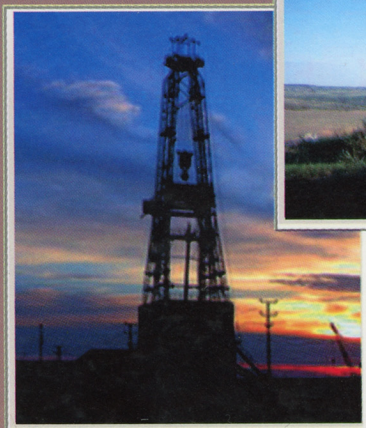


**Харківський національний
університет імені В. Н. Каразіна**



В. П. Палєхін

КУРС ФІЗИКИ



ПІДРУЧНИК



КРУГООБІГ ВОДИ В ПРИРОДІ



В. П. Павлов

КУРС ФИЗИКИ

Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

В. П. Палєхін

КУРС ФІЗИКИ

Підручник

Затверджено Міністерством освіти і науки, молоді та спорту України

Харків – 2013

5УДК 53(075.8)

ББК 22.3я73

П 14

Рецензенти:

Вовк Р. В. – завідувач кафедри фізики Української державної академії залізничного транспорту, д-р фіз.-мат. наук, проф.;

Фик І. М. – завідувач кафедри видобування нафти, газу та конденсату Харківського національного технічного університету «ХПТ», д-р техн. наук, проф.;

Шевченко В. О. – завідувач науково-дослідної лабораторії картографії та геоінформатики Київського національного університету імені Тараса Шевченка, д-р геогр. наук., проф.

*Затверджено Міністерством освіти і науки, молоді та спорту України
як підручник для студентів геолого-географічних спеціальностей
вищих навчальних закладів
(лист №1/11-343 від 16.01.2013 р.)*

Палехін В. П.

П 14

Курс фізики : підручник / В. П. Палехін. – Х. : ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2013. – 516 с.

ISBN 978-966-623-936-8

У підручнику розглянуті основні питання курсу фізики: механіки, молекулярної фізики та термодинаміки, електрики і магнетизму, оптики, елементи фізики атома й атомного ядра.

Особливу увагу надано питанням, які необхідні для професійної діяльності: будові та характеристикам Землі і її атмосфери, фізичним процесам у геосферах і практичному використанню фізичних законів і явищ.

Підручник призначено для студентів геолого-географічних та інших спеціальностей природничих факультетів університетів.

УДК 53(075.8)

ББК 22.3я73

ISBN 978-966-623-936-8

© Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна, 2013

© Палехін В. П., 2013

© Дончик І. М., макет обкладинки, 2013

ЗМІСТ

ВСТУП	13
Частина 1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ КЛАСИЧНОЇ МЕХАНІКИ	18
Розділ 1. Простір і час у механіці. Елементи кінематики поступального й обертального руху	18
§ 1.1. Уявлення про простір і час у механіці. Задачі механіки	18
§ 1.2. Матеріальна точка. Системи відліку. Радіус-вектор. Кінематичний закон руху. Траєкторія. Шлях. Вектор переміщення	19
§ 1.3. Швидкість поступального руху. Прискорення. Прискорення при криволінійному русі. Повне прискорення	22
§ 1.4. Кутова швидкість і кутове прискорення. Кутова швидкість, період і частота обертання. Лінійна і кутова швидкості Землі. Маятник Фуко. Зв'язок між лінійною і кутовою швидкостями та прискореннями	27
Контрольні запитання і завдання	31
Розділ 2. Динаміка. Перетворення Галілея. Сили інерції	32
§ 2.1. Сила. Маса. Перший закон Ньютона. Інерціальні системи відліку. Геліоцентрична система відліку	32
§ 2.2. Другий закон Ньютона. Імпульс. Основне рівняння динаміки поступального руху. Імпульс сили	35
§ 2.3. Третій закон Ньютона. Центр мас системи матеріальних точок. Рівняння руху центра мас системи матеріальних точок	37
§ 2.4. Момент сили. Плече сили. Пара сил. Момент інерції. Момент імпульсу. Основне рівняння динаміки обертального руху. Момент інерції Землі	40
§ 2.5. Гіроскопи. Гіроскопічний ефект. Прецесія і нутація осі обертання Землі	44
§ 2.6. Перетворення Галілея. Закон додавання швидкостей. Механічний принцип відносності. Неінерціальні системи відліку. Сили інерції. Сили інерції в обертальних системах відліку. Сила Коріоліса. Відцентрова сила інерції. Вплив обертання Землі на рух тіл	46
Контрольні запитання і завдання	53
Розділ 3. Гравітаційне поле Землі. Сили в механіці. Енергія. Робота. Закони збереження в механіці	54
§ 3.1. Рухи планет. Закони Кеплера. Закон всесвітнього тяжіння	54

§ 3.2. Сила тяжіння. Прискорення сили тяжіння. Вага тіла. Невагомість. Перевантаження. Залежність прискорення сили тяжіння від: висоти, глибини, географічної широти, густини Землі. Формула А. Клеро. Гравіметрія. Інертна та гравітаційна маси	57
§ 3.3. Принцип далекодії й близькодії. Гравітаційне поле Землі і його характеристики. Зв'язок між потенціалом і напруженістю поля сил тяжіння. Перші і другі похідні потенціалу сил тяжіння. Припливоутворювальна сила. Припливи й відпливи на Землі. Внутрішня будова і фізичні параметри Землі. Сили тертя	63
§ 3.4. Енергія. Робота. Консервативні і неконсервативні сили. Потенціальні і непотенціальні поля. Робота сили тяжіння. Потужність. Кінетична і потенціальна енергії. Кінетична енергія Землі. Аналогія між поступальним і обертальним рухами	74
§ 3.5. Закони збереження в механіці. Реактивний рух. Зіткнення. Умови рівноваги в механіці. Космічні швидкості. Геостаціонарні супутники – моніторинг атмосфери і розвідка надр	83
Контрольні запитання і завдання	93
Розділ 4. Течія рідин і газів	94
§ 4.1. Тиск в нерухомих рідинах і газах. Закон Паскаля. Сполучені посудини. Закон Архімеда. Плавучість тіл	94
§ 4.2. Течія рідин і газів. Рівняння нерозривності течії. Рівняння Бернуллі і деякі задачі гідродинаміки	98
§ 4.3. Течія в'язкої рідини. Сила внутрішнього тертя. Формула Пуазейля. Число Рейнольдса	104
§ 4.4. Рух тіл у рідинах і газах. Формула Стокса. Течія підземних вод. Закон Дарсі. Океанські течії. Енергія води й гідроелектростанції	108
Контрольні запитання і завдання	111
Частина 2. МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА І ТЕРМОДИНАМІКА	113
Розділ 5. Основи молекулярно-кінетичної теорії газів.	113
Газові закони. Явища в атмосфері Землі. Явища переносу	
§ 5.1. Перебування речовини в різних агрегатних станах. Основні положення молекулярно-кінетичної теорії речовини. Молекулярно-кінетичний і термодинамічний методи.	113

Макроскопічні параметри речовини. Абсолютна температура.	
Температурні шкали	
§ 5.2. Кількість речовини. Молярна маса. Рівняння стану. Ідеальний газ. Рівняння Клапейрона–Менделєєва. Основні закони ідеального газу. Тиск газу. Основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії газу	118
§ 5.3. Атмосфера Землі. Атмосферний тиск. Барометрична формула. Температура атмосфери. Фізичні процеси в атмосфері. Прозорість і непрозорість атмосфери. Озонова діра. Парниковий ефект	124
§ 5.4. Розподіл Больцмана. Розподіл Максвелла. Найбільш характерні швидкості газових молекул і атмосфера Землі	131
§ 5.5. Реальні гази. Рівняння Ван-дер-Ваальса. Теоретичні й експериментальні ізотерми реального газу. Критичний стан речовини. Визначення критичних параметрів. Зрідження газів	134
§ 5.6. Середня довжина вільного пробігу молекул. Ефективний діаметр молекул. Вакуум. Загальне уявлення про явища переносу	138
§ 5.7. Дифузія. Коефіцієнт дифузії. Дифузія через напівпроникні перетинки і капіляри. Осмос. Осмотичний тиск	141
§ 5.8. Теплопровідність. Коефіцієнт теплопровідності. Конвекція. Променевий теплообмін. Конвекція й променевий теплообмін у природі. Теплопередача у гірських породах	144
§ 5.9. Внутрішнє тертя. Коефіцієнт внутрішнього тертя. Надплинна рідина. Фізичні властивості вуглеводневих газів	149
§ 5.10. Особливості явищ переносу у розріджених газах. Теплоізоляція	153
Контрольні запитання і завдання	154
Розділ 6. Рідини й тверді тіла	155
§ 6.1. Будова рідин. Стисливість рідин. Внутрішній тиск. Теплове розширення. Поверхневий натяг. Поверхнево-активні речовини. Адсорбція й буріння свердловин	155
§ 6.2. Поверхневі явища на границі рідини і твердого тіла, двох рідин. Флотація. Збагачення руди	160
§ 6.3. Тиск під викривленою поверхнею рідини. Формула Лапласа. Явище капілярності	162
§ 6.4. Випаровування і кипіння рідин. Вологість повітря. Точка роси. Хмари. Пружність насиченої пари над кривою поверхнею рідини. Утворення краплі дощу. Штучний дощ.	164

Смоги	
§ 6.5. Фізичні характеристики води й нафти. Елементи фізики гідросфери Землі. Забруднення водних ресурсів	172
§ 6.6. Тверді тіла. Кристалічна решітка. Моно- і полікристали. Мінерали. Пружні властивості твердих тіл. Рідкі кристали і полімери	180
§ 6.7. Плавлення та кристалізація твердих тіл. Фазові переходи. Потрійна точка	191
Контрольні запитання і завдання	195
Розділ 7. Основи термодинаміки. Теплоємність. Ізопроцеси	196
§ 7.1. Основні поняття й означення. Внутрішня енергія системи. Робота і теплота – форми передавання енергії	196
§ 7.2. Розподіл енергії за ступенями вільності молекул. Внутрішня енергія ідеальних і реальних газів	198
§ 7.3. Перший принцип термодинаміки. Вічний двигун першого роду. Теплоємність речовини. Закон Дюлонга і Пті. Робота газу	201
§ 7.4. Термодинаміка ізопроцесів. Теплоємність газів. Рівняння Майера. Адіабатний процес. Рівняння Пуассона	205
§ 7.5. Другий принцип термодинаміки. Оборотні і необоротні процеси	208
§ 7.6. Тепловий двигун. Цикл Карно. ККД. Вічний двигун другого роду. Теплові двигуни, теплові електростанції й довокільця. Тепловий насос	210
§ 7.7. Ентропія. Закон зростання ентропії. Ентропія і другий принцип термодинаміки. Теплова «смерть» Всесвіту	213
Контрольні запитання і завдання	217
Частина 3. ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ	219
Розділ 8. Електричне поле	219
§ 8.1. Електричний заряд. Закон збереження електричного заряду. Точковий заряд. Закон Кулона. Теорема Ірншоу. Діелектрична проникність середовища	219
§ 8.2. Напруженість електростатичного поля. Принцип суперпозиції. Лінії напруженості	222
§ 8.3. Робота сил електростатичного поля. Потенціальність поля. Потенціал. Зв'язок між напруженістю й потенціалом. Еквіпотенціальні поверхні	224
§ 8.4. Розподіл електричних зарядів. Потік вектора $\vec{E}$.	227

Теорема Гаусса для вектора $\vec{E}$ у вакуумі. Електричне поле рівномірно зарядженої нескінченної площини, двох площин	
§ 8.5. Провідники в електростатичному полі. Електростатична індукція. Електростатичний захист. Вістря	230
§ 8.6. Діелектрики в електростатичному полі. Електричний диполь. Вектор поляризації. Види поляризації. Сегнетоелектрики. П'єзоелектричний ефект. П'єзоелектричні сейсмографи	232
§ 8.7. Зв'язок вектора поляризації $\vec{P}$ з вектором напруженості $\vec{E}$. Діелектрична сприйнятливість речовини. Вектор електричної індукції $\vec{D}$. Зв'язок між векторами $\vec{D}$ і $\vec{E}$. Графічне зображення електричного поля в діелектрику	236
§ 8.8. Електроємність. Конденсатори. З'єднання конденсаторів. Енергія зарядженого конденсатора. Енергія електричного поля. Електричне поле Землі.	238
Контрольні запитання і завдання	243
Розділ 9. Постійний електричний струм. Електричний струм в речовині. Плазма	244
§ 9.1. Сила і густина електричного струму. Конвекційні струми. Сторонні сили. Електрорушійна сила і напруга	244
§ 9.2. Закони Ома. Електричний опір. Надпровідність. Напівпровідники. Закон Джоуля–Ленца. Потужність постійного струму	248
§ 9.3. Кола постійного струму. Послідовне і паралельне з'єднання резисторів. Правила Кірхгофа. Дія електричного струму на живий організм. Заземлення. Запобіжники	252
§ 9.4. Електричний струм у газах. Іонізація газів. Несамостійний і самостійний газові розряди. Блискавка. Громовідвід. Плазма. Електропровідність атмосфери Землі	257
§ 9.5. Електричний струм у рідинах. Електроліти. Електролітична дисоціація. Електроліз. Закони Фарадея для електролізу. Фізичні основи електророзвідки	263
Контрольні запитання і завдання	266
Розділ 10. Магнітне поле	267
§ 10.1. Індукція магнітного поля. Лінії індукції. Принцип суперпозиції. Закон Біо, Савара і Лапласа. Магнітне поле прямого провідника зі струмом	267
§ 10.2. Магнітний потік. Теорема Гаусса для магнітного поля.	271

Магнітне поле соленоїда	
§ 10.3. Сила Ампера. Сила Лоренца. Рух заряджених частинок у постійному магнітному полі. Полярні саява. Мас-спектрометрія. МГД-генератор	273
Контрольні запитання і завдання	277
Розділ 11. Магнітне поле в речовині. Магнітні властивості речовини	278
§ 11.1. Магнітні моменти електронів і атомів. Спін. Вектор намагніченості. Циркуляція вектора намагніченості	278
§ 11.2. Напруженість магнітного поля ($\vec{H}$). Циркуляція вектора $\vec{H}$. Зв'язок між векторами $\vec{J}$ і $\vec{H}$. Магнітна сприйнятливість. Магнітна проникність. Зв'язок між векторами $\vec{B}$ і $\vec{H}$	281
§ 11.3. Магнітні властивості речовини. Діамагнетики. Парамагнетики. Закон Кюрі. Феромагнетики. Магнітний гістерезис. Домен. Температура Кюрі. Постійні магніти	283
Контрольні запитання і завдання	288
Розділ 12. Електромагнітна індукція. Змінний електричний струм	289
§ 12.1. Явище електромагнітної індукції. Закон Фарадея. Правило Ленца. Вихрове електричне поле. Закон електромагнітної індукції в інтегральній формі. Вихрові струми. Скін-ефект	289
§ 12.2. Явище самоіндукції. Індуктивність соленоїда. Взаємна індукція. Трансформатор	292
§ 12.3. Енергія магнітного поля. Магнітне поле Землі. Магнітні бурі. Магнітосфера Землі й радіаційний фон. Магнітне поле і біологічні об'єкти. Магніторозвідка. Палеомагнітні дослідження	295
§ 12.4. Обертання рамки в магнітному полі. Змінний електричний стум. Електрогенератори. Електродвигуни. Ємність та індуктивність у колах змінного струму. Закон Ома для змінного струму. Електричний резонанс. Потужність змінного струму	302
Контрольні запитання і завдання	310
Розділ 13. Рівняння Максвелла для електромагнітного поля	311
§ 13.1. Струм зміщення. Основні положення теорії електромагнітного поля Максвелла	311

§ 13.2. Система рівнянь Максвелла в інтегральній формі.	313
Контрольні запитання і завдання	315
Розділ 14. Механічні коливання і пружні хвилі	315
§ 14.1. Загальна характеристика коливальних процесів.	315
Гармонічні коливання. Гармонічний осцилятор. Механічна енергія гармонічних коливальних маятників. Коливальний рух земної кори	
§ 14.2. Метод векторних діаграм. Додавання коливальних однакового напрямку. Биття. Фігури Ліссажу	322
§ 14.3. Згасаючі коливання і їхні характеристики. Вимушені коливання. Резонанс. Явища резонансу в природі	326
§ 14.4. Пружні хвилі. Фронт хвилі. Хвильова поверхня. Поширення пружних хвиль в різних середовищах. Рівняння хвилі. Фазова і групова швидкості. Енергія пружної хвилі. Вектор Умова	331
§ 14.5. Інтерференція хвиль. Стоячі хвилі. Дифракція хвиль. Принцип Гюйгенса. Сейсмічні хвилі. Землетруси. Цунамі. Сейсморозвідка	340
§ 14.6. Звукові хвилі. Швидкість поширення звукових хвиль у різних середовищах. Шуми. Ультразвук. Інфразвук. Модуляція хвиль. Ефект Доплера	349
Контрольні запитання і завдання	355
Розділ 15. Електромагнітні коливання і електромагнітні хвилі	356
§ 15.1. Коливальний контур. Власні електромагнітні коливання. Формула Томсона	356
§ 15.2. Електромагнітні хвилі. Випромінювання електромагнітних хвиль. Рівняння плоскої електромагнітної хвилі. Швидкість поширення хвилі. Енергія хвилі, потік енергії. Вектор Пойнтінга	358
§ 15.3. Шкала електромагнітних хвиль. Прозорість і непрозорість речовини для електромагнітної хвилі. Закон Бугера–Ламберта. Прозорість атмосфери. Поширення радіохвиль. Електромагнітне забруднення	361
Контрольні запитання і завдання	367
Частина 4. ОПТИКА	369
Розділ 16. Погляди на природу світла. Основи фотометрії. Основні закони геометричної оптики	369
§ 16.1. Розвиток уявлень про природу світла. Джерела світла.	369

Основні фотометричні величини	
§ 16.2. Поширення світла. Принцип П. Ферма. Основні закони геометричної оптики. Показник заломлення. Повне внутрішнє відбивання. Рефрактометрія. Рефракція світла. Міражі	374
§ 16.3. Тонка лінза. Зображення в оптичних системах. Аберації оптичних систем. Оптичний мікроскоп	379
Контрольні запитання і завдання	386
Розділ 17. Хвильові властивості світла	387
§ 17.1. Світлова хвиля. Інтерференція світла. Інтерференція світла при відбиванні від тонких пластинок. Кільця Ньютона. Практичне застосування інтерференції	387
§ 17.2. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса–Френеля. Метод зон Френеля. Дифракція Френеля. Дифракція Фраунгофера. Дифракційні решітки. Спектральні характеристики приладу. Голографія	394
§ 17.3. Поляризація світла. Природне і поляризоване світло. Поляризатори. Закон Малюса. Поляризація світла при відбиванні. Закон Брюстера. Подвійне заломлення променів. Поляріди. Призма Ніколя	405
§ 17.4. Обертання площини поляризації. Поляриметр. Ефект Фарадея. Штучна оптична анізотропія. Ефект Керра	410
Контрольні запитання і завдання	413
Розділ 18. Поширення світла в речовині. Тепловий стан поверхні Землі	415
§ 18.1. Дисперсія світла. Нормальна та аномальна дисперсії. Електронна теорія дисперсії	415
§ 18.2. Поглинання світла. Спектри поглинання. Прозорість мінералів. Кольори тіл	419
§ 18.3. Розсіяння світла. Оптичні явища в атмосфері. Жива природа і світло	421
§ 18.4. Джерела тепла поверхневого шару Землі. Сонячна радіація. Сонячна стала. Альbedo	424
Контрольні запитання і завдання	426
Розділ 19. Квантова природа випромінювання	427
§ 19.1. Теплове випромінювання і люмінесценція. Випромінювальна і поглинальна здатності тіла. Абсолютне чорне тіло. Закон Кірхгофа. Чорна діра	427
§ 19.2. Закони випромінювання чорного тіла. Формула Планка. Кванти світла. Оптична пірометрія. Лампи	432

розжарювання	
§ 19.3. Фотоефект. Рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту. Червона межа фотоефекту. Фотоелементи	436
Контрольні запитання і завдання	438
Розділ 20. Хвильові властивості речовини	439
§ 20.1. Хвилі де Бройля. Дифракція електронів та інших частинок. Електронний мікроскоп	439
§ 20.2. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга.	441
Рівняння Шредінгера	
Контрольні запитання і завдання	443
Частина 5. ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ АТОМА Й АТОМНОГО ЯДРА	444
Розділ 21. Будова атома. Види спектрів випромінювання. Лазери. Рентгенівське випромінювання. Спектральний аналіз	444
§ 21.1. Модель атома Резерфорда. Постулати Бора. Теорія Бора атома водню. Стала Рідберга і спектральні лінії. Розподіл електронів в атомі. Принцип Паулі	444
§ 21.2. Види спектрів випромінювання. Лінійчасті спектри. Спектральний аналіз. Поглинання молекулами атмосфери УФ та ІЧ випромінювання	453
§ 21.3. Спонтанне і вимушене випромінювання. Лазери. Лідари	457
§ 21.4. Рентгенівське випромінювання. Дифракція рентгенівського випромінювання. Рентгеноструктурний аналіз	459
Контрольні запитання і завдання	462
Розділ 22. Елементи фізики атомного ядра	463
§ 22.1. Склад і основні характеристики атомного ядра. Енергія зв'язку ядер. Дефект маси	463
§ 22.2. Ядерні сили. Моделі ядер	466
§ 22.3. Радіоактивність. Закон радіоактивного розпаду. Період піврозпаду. Активність радіоактивної речовини	469
§ 22.4. Ядерні випромінювання. Правила зміщення. Радіоактивні сім'ї. Резонансне поглинання γ -випромінювання. Ефект Мессбауера	471
§ 22.5. Штучна радіоактивність. Радіоактивність у природі. Вік гірських порід і радіоактивність. Радіоактивний годинник. Радіоактивні методи в геології	476
§ 22.6. Експериментальні методи реєстрації радіоактивних	480

випромінювань. Гамма-каротаж	
§ 22.7. Біологічна дія іонізуючого випромінювання.	482
Дозиметрія. Захист від випромінювання	
Контрольні запитання і завдання	486
Розділ 23. Ядерна енергетика. Космічні промені.	487
Антиречовина	
§ 23.1. Джерела енергії. Кислотні дощі. Ядерні реакції поділу	487
§ 23.2. Ланцюгова реакція і види реакторів. Атомна	489
електростанція. Атомна бомба	
§ 23.3. Реакції синтезу атомних ядер. Термоядерна реакція.	495
Воднева бомба. Ядерна ніч. Ядерна зима	
§ 23.4. Космічні промені. Радіаційні пояси Землі.	498
Антиречовина	
Контрольні запитання і завдання	501
Довідковий матеріал	501
Предметний покажчик	503

ВСТУП

Серед підручників з фізики сьогодні немає такого, який би повністю задовольняв майбутніх фахівців, які свідомо обрали свій фах у напрямі геології, гідрогеології та географії. Такі обставини і спонукали до написання підручника, в основу якого покладено курс лекцій, які автор читає протягом багатьох років у Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна для студентів геолого-географічного факультету.

Мета, яка ставиться при вивченні фізики, полягає в ознайомленні з основними фізичними законами та явищами, їх механізмами, закономірностями і практичними застосуваннями. Цим закладаються фізичні основи для вивчення геолого-географічних дисциплін. Можна стверджувати, що досягнення геолого-географічних наук завжди були пов'язані із відкриттями у багатьох напрямках фізики, яка вивчає найбільш загальні властивості матерії та форми її руху.

Сьогодні відомі дві форми матерії: речовина і поле. Речовина – це атоми, молекули та інші частинки, а також тіла, що складені із цих частинок.

Поле – це така форма матерії, за допомогою якої здійснюються будь-які взаємодії між будь-якими тілами природи, тобто поле виконує роль передавача взаємодії. Взаємодія відбувається за схемою: тіло (частинка) → поле → тіло (частинка). У деяких умовах поле може відірватися від свого джерела і незалежно поширюватися у просторі, наприклад, електромагнітні хвилі.

Як показує дослід, різні види матерії можуть перетворюватися один на інший, наприклад, електрон і позитрон (частинки речовини) на гамма-фотон, тобто на електромагнітне поле.

Невід'ємною загальною властивістю матерії є рух. Під рухом матерії розуміють будь-які її зміни у просторі і часі. Але предметом пізнання фізики є вивчення простих форм руху матерії, таких як: механічний, тепловий, хвильовий тощо. Ці форми руху матерії є основа будь-яких складних видів руху (біологічних, хімічних та ін.).

У природі відбуваються різні взаємодії між тілами (частинками), однак усі відомі сили можна об'єднати до чотирьох

типів взаємодії: гравітаційна, електромагнітна, сильна (ядерна), слабка.

Гравітаційна взаємодія є універсальною, має характер притягання і пов'язує усі без виключення тіла природи. Проте ця взаємодія є суттєвою лише у випадку тіл великої маси (Земля, Місяць, Сонце та ін.).

Електромагнітна взаємодія спостерігається лише між зарядженими тілами (частинками), тобто вона не є універсальною, але, як і гравітаційна взаємодія, є далекодіючою і має властивість притягання й відштовхування.

Сильна (ядерна) взаємодія зумовлює зв'язок нуклонів у ядрі атома, тобто її радіус дії становить 10^{-15} м (короткодіюча), і вона має властивість притягання. Ця взаємодія в ядрі у сотні разів інтенсивніша електромагнітної.

Слабка взаємодія обумовлює нестабільність ряду мікрочастинок, тобто цей тип взаємодії відповідальний за спонтанний розпад більшості частинок. Слабка взаємодія, як і сильна, є короткодіючою.

Процес розвитку у природі відбувається як процес переходу кількісних змін в якісні. Наприклад, кількісні зміни температури речовин приводять до якісних змін їх агрегатного стану (твердий, рідкий, газоподібний, плазменний). Кількісні зміни довжини електромагнітної хвилі приводять до надто суттєвих якісних змін властивостей випромінювання, як, наприклад, проникаюча здатність (рентгенівське випромінювання) або тепла дія (інфрачервоне і ультрафіолетове) тощо. Нарешті кількісна зміна електронів в атомі викликає якісні зміни його хімічних властивостей.

Фізика належить до фундаментальних наук, а її закони є універсальними законами для усього природознавства, у тому числі і для Вашої майбутньої спеціальності. Вони є основою у пізнаванні процесів і явищ, що відбуваються у різних оболонках Землі. Тому наша задача полягає в тому, щоб ввести Вас у курс основних ідей і законів фізики, що будуть корисні і Вам.

Дійсно, геологія, гідрогеологія та географія вивчають оболонки Землі і процеси, що протікають в них. Відомо, що зовнішня оболонка Землі складається із декількох оболонок, а саме: твердої, або літосфери; рідкої, або гідросфери; газоподібної, або атмосфери.

Отже, протягом цього курсу ми будемо вивчати властивості та будову твердих тіл, рідин, газів, а також реакції речовин на фізичні поля і зовнішні параметри – тиск, температуру тощо. Розглянемо фундаментальні фізичні закони, різні види хвиль, випромінювань, їх поширення в середовищах, фізичні процеси і явища в атмосфері. Особливу увагу надамо фізичним методам, що використовуються у вашій спеціальності.

Для характеристики властивостей речовин і природних явищ у фізиці введені фізичні величини, наприклад: маса, тиск, сила, швидкість, напруженість поля та ін. З іншого боку, для встановлення кількісного зв'язку між фізичними величинами потрібно вміти вимірювати їх і, відповідно, встановлювати одиниці виміру для них.

Міжнародною конвенцією прийнята система одиниць (СІ), у якій основними одиницями є: одиниця довжини – метр (м), одиниця часу – секунда (с), одиниця маси – кілограм (кг), одиниця сили струму – ампер (А), одиниця температури – кельвін (К), одиниця кількості речовини – моль (моль), одиниця сили світла – кандела (кд). Інші одиниці називаються похідними і встановлюються через основні одиниці, наприклад, сила $F = ma = \text{кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2$.

Метр дорівнює відстані, яку проходить у вакуумі світло за $1/299\,792\,458$ частку секунди.

Секунда – це час, що дорівнює 9192 631 770 періодам випромінювання, що відповідає переходу між двома надтонкими рівнями основного стану атома цезію – 133.

Кілограм є одиницею маси і дорівнює масі міжнародного прототипу кілограма. Прототип кілограма виготовлений із платино-іридієвого сплаву (Р1 90%, Ір 10%) у вигляді циліндричної гирі, що має діаметр та висоту 39 мм; відносна похибка порівняння з прототипом еталонів-копій не перевищує $2 \cdot 10^{-9}$.

Ампер – це сила постійного струму, який при проходженні по двох паралельних прямолінійних провідниках нескінченної довжини і дуже малій площі кругового поперечного перерізу, розміщених у вакуумі на відстані 1 м один від одного, викликав би на кожній ділянці провідника довжиною в 1 м силу взаємодії, що дорівнює $2 \cdot 10^{-7}$ Н.

Кельвін – одиниця температури, яка дорівнює $1/273,16$ частині термодинамічної температури потрійної точки води.

Моль дорівнює кількості речовини системи, яка містить стільки ж структурних елементів, скільки міститься атомів у 0,012 кг вуглецю C_{12} .

Кандела дорівнює силі світла джерела в заданому напрямку, яке імітує монохроматичне випромінювання з частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила світла якого в цьому напрямку складає 1/683 Вт/ср.

Додаткові одиниці СІ. Плоский кут – радіан (рад). Радіан дорівнює куту між двома радіусами кола, довжина дуги між якими дорівнює радіусу.

Тілесний кут – стерадіан (ср). Стерадіан дорівнює тілесному куту з вершиною в центрі сфери, який вирізає на поверхні цієї сфери площу, що дорівнює площі квадрата зі стороною, яка дорівнює радіусу цієї сфери. Деякі похідні одиниці, що дістали спеціальні назви, використовують для утворення інших похідних одиниць. Скорочені позначення одиниць, названих на честь учених, пишуть з великої букви.

Множники, приставки та їхні позначення для кратних і часткових одиниць СІ наведені в таблиці:

Множник	Приставка	Позначення приставки	Множник	Приставка	Позначення приставки
10^{18}	екса	Е	10^{-1}	деци	д
10^{15}	пета	П	10^{-2}	санти	с
10^{12}	тера	Т	10^{-3}	мілі	м
10^9	гіга	Г	10^{-6}	мікро	мк
10^6	мега	М	10^{-9}	нано	н
10^3	кіло	к	10^{-12}	піко	п
10^2	гекто	г	10^{-15}	фемто	ф
10^1	дека	да	10^{-18}	атто	а

У цьому курсі ми будемо зустрічатися в основному з двома видами фізичних величин: скалярними і векторними. Скалярна величина цілком кількісно визначена, якщо задане її числове значення та одиниця вимірювання. Наприклад, скалярними величинами є: температура, енергія, маса, густина, час, тиск. Векторні величини, крім числового значення та одиниці вимірювання, ще характеризуються напрямом і точкою прикладення. Прикладами векторних величин є: сила, швидкість, прискорення, напруженості електричних і магнітних полів. Напрямок

векторної величини зображують стрілкою, довжина якої при обраному масштабі є числове значення вектора.

Геометричною сумою $\vec{C}$ двох векторів $\vec{A}$ і $\vec{B}$ називають діагональ паралелограма, побудованого на векторах $\vec{A}$ і $\vec{B}$. Можна дати ще і таке правило додавання векторів: сума $\vec{A} + \vec{B}$ зображується вектором $\vec{C}$, направленим із початку вектора $\vec{A}$ до кінця вектора $\vec{B}$. Інакше кажучи, додавання двох векторів $\vec{A}$ і $\vec{B}$ геометрично зображується трикутником.

Для знаходження суми декількох векторів з кінця першого вектора додають вектор другий, з кінця другого – третій вектор і т.д. Результируючий вектор $\vec{C}$ буде направлений з початку першого вектора до кінця останнього вектора, він замикає ламану лінію, яка утворюється з векторів, що складаються, тобто векторна рівність у даному випадку геометрично зображується багатокутником.

Щоб відняти від вектора $\vec{A}$ вектор $\vec{B}$, потрібно до вектора $\vec{A}$ додати вектор $(-\vec{B})$, тобто вектор, що дорівнює за довжиною і протилежний за напрямом вектору $\vec{B}$.

При множенні вектора на вектор розрізняють два добутки векторів: скалярний і векторний.

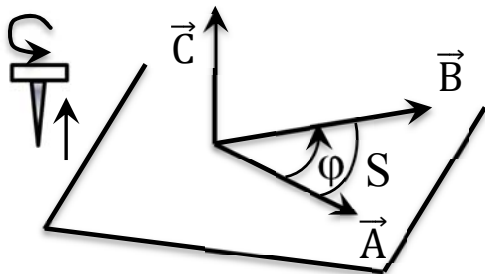


Рис. 1

Скалярним добутком векторів $\vec{A}$ і $\vec{B}$ називають число, що дорівнює $AB \cos \varphi$, тобто:

$$(\vec{A} \vec{B}) = A B \cos \varphi,$$

де A і B – модулі (числа) векторів, φ – кут між напрямками цих векторів.

Векторним добутком векторів $\vec{A}$ і $\vec{B}$ називають вектор $\vec{C}$, чисельне значення якого дорівнює:

$$C = AB \sin \varphi, \text{ тобто: } \vec{C} = \left[\vec{A} \vec{B} \right].$$

Вектор $\vec{C}$ завжди перпендикулярний площині, в якій лежать вектори $\vec{A}$ і $\vec{B}$, і його напрям визначається за правилом правого гвинта: якщо ручку гвинта найкоротшим шляхом S повернути від вектора $\vec{A}$ до вектора $\vec{B}$, то напрям поступального руху гвинта вкаже напрям вектора $\vec{C}$ (рис. 1). У векторному добутку не можна міняти

місцями вектори (зміниться напрям вектора $\vec{C}$). Якщо вектори $\vec{A}$ і $\vec{B}$ паралельні або антипаралельні, то їх векторний добуток, очевидно, дорівнює нулю, оскільки $\sin 0^\circ = \sin 180^\circ = 0$. Якщо вектори $\vec{A}$ і $\vec{B}$ взаємно перпендикулярні, модуль їх векторного добутку дорівнює добутку їх модулів, оскільки $\sin 90^\circ = 1$.

ЧАСТИНА 1

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ КЛАСИЧНОЇ МЕХАНІКИ

Розділ 1. Простір і час у механіці. Елементи кінематики поступального й обертального руху

§ 1.1. Уявлення про простір і час у механіці. Задачі механіки

1. У класичній механіці (вона вивчає рух тіл зі швидкостями, набагато меншими швидкості поширення світла у вакуумі ($C = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$)), простору і часу надається абсолютний характер, тобто вони не залежать від матеріальних об'єктів.

Абсолютний простір є неперервним, однорідним в усіх напрямках (ізотропен). Вважається, що простір – це абсолютна порожнеча, яка має три виміри.

Абсолютний час є безвідносним до будь-чого зовнішнього, неперервний і однорідний. Він плине лише в одному напрямі від минулого і до майбутнього.

У теорії відносності Ейнштейна простір і час взаємозалежні, і цей зв'язок встановлюється безупинним рухом матерії в просторі і часі. Теорія відносності заперечує ізолюваність і абсолютність цих понять. Вона встановлює, що просторово-часові характеристики події, що відбуваються в тій чи іншій системі, залежать від швидкості руху даної системи щодо спостерігача, а також від концентрації мас, у полі яких система рухається.

Отже, простір і час мають певні властивості, і це безсумнівно впливає на хід фізичних явищ. Найважливішою з цих властивостей є однорідність. Однорідність простору означає, що будь-яка його точка фізично рівноцінна, тобто перенесення будь-якого об'єкта в просторі ніяк не впливає на процеси, що відбуваються з цим об'єктом. Наприклад, ми зовсім упевнені, що властивості атомів на Землі і на Місяці однакові.

Однорідність часу означає, що коли об'єкти не взаємодіють з оточенням, то для них будь-який момент часу може бути прийнятий за початковий. Це означає, що вивчені сьогодні закономірності в поведженні атомів були такими ж самими і раніше.

Якщо б ці властивості однорідності простору і часу, які уявляються настільки очевидними, були відсутні, то було б майже безглуздом займатися наукою. Справді, уявімо собі, до чого б вела відсутність однорідності простору: закони фізики у Харкові були б одні, у Києві – інші. Відсутність однорідності часу вела б до того, що наука не могла б прогресувати в пізнанні. Наприклад, відкриті у XVII столітті закони Ньютона сьогодні були б уже несправедливими, і потрібно було б знову вести дослідження.

2. У механіці вивчаються закономірності найпростіших форм руху тіл (механічний рух або переміщення) і причини, що викликають ці рухи. Механіка поділена на три розділи: кінематика, динаміка і статика.

Кінематика вивчає переміщення тіл без урахування тих причин (сил), що викликають рух, тобто досліджує просторово-часове переміщення тіл. Вона використовує такі величини: радіус-вектор; вектор переміщення; траєкторія; шлях; швидкість $\vec{v}$ і прискорення $\vec{a}$.

Динаміка досліджує причини, що викликають рух тіл, тобто вивчає рух тіл під дією прикладених до них сил і їхній зв'язок з переміщеннями тіл. Тут до кінематичних величин додаються величини: сила; момент сили; маса тіла; імпульс; момент імпульсу; момент інерції.

У статистиці досліджуються умови рівноваги системи тіл, на яку впливають сили і моменти сил. Статика вивчається в спеціальних курсах механіки.

§ 1.2. Матеріальна точка. Системи відліку. Радіус-вектор. Кінематичний закон руху. Траєкторія. Шлях. Вектор переміщення

1. Найпростішою формою руху матерії є механічний рух. Механічний рух – це зміна з часом положення тіл у просторі відносно одне одного.

Поступальний рух – це такий рух, при якому будь-яка пряма, пов'язана з тілом, що рухається, залишається паралельною самій собі.

Довільне тверде тіло або систему тіл можна уявити як сукупність великої кількості дрібних частинок (матеріальних точок), що взаємодіють між собою.

У механіці спочатку вивчають рух окремої матеріальної точки, а потім починають вивчення руху системи матеріальних точок.

Матеріальна точка – це тіло, розмірами і формою якого в умовах даної задачі можна знехтувати і вважати, що вся речовина

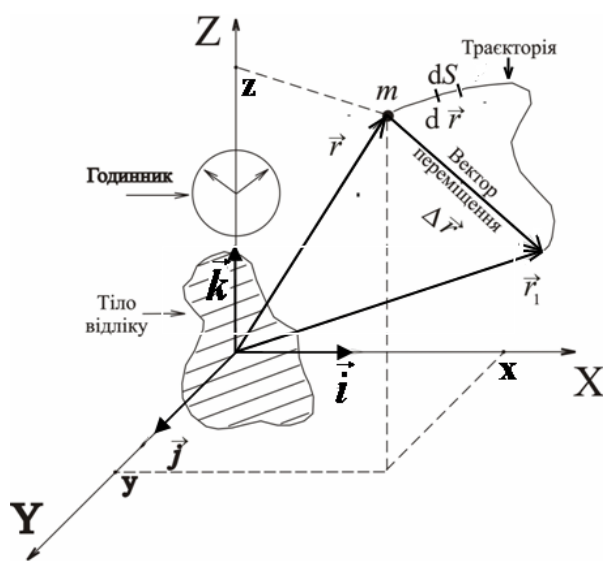


Рис. 1.1

тіла зосереджена в одній геометричній точці. Наприклад, можна знехтувати формою і розмірами Землі, розглядаючи її рух навколо Сонця, але таке спрощення неприпустиме при вивченні її руху навколо своєї осі (добове обертання). Матеріальну точку ми іноді будемо називати частинкою або просто точкою.

2. Описувати рух матеріальної точки – це знати її положення в просторі в даний момент часу.

Чи рухається дане тіло, чи знаходиться у стані спокою – визначається тільки тілом відліку, тобто тілом, стосовно якого розглядається даний рух. Нерухомих тіл в природі не існує. Можна стверджувати, що механічний рух завжди відносний.

Крім тіла відліку для вивчення руху матеріальної точки у просторі необхідно з тілом відліку жорстко пов'язати систему координат, наприклад, декартову систему з координатами x, y, z . Можна вибрати з точки зору зручності й інші координати, наприклад, сферичні або полярні. У системі координат треба помістити також і годинник для відліку часу. Тому тривимірна система координат, жорстко пов'язана з тілом відліку, і годинник (рис. 1.1) утворюють систему відліку. У даній системі відліку будь-яку подію можна характеризувати місцем, де вона відбулась, і часом, коли вона відбулась.

Поняття системи відліку у фізиці є фундаментальним. Оскільки з кожним тілом можна пов'язати систему координат, то систем відліку для опису руху даного тіла може бути незліченна кількість. Ці системи рухаються одна відносно іншої, тому опис руху в них буде мати різний характер, і закони руху будуть різними (2.2; 2.30).

3. Нехай у деякій точці простору знаходиться матеріальна точка m (рис. 1.1). Для того щоб задати її положення у просторі, виберемо зручним чином систему відліку і проведемо радіус-вектор $\vec{r}$ від початку координат до цієї точки m . Тоді положення матеріальної точки у просторі визначається або завданням одного вектора $\vec{r}$, або трьома скалярними величинами – координатами (X, Y, Z) , що є координатами кінця радіуса-вектора $\vec{r}$ (рис. 1.1).

Радіус-вектор $\vec{r}$ виражається через координати (X, Y, Z) :

$$\vec{r} = X \vec{i} + Y \vec{j} + Z \vec{k}, \quad (1.1)$$

де $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – одиничні вектори – це вектори, абсолютне значення яких дорівнює одиниці, а напрями відповідають напрямам осей обраної системи координат (рис. 1.1). Довжина радіуса-вектора $\vec{r}$, тобто його модуль $|\vec{r}| = r$, визначає відстань, на якій матеріальна точка m знаходиться від початку координат, а стрілка показує напрям на цю точку.

При русі матеріальної точки m її положення у просторі змінюється. Відповідно до цього радіус-вектор $\vec{r}$ буде функцією часу, тобто

$$\vec{r} = \vec{r}(t). \quad (1.2)$$

Співвідношення (1.2) є закон руху матеріальної точки у векторній формі. Іноді його називають кінематичним законом руху.

Векторний запис закону (1.2) рівнозначний завданню трьох скалярних функцій:

$$x = x(t); \quad y = y(t); \quad z = z(t). \quad (1.3)$$

Таким чином, можна записати кінематичний закон руху (1.2) у скалярному вигляді (1.3).

4. Лінія, яку описує точка, що рухається в обраній системі відліку, називається траєкторією руху (рис. 1.1). Можна стверджувати, що кінець радіуса-вектора $\vec{r}$ ніби «стежить» за точкою, що рухається, ковзає по її траєкторії. У залежності від форми траєкторії руху поділяють на прямолінійні і криволінійні.

Форма траєкторії залежить від вибору системи відліку, відносно якої розглядається рух.

Ділянку траєкторії, яку пройшла точка за час t , називають довжиною шляху S . Шлях є скалярна величина, причому завжди додатна.

5. Положення матеріальної точки у двох точках простору задамо радіусами-векторами $\vec{r}$ і $\vec{r}_1$ (рис. 1.1). Нехай таке переміщення точки в просторі відбулося за час Δt . Тоді вектором переміщення назвемо спрямований відрізок $\Delta\vec{r}$, що характеризує зміну положення матеріальної точки у просторі за цей час, тобто:

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}. \quad (1.4)$$

Вектор переміщення $\Delta\vec{r}$ спрямований від кінця радіуса-вектора $\vec{r}$ до радіуса-вектора $\vec{r}_1$ (рис. 1.1). У випадку прямолінійного руху вектор переміщення $\Delta\vec{r}$ збігається з відповідною ділянкою траєкторії.

§ 1.3. Швидкість поступального руху. Прискорення. Прискорення при криволінійному русі. Повне прискорення

1. Механічні рухи можуть відрізнятися швидкістю зміни координат з часом (1.3). У зв'язку з цим вводять поняття швидкості $\vec{v}$. Розглянемо рух точки по довільній траєкторії (рис. 1.1).

Нехай у момент часу t її положення характеризується радіусом-вектором $\vec{r}$. Через якийсь час Δt точка займає нове положення у просторі, яке характеризується радіусом-вектором $\vec{r}_1$, а радіус-вектор $\vec{r}$ за цей час одержує приріст $\Delta\vec{r}$ (рис. 1.1).

Тоді, поділивши вектор переміщення $\Delta\vec{r}$ на час Δt , за який відбулося переміщення точки, одержимо середню швидкість цього руху:

$$\vec{v}_{сер} = \Delta\vec{r} / \Delta t. \quad (1.5)$$

Напрямок вектора $\vec{v}_{сер}$ збігається з напрямком вектора переміщення $\Delta\vec{r}$.

Більш змістовним є поняття миттєвої швидкості, тобто швидкості в даний момент часу або у даній точці траєкторії. Нею назвемо границю, до якої наближається відношення (1.5) при $\Delta t \rightarrow 0$, тобто:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \quad (1.6)$$

Таким чином, швидкість поступального руху матеріальної точки дорівнює першій похідній від радіуса-вектора за часом. Тут врахували, що границя, виражена формулою (1.6), називається похідною. Швидкість – векторна величина; вона характеризує напрям руху тіла. Вектор швидкості $\vec{v}$ направлений уздовж дотичної до траєкторії в даній точці у напрямі руху (рис. 1.2). Одиниця швидкості – метр на секунду (м/с). Це швидкість рівномірного руху, при якому точка за одну секунду переміщується на відстань один метр.

При русі матеріальної точки її швидкість може бути як постійною, так і змінною. Рух з постійною швидкістю є рівномірним, а зі змінною – нерівномірним.

Модуль вектора швидкості $|\vec{v}|$, як і будь-якого вектора за правилом векторної алгебри, дорівнює:

$$|\vec{v}| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}, \quad (1.7)$$

де v_x, v_y, v_z – проекції вектора швидкості на відповідні координатні осі. Вони дорівнюють:

$$v_x = dx / dt; \quad v_y = dy / dt; \quad v_z = dz / dt, \quad (1.8)$$

тобто першим похідним від координат за часом.

Модуль елементарного переміщення $d\vec{r}$ для невеликих проміжків часу dt дорівнює довжині dS (рис. 1.1), тобто: $|d\vec{r}| = dS$.

Отже, якщо відома залежність пройденого шляху від часу $S(t)$, то модуль швидкості буде дорівнювати першій похідній від довжини шляху за часом:

$$v = dS / dt. \quad (1.9)$$

Довжину шляху, що пройде точка за проміжок часу від t_1 до t_2 , знайдемо, інтегруючи вираз (1.9): $S = \int_{t_1}^{t_2} v(t) dt$.

На практиці користуються середньою швидкістю у вигляді $v = S / t$. Якщо протягом часу t_1 швидкість матеріальної точки v_1 , а протягом часу t_n вона дорівнює v_n , то середня швидкість дорівнює:

$$v = \frac{v_1 t_1 + \dots + v_n t_n}{t_1 + \dots + t_n}.$$

У класичній механіці в кожній точці траєкторії матеріальна точка (частинка) має певні значення координат і складових швидкості.

У квантовій механіці частинка не має одночасно точних значень координат і складових швидкості (§ 20.2).

2. Швидкість матеріальної точки у процесі руху може змінюватися як за величиною, так і за напрямом. Введемо величину, що характеризує зміну швидкості за величиною з часом, тобто прискорення $\vec{a}$.

Нехай точка рухається прямолінійно, і в момент часу t_1 швидкість її була $\vec{v}_1$, а в момент часу t_2 вона досягла значення $\vec{v}_2$. Зміна швидкості $\Delta \vec{v}$ за час $t_2 - t_1 = \Delta t$ складе: $\Delta \vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$.

Відношення зміни вектора швидкості до проміжку часу, протягом якого відбулася зміна швидкості, визначає середнє прискорення точки:

$$\vec{a}_{\text{сеп}} = \Delta \vec{v} / \Delta t . \quad (1.10)$$

Використовуючи міркування, аналогічні викладеним раніше при визначенні миттєвої швидкості (1.6), одержимо, що миттєве прискорення:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d \vec{v}}{dt} . \quad (1.11)$$

Звідси випливає, що прискорення точки в даний момент часу є перша похідна від вектора швидкості за часом або, враховуючи (1.6):

$$\vec{a} = d^2 \vec{r} / dt^2 , \quad (1.12)$$

тобто прискорення $\vec{a}$ є друга похідна від радіуса-вектора за часом.

Прискорення, як і швидкість, є векторною величиною, тобто крім числового значення (модуля) має напрям, зумовлений не напрямом вектора швидкості $\vec{v}$, а напрямом вектора зміни швидкості $d\vec{v}$. Це значить, що тільки при прямолінійному прискореному русі вектори $\vec{a}$ і $\vec{v}$ направлені в один бік, а у випадку сповільненого прямолінійного руху – у протилежні боки. При будь-якому криволінійному русі вектор прискорення $\vec{a}$ завжди направлений у бік увігнутості траєкторії.

Прямолінійний рух зі сталим прискоренням називають рівнозмінним. Він може бути або рівноприскореним (вектор $\vec{a}$

зберігається за напрямом із вектором $\vec{v}$), або рівносповільненим – якщо $\vec{a}$ протилежне за напрямом до $\vec{v}$.

Модуль вектора прискорення дорівнює:

$$|\vec{a}| = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}, \quad (1.13)$$

де a_x, a_y, a_z – проекції вектора прискорення на відповідні координатні осі. Враховуючи (1.11) і (1.8), маємо:

$$a_x = \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}; \quad a_y = \frac{dv_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2}; \quad a_z = \frac{dv_z}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2}, \quad (1.14)$$

тобто є першими похідними від швидкості за часом або другими похідними від відповідних координат за часом.

3. При криволінійному русі швидкість може змінюватися як за модулем, так і за напрямом.

Нехай матеріальна точка рухається криволінійною траєкторією (рис. 1.2) і в момент часу t_1 має швидкість $\vec{v}_1$, а в момент часу t_2 її швидкість $\vec{v}_2$. Перенесемо вектор $\vec{v}_2$ паралельно самому собі, суміщаючи його початок з точкою 1 на траєкторії.

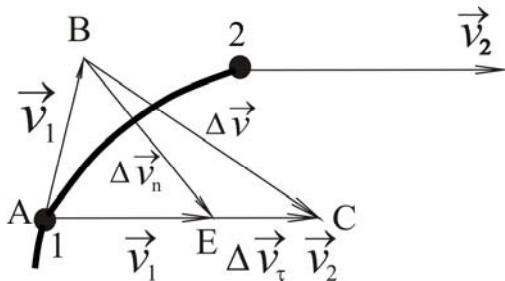


Рис. 1.2

самому собі, суміщаючи його початок з точкою 1 на траєкторії.

Різниця двох векторів $\vec{v}_1$ і $\vec{v}_2$ дорівнює вектору $\Delta\vec{v}$, який сполучає їх кінці (рис.1.2). У даному випадку різниця $\Delta\vec{v}$

буде дорівнювати стороні $\vec{BC}$

трикутника ABC , побудованого на векторах швидкостей $\vec{v}_1$ і $\vec{v}_2$. Розкладемо вектор $\Delta\vec{v}$, який характеризує зміну швидкості як за величиною, так і за напрямом, на дві складові.

Для цього відкладемо від точки A в напрямку $\vec{AC}$ відрізок $AE = |\vec{v}_1|$. Поєднаємо точки B та E і позначимо $\vec{BE} = \Delta\vec{v}_n$. Тут вектор $\Delta\vec{v}_n$ характеризує зміну швидкості за напрямом і називається нормальною складовою вектора зміни швидкості, а вектор $\Delta\vec{v}_\tau$

характеризує зміну швидкості за величиною від часу Δt і називається тангенціальною складовою вектора зміни швидкості.

Тоді вектор зміни швидкості $\Delta \vec{v}$ дорівнює сумі двох векторів:

$$\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_n + \Delta \vec{v}_\tau. \quad (1.15)$$

Середнє прискорення точки за час Δt отримаємо, розділивши вираз (1.15) на Δt :

$$\vec{a}_{\text{сеп}} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t} + \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t}.$$

Коли перейдемо до границі при $\Delta t \rightarrow 0$, то визначимо миттєве значення повного прискорення:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t} + \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} \right) = \frac{d \vec{v}_n}{dt} + \frac{d \vec{v}_\tau}{dt} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \quad (1.16)$$

Із формули (1.16) випливає, що повне прискорення $\vec{a}$ має дві взаємно перпендикулярні складові (рис. 1.3): $\vec{a}_n$ – нормальне прискорення точки, характеризує зміну вектора швидкості тільки за напрямом. Вектор $\vec{a}_n$ завжди направлений уздовж радіуса кривини траєкторії до миттєвого центра кривини (перпендикулярно до вектора швидкості $\vec{v}$); $\vec{a}_\tau$ – тангенціальне прискорення точки, вектор якого направлений по дотичній до траєкторії у даній точці і збігається за напрямом вектора швидкості при прискореному русі і проти – при сповільненому русі. Тангенціальне прискорення характеризує зміну вектора швидкості за модулем, тобто:

$$a_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt}. \quad (1.17)$$

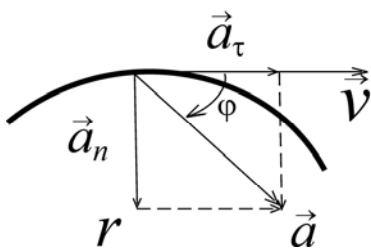


Рис. 1.3

Розрахунки показують, що модуль вектора нормального прискорення визначається за формулою:

$$a_n = \frac{v^2}{r}, \text{ а його вектор: } \vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n}, \quad (1.18)$$

де r – радіус кривини траєкторії, $\vec{n}$ – нормаль до траєкторії.

Оскільки повне прискорення є векторна сума нормального і тангенціального прискорення, а вектори цих прискорень

взаємно перпендикулярні (рис. 1.3), то модуль вектора повного прискорення і його напрям відносно швидкості $\vec{v}$ дорівнюють:

$$|\vec{a}| = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{r}\right)^2}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{a_n}{a_\tau}, \quad (1.19)$$

де φ – кут між векторами $\vec{v}$ і $\vec{a}$ (рис. 1.3).

Розглянемо окремі випадки. При рівномірному прямолінійному русі $\vec{a} = 0$, $\vec{a}_n = 0$ і $\vec{a}_\tau = 0$, тобто нормальне і тангенціальне прискорення відсутні.

При прямолінійному, але нерівномірному русі, $\vec{a}_n = 0$, $\vec{a}_\tau = \vec{a} \neq 0$, тобто нормальне прискорення відсутнє.

При криволінійному рівномірному русі обов'язково $\vec{a}_n \neq 0$ і $\vec{a}_\tau = 0$, а у випадку нерівномірного криволінійного руху $\vec{a}_n \neq 0$ і $\vec{a}_\tau \neq 0$. При рівномірному русі матеріальної точки по колу $a_\tau = 0$, і залишається тільки нормальна складова прискорення a_n , направлена в кожній точці по радіусу до центра кола, у зв'язку з цим вона називається доцентровим прискоренням:

$$a_{\text{доц}} = v^2 / r. \quad (1.20)$$

Одиниця прискорення є м/с² – прискорення рівнозмінного руху, під час якого щосекунди швидкість змінюється на 1 м/с.

§ 1.4. Кутова швидкість і кутове прискорення. Кутова швидкість, період і частота обертання. Лінійна і кутова швидкості Землі. Маятник Фуко. Зв'язок між лінійною і кутовою швидкостями та прискореннями

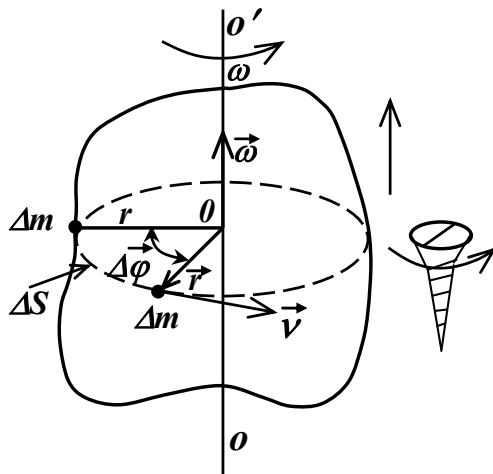


Рис. 1.4

1. При обертанні твердого тіла навколо нерухомої осі лінійні швидкості $\vec{v}$ і прискорення $\vec{a}$ для різних його точок будуть різними, тому що матеріальні точки проходять різні шляхи ΔS (рис. 1.4). Обертальний рух прийнято характеризувати кутовими величинами, однаковими в даний

момент часу для всіх точок тіла, що обертається. Тут переміщення точки характеризують кутом повороту $\Delta\varphi$ та вектором $\vec{r}$, проведеним від осі обертання до точки Δm . Кут повороту $\Delta\varphi$ називають кутовим переміщенням. Кутове переміщення $\Delta\vec{\varphi}$ – вектор, модуль якого дорівнює величині кута повороту $\Delta\varphi$, а напрям збігається з віссю обертання й визначається за правилом правого гвинта (рис. 1.4).

Якщо за час Δt точка Δm повертається на кут $\Delta\varphi$, то середня швидкість її обертання

$$\omega_{\text{сер}} = \Delta\varphi / \Delta t. \quad (1.21)$$

Миттєва кутова швидкість – це швидкість в даний момент часу. Вона визначається границею, до якої наближається відношення (1.21) при $\Delta t \rightarrow 0$, тобто:

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}. \quad (1.22)$$

Отже, модуль кутової швидкості точки дорівнює першій похідній від модуля кута її повороту за часом. Одиниця кутової швидкості – радіан за секунду (рад/с). Це означає, що за одну секунду точка здійснює поворот на один радіан. Згадаємо, що один радіан – це таке кутове переміщення, коли траєкторія (довжина дуги кола) дорівнює довжині радіуса.

Кутова швидкість є осьовий (або аксіальний) вектор $\vec{\omega}$, завжди направлений уздовж осі обертання. Ці вектори не мають певних точок прикладення: вони можуть відкладатися з довільної точки осі обертання. Його напрям визначається за правилом правого гвинта: якщо обертання ручки гвинта збігається з напрямом обертання тіла, то поступальний рух гвинта вказує напрям вектора $\vec{\omega}$ (рис. 1.4).

Якщо кутова швидкість $\omega = \text{const}$ – рівномірне обертання. Коли $\omega \neq \text{const}$ – обертання нерівномірне.

Знайдемо зв'язок кутової швидкості ω з періодом обертання T і частотою обертання ∂ . Періодом обертання називають проміжок часу, протягом якого точка здійснює один оберт. Оскільки за час $\Delta t = T$ тіло здійснює повний оберт і $\Delta\varphi = 2\pi$, тоді, виходячи з формули (1.21), запишемо $\omega = 2\pi / T$. Звідси випливає, що

$$T = 2\pi / \omega. \quad (1.23)$$

З іншого погляду, $T = t / N$, де t – час обертання, N – кількість зроблених обертів. Період обертання вимірюється в секундах. Період дорівнює 1с, якщо точка здійснює один оберт за секунду.

Отже, частота обертання

$$\partial = N/t, \text{ або } \partial = 1/T. \quad (1.24)$$

Із співвідношень (1.23) і (1.24) одержимо зв'язок між кутовою швидкістю і частотою обертання:

$$\omega = 2\pi\partial. \quad (1.25)$$

Кутове переміщення φ дорівнює добутку повної кількості зроблених обертів N на 2π , тобто $\varphi = 2\pi N$.

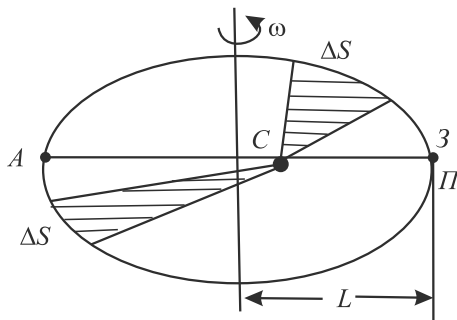


Рис. 1.5

2. Земля обертається навколо своєї осі (кутова швидкість) і разом з тим обертається навколо Сонця по певній (еліптичній) орбіті з заходу на схід. При обертанні Землі навколо Сонця її відстань до Сонця змінюється. Точку P орбіти, що знаходиться найближче до Сонця, називають перигелієм, а діаметально протилежну їй точку A – афелієм (рис. 1.5). Шлях, який

описує Земля навколо Сонця, називають орбітою. Один оберт (період T) навколо Сонця наша планета здійснює приблизно за 365 діб, а її лінійне переміщення $S = 2\pi r$, де $r = 1,5 \cdot 10^8 \text{ км}$ – середня відстань від Землі до Сонця. Тоді середня лінійна швидкість руху Землі еліптичною орбітою

$$v = 2\pi r / T = 2\pi \cdot 1,5 \cdot 10^8 \text{ км} / 365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 \text{ с} \approx 30 \text{ км} / \text{с}. \quad (1.26)$$

З такою величезною швидкістю Земля разом зі своєю атмосферою рухається у космічному просторі. Швидкість руху Землі біля перигелію найбільша, а біля афелію – найменша. Внаслідок обертання Землі навколо Сонця відбувається зміна часу року: зима – весна – літо – осінь.

Обертання Землі навколо своєї осі відбувається з заходу на схід, і один оберт вона здійснює за одну добу (23 години 56 хвилин 4 секунди). Тоді за формулою (1.23) можна визначити кутову швидкість Землі:

$$\omega = 2\pi / T = 2\pi / 24 \cdot 60 \cdot 60 \text{ с} \approx 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}. \quad (1.27)$$

Відзначимо, що ця швидкість змінюється під впливом наступних причин: коливання моменту інерції Землі (2.21а); припливне тертя (§ 3.3) тощо, що приведе до зміни доби на Землі.

Добове обертання Землі забезпечує поперемінне нагрівання й охолодження її поверхні.

Нахил осі обертання до площини орбіти приводить до періодичного (сезонного) змінювання кількості сонячного тепла, що одержують різні ділянки земної поверхні при русі Землі за еліптичною орбітою.

3. Безпосереднім доказом обертання Землі навколо своєї осі є маятник Фуко. Це важке тіло (куля), що підвішене на довгому підвісу. При вільному коливанні маятника площина його коливань повертається відносно Землі в північній півкулі у напрямі годинникової стрілки з кутовою швидкістю, що дорівнює кутовій швидкості Землі. Насправді ж площина коливань маятника залишається незмінною відносно геліоцентричної системи відліку (§ 2.1), а Земля повертається відносно неї.

4. При нерівномірному обертанні точки зміна кутової швидкості характеризується кутовим прискоренням. Якщо за проміжок часу Δt кутова швидкість зміниться на величину $\Delta\omega$, то кутове прискорення визначається границею, до якої прямує відношення

$$\beta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2}. \quad (1.28)$$

Отже, модуль кутового прискорення точки дорівнює першій похідній від її кутової швидкості за часом або, з урахуванням (1.22), другій похідній від кута повороту за часом.

Кутове прискорення є також осьовий вектор. Напрями векторів $\vec{\beta}$ і $\vec{\omega}$ збігаються при прискореному обертанні і протилежні при сповільненому. Одиниця кутового прискорення – рад/с². Це означає, що за одну секунду кутова швидкість точки змінюється на 1 рад/с.

5. Знайдемо зв'язок між лінійною v і кутовою ω швидкостями матеріальної точки. Шлях, пройдений якою-небудь точкою тіла, що обертається за малий проміжок часу Δt , можна виміряти довжиною дуги кола ΔS (рис. 1.4). Виражаючи кут повороту цієї точки $\Delta\varphi$ в радіанах і позначаючи через r відстань від осі обертання ($r = \text{const}$), отримаємо: $\Delta S = r\Delta\varphi$.

Поділивши цю рівність на Δt і перейшовши до границі при $\Delta t \rightarrow 0$, з урахуванням формул (1.9) і (1.22), маємо співвідношення між модулями швидкостей v і ω :

$$\frac{dS}{dt} = r \frac{d\varphi}{dt}, \text{ або } v = r\omega, \quad (1.29)$$

тобто чим далі знаходиться точка від осі обертання, тим з більшою лінійною швидкістю v вона рухається.

Якщо співвідношення (1.29) продиференціювати удруге за часом, то, використовуючи формули (1.14) і (1.28), отримаємо зв'язок між модулями тангенціального і кутового прискорення:

$$\frac{d^2 S}{dt^2} = r \frac{d^2 \varphi}{dt^2}; \quad a_\tau = r\beta. \quad (1.30)$$

Оскільки нормальне прискорення дорівнює $a_n = v^2 / r$ (1.18), то з урахуванням виразу (1.29) маємо:

$$a_n = r\omega^2. \quad (1.31)$$

Відзначимо, що нормальне і тангенціальне прискорення також зростають пропорційно відстані від осі обертання.

Формули кінематики обертального руху (1.22, 1.28) можуть бути написані за відповідними формулами кінематики поступального руху матеріальної точки (1.6, 1.12), якщо замінити в них шлях S кутом повороту φ , швидкість v – кутовою швидкістю ω і тангенціальне прискорення a_τ – кутовим прискоренням β .

Співвідношення (1.29) і (1.30) можуть бути записані й у векторній формі:

$$\vec{v} = \left[\vec{\omega} \vec{r} \right] \quad \text{і} \quad \vec{a}_\tau = \left[\vec{\beta} \vec{r} \right], \quad (1.32)$$

де $\vec{r}$ – радіус-вектор, проведений від центра обертання O до точки, що обертається (рис. 1.4).

Контрольні запитання і завдання

1. Дайте визначення основних одиниць вимірювання фізичних величин у системі СІ.
2. Що таке векторний добуток? Сформулюйте правило правого гвинта.
3. Який рух називають поступальним? Який обертальним?
4. Чому механічний рух відносний? Чи існують у природі нерухомі тіла?

5. Чим відрізняються поняття «система відліку» і «система координат»? Коли Землю можна вважати матеріальною точкою?
6. Що таке вектор переміщення? Чим він відрізняється від радіуса-вектора? Кінематичний закон руху.
7. Дайте визначення швидкості й прискорення поступального руху. Як напрямлені ці вектори та їх одиниці вимірювання?
8. Яка роль тангенціального та нормального прискорення? Як вони напрямлені? Повне прискорення.
9. Дайте визначення руху точки, якщо: $a_r = 0$ і $a_n = 0$; $a_\tau = a = \text{const}$ і $a_n = 0$; $a_\tau = 0$ і $a_n = \text{const}$; $a_\tau = 0$ і $a_n \neq 0$.
10. Дайте визначення кутової швидкості й кутового прискорення. Як визначають напрями векторів кутової швидкості та кутового прискорення? В яких одиницях виражається кутова швидкість і кутове прискорення?
11. Рівняння руху матеріальної точки дане виразом $x = 4t^2$. Напишіть залежність швидкості від часу.
12. Рівняння швидкості тіла, яке рухається, $v = 2 + 3t$. Запишіть відповідне рівняння шляху.
13. Визначте кутову швидкість обертання Землі навколо своєї осі.
14. Залежність швидкості від часу має вигляд: $v = A + Bt$, де A і B – постійні. Запишіть відповідне рівняння для прискорення. Дайте характеристику цього руху.
15. Накресліть графіки залежності прискорення a , швидкості v і шляху s від часу t при рівноприскореному русі без початкової швидкості.
16. Отримайте зв'язок між тангенціальним та кутовим прискореннями, між лінійною та кутовою швидкостями.
17. Чому дорівнює кутова швидкість секундної стрілки годинника? Як вона буде направлена, якщо на годинник дивитися вертикально зверху?
18. Які форми існування матерії та основні типи взаємодії вам відомі?

Розділ 2. Динаміка. Перетворення Галілея. Сили інерції

§ 2.1. Сила. Маса. Перший закон Ньютона. Інерціальні системи відліку. Геліоцентрична система відліку

1. Дотепер ми вивчали рух тіла на основі понять швидкості і прискорення. Тепер розглянемо наступні питання: чому тіла

рухаються саме таким чином, а не інакше? Що змушує тіло, яке покоїться, почати рух? Що є причиною прискорення чи гальмування тіла? На ці питання дає відповіді динаміка.

Протягом багатьох років вважалася незаперечною істиною думка Аристотеля, зроблена на основі спостережень, що тіло, яке рухається, зупиниться, якщо інше тіло, що штовхає його, припиняє свою дію. Без сили немає руху – основне положення динаміки Аристотеля.

Дію одного тіла на інше називають силою. Сила – це міра взаємодії між тілами, або тілом і полем. Поняття сили відноситься до двох тіл. Якщо на тіло діє сила, то завжди можна вказати тіло, з боку якого вона діє. При дії одного тіла на інше відбувається їхня взаємодія або в разі стикання, або на відстані за допомогою поля.

Сила як характеристика впливу залежить: 1) від властивостей взаємодіючих тіл; 2) від відстані між взаємодіючими тілами; 3) від відносної швидкості взаємодіючих тіл.

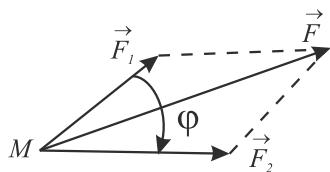


Рис. 2.1

Сила $\vec{F}$ є векторною величиною і підкоряється правилу додавання векторів, розглянутих нами в вступі. Наприклад, якщо дві сили $\vec{F}_1$ і $\vec{F}_2$ прикладені до однієї точки M і напрямлені під кутом φ одна до одної (рис. 2.1), то

рівнодійна сила $\vec{F}$ визначається за правилом паралелограма, а її модуль – за формулою

$$F = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2 \cos \varphi}.$$

Сила $\vec{F}$ цілком визначена, якщо задані її числове значення (модуль), напрям у просторі і точка прикладення. Пряма, вздовж якої напрямлена сила, називається лінією дії сили.

2. Всі тіла в природі в тому чи іншому ступені відчувають вплив з боку інших тіл, тому можна тільки припустити такий випадок, коли на тіло, що рухається, не діють ніякі інші тіла. Звичайно нам доводиться спостерігати стан спокою або рівномірного прямолінійного руху тіл, але у всіх таких випадках ми маємо тіла, вплив на які з боку інших тіл врівноважують один одного.

Галілей першим спростував уявлення Аристотеля про рух тіла. Він установив: коли немає зовнішнього впливу, тіло може не тільки перебувати в спокої, а й рухатися прямолінійно і рівномірно

(закон інерції). Прагнення тіла зберігати стан спокою або рівномірного прямолінійного руху називають інертністю, тобто інертність – це властивість тіла чинити опір зміні швидкості. Мірою інертності тіла називають масою. Інертніше тіло є тілом з більшою масою. Маса також є мірою гравітаційних властивостей тіла та мірою енергії тіла (§ 3.1). У класичній механіці маса є величиною: сталою; додатною ($m > 0$); адитивною ($m = \sum_{i=1}^N m_i$). Маса тіла не залежить від його розміщення в просторі. Отже, маса – це властивість матерії, що характеризує її інертність і гравітацію.

3. Основу класичної механіки складають три закони, сформульовані Ньютоном у результаті узагальнення дослідних фактів того часу і опубліковані у 1687 році. Тому її ще називають ньютонівською механікою.

Перший закон Ньютона формулюють так: тіло зберігає стан спокою або рівномірного прямолінійного руху, поки дія сил з боку інших тіл не змусить його змінити цей стан. Це означає: якщо немає сили, прикладеної до тіла, що покоїться, то тіло залишається в спокої, а коли тіло рухається, то воно зберігає швидкість постійною. Такі стани спокою або рівномірного прямолінійного руху відрізняються тим, що прискорення $\vec{a} = 0$. У цьому законі дана оцінка дії на тіло інших тіл. Тільки вплив з боку інших тіл може змінити стан спокою чи рівномірного прямолінійного руху.

Перший закон Ньютона діє не в усіх системах відліку. Це обумовлено тим, що стан спокою або рівномірного прямолінійного руху тіла відносний і залежить від системи відліку, стосовно якої розглядається рух тіла. Дійсно, якщо взяти дві системи відліку, які рухаються одна відносно одної з деяким прискоренням, тоді тіло, яке буде рухатися рівномірно і прямолінійно відносно однієї з них, відносно другої рухатиметься прискорено. Отже, перший закон Ньютона не буде одночасно виконуватися в цих двох системах відліку. Систему відліку, відносно якої тіло рухається рівномірно і прямолінійно, називають інерціальною. Системи відліку, в яких виконується перший закон Ньютона, є інерціальними. Якщо деяка система рухається відносно інерціальної системи із сталою (за числовим значенням й напрямом) швидкістю, то вона також буде інерціальною. Поняття інерціальна система відліку, строго кажучи, є абстракцією, тому що в природі немає абсолютно ізольованих тіл.

Та чи інша система відліку може розглядатися як інерціальна лише приблизно, у залежності від умов і характеру досліджуваних явищ. З високим ступенем наближення інерціальною системою відліку є геліоцентрична система з початком координат у центрі Сонця й осями, направленими на далекі зірки. Це обумовлено тим, що зовнішніми впливами на сонячну систему можна знехтувати, тому що помітні зміни в русі сонячної системи відбуваються за проміжки часу, які на багато порядків перевищують тривалість процесів, що розглядаються у фізиці.

Система відліку, пов'язана з земною поверхнею, не є інерціальною, тому що Земля обертається навколо своєї осі, крім того, рухається навколо Сонця по еліптичній орбіті, отже, із прискоренням (1.18). Однак у ряді задач неінерціальністю системи відліку, пов'язаною з земною поверхнею, можна знехтувати і вважати її інерціальною. В окремих випадках можна вважати інерціальною і систему відліку, пов'язану з яким-небудь тілом, що рухається по поверхні Землі (автомобіль, потяг тощо), якщо зовнішні впливи на це тіло скомпенсовані в межах точності, необхідних для вирішення даної задачі.

Системи відліку, що рухаються з прискоренням відносно інерціальних систем, є неінерціальними. В них перший закон Ньютона не виконується.

§ 2.2. Другий закон Ньютона. Імпульс. Основне рівняння динаміки поступального руху. Імпульс сили

1. У результаті дії сили може відбутися зміна швидкості руху тіла (динамічна дія) або його деформація, тобто зміна форми і розмірів (статична дія).

Другий закон Ньютона (2.1) встановлює кількісний зв'язок між діючою на тіло силою $\vec{F}$, масою тіла m і прискоренням $\vec{a}$, яке набуває тіло під дією цієї сили.

Ця сила може бути рівнодієюю (результуючою) всіх сил (рис. 2.1), що діють одночасно на тіло ($\vec{F} = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i$, де N – кількість тіл, що діють на дане тіло).

Діючи різними силами $\vec{F}$ на одне і те ж тіло, маса якого m , і вимірюючи при цьому його прискорення a , можна встановити зв'язок між силою і прискоренням: прискорення $\vec{a}$, що надається

тілу, пропорційне силі $\vec{F}$, що діє на нього, обернено пропорційне масі тіла і направлене у бік дії сили:

$$\vec{a} = \vec{F} / m . \quad (2.1)$$

Отже, прискорений рух тіло може отримати тільки в результаті прикладення сили до тіла. Прискорення – наслідок дії сили на тіло. Між прискоренням і силою існує прямо пропорційна залежність $\vec{a} \sim \vec{F}$.

Якщо в рівнянні (2.1) прийняти, що сила, діюча на тіло, дорівнює нулю, то і прискорення тіла теж дорівнює нулю. Виходить, тіло, на яке не діють сили, знаходиться в стані спокою або рівномірного прямолінійного руху, тобто перший і другий закони Ньютона знаходяться в строгій відповідності.

Другий закон Ньютона у вигляді (2.1) виконується лише в інерціальних системах відліку, і його можна записати так:

$$m \vec{a} = \vec{F} . \quad (2.2)$$

Рівняння (2.2) називають основним рівнянням динаміки поступального руху тіла. Із (2.2) випливає, що добуток маси тіла на його прискорення відносно інерціальної системи відліку дорівнює результуючій силі, діючій на це тіло.

Другий закон Ньютона (2.2) – векторне рівняння, і воно еквівалентне трьом скалярним рівнянням:

$$ma_x = F_x ; ma_y = F_y ; ma_z = F_z . \quad (2.3)$$

Тут a_x, a_y, a_z – проекції вектора прискорення на відповідні координатні осі; F_x, F_y, F_z – проекції вектора сили на дані осі. Співвідношення (2.3) називаються рівняннями поступального руху матеріальної точки в скалярному вигляді. Для виміру сили в СІ введена одиниця ньютон (Н): $1 \text{ Н} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м} / \text{с}^2$ (2.2). 1 Н – це сила, яка тілу масою в 1 кг надає прискорення $1 \text{ м} / \text{с}^2$ у напрямі дії сили.

Другий закон Ньютона можна записати й у диференціальному вигляді на підставі формули (1.12):

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F} . \quad (2.4)$$

2. Сам І. Ньютон другий закон механіки сформулював не через прискорення, а через іншу фізичну величину – імпульс тіла (кількість руху). Імпульсом тіла $\vec{p}$ називають добуток маси тіла m на його швидкість $\vec{v}$:

$$\vec{p} = m \vec{v}. \quad (2.5)$$

Імпульс – векторна величина, і його напрям збігається з напрямом вектора швидкості, а його модуль у m разів більший за модуль швидкості. Якщо система складається із N матеріальних точок, то імпульс такої системи дорівнює геометричній сумі імпульсів усіх точок, що входять до системи:

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^N \vec{P}_i = \sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i. \quad (2.5a)$$

Враховуючи, що прискорення $\vec{a} = d\vec{v}/dt$ (1.11), а масу тіла можна вважати постійною при швидкостях руху $v \ll c$ ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с), то рівняння (2.2) перетвориться до вигляду:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}. \quad (2.6)$$

Отже, швидкість зміни імпульсу $(d\vec{P}/dt)$ тіла визначається діючою на це тіло силою. Швидкість зміни імпульсу тіла (точки) може бути мірою його взаємодії з іншими тілами.

З рівняння (2.6) також випливає, що

$$d\vec{p} = \vec{F} dt. \quad (2.7)$$

Добуток сили $\vec{F}$ на час її дії dt називають імпульсом сили. Тому вираз (2.7) показує, що зміна імпульсу $d\vec{p}$ тіла дорівнює імпульсу діючої на нього сили. Отже, одна й та ж зміна імпульсу $d\vec{p}$ може бути досягнута більшою силою за малий проміжок часу dt і, навпаки, малою силою, але за більший проміжок часу її дії. Одиниця імпульсу є кг·м/с (2.5).

§ 2.3. Третій закон Ньютона. Центр мас системи матеріальних точок. Рівняння руху центра мас системи матеріальних точок

1. У перших двох законах Ньютона розглядалася одна сторона дії одного тіла на інше. Однак будь-яка дія тіл одне на одне має характер взаємодії: якщо тіло 1 діє на тіло 2, надаючи йому прискорення, то завжди одночасно тіло 2 діє на тіло 1, також надаючи йому прискорення (рис. 2.2). У третьому законі Ньютона звертається увага на саму взаємодію, тобто вплив тіл одне на одне.

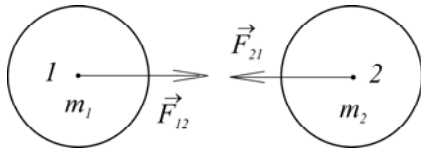


Рис. 2.2

Цей закон можна сформулювати таким чином: сили, з якими два тіла діють одне на одне, рівні за модулем і направлені вздовж прямої, яка з'єднує ці тіла, у протилежні сторони, тобто (рис. 2.2):

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} . \quad (2.8)$$

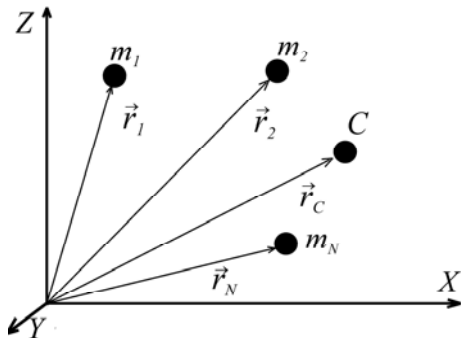


Рис. 2.3

Тут перший індекс відноситься до тіла, що сприймає силу, а другий – з боку якого тіла вона діє. Ці сили прикладені до різних тіл і не можуть зрівноважувати одна одну. Якщо силу $\vec{F}_{12}$ назвати дією, а силу $\vec{F}_{21}$ протидією (сила реакції), то третій

закон Ньютона можна сформулювати так: усякій дії є рівна і протилежно спрямована протидія.

Третій закон Ньютона стверджує, що одиночні сили не можуть існувати, сили завжди виникають парами, якщо є одна сила, то є й інша, протилежно їй направлена.

Отже, в будь-якій механічній системі геометрична сума всіх внутрішніх сил дорівнює нулю, оскільки кожній силі відповідає рівна за модулем і протилежна за напрямом сила протидії.

Розподіл сил на діючу і протидіючу умовний – обидві ці сили завжди одного походження, оскільки вони виникають у процесі взаємодії тіл.

Закони Ньютона дають змогу розв'язати будь-яку задачу механіки. Якщо відомі сили, прикладені до тіла, можна знайти прискорення тіла в будь-який момент часу, а також розрахувати його траєкторію.

2. На практиці найчастіше доводиться мати справу з рухом не однієї матеріальної точки, а з рухом сукупності взаємодіючих між собою тіл. Цю сукупність тіл можна представити у вигляді системи матеріальних точок.

Однак вивчення руху такої системи матеріальних точок є складна задача, оскільки в загальному випадку для опису руху системи потрібно знати рух всіх її точок. Вивчення руху системи

можна спростити, ввівши поняття центра мас (центра інерції) системи матеріальних точок. Ним називають точку C , положення якої в просторі визначається радіусом-вектором $\vec{r}_C$ (рис. 2.3), який визначається за формулою:

$$\vec{r}_C = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + \dots + m_n \vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \sum_{i=1}^N m_i \vec{r}_i / \sum_{i=1}^N m_i, \quad (2.9)$$

де $m_i, \vec{r}_i$ – маса і радіус-вектор i -ї точки системи, N – кількість матеріальних точок у системі.

Координати центра мас системи матеріальних точок дорівнюють проекціям радіуса-вектора $\vec{r}_C$ на координатні осі:

$$x_c = \sum_{i=1}^N m_i x_i / \sum_{i=1}^N m_i; \quad y_c = \sum_{i=1}^N m_i y_i / \sum_{i=1}^N m_i; \quad z_c = \sum_{i=1}^N m_i z_i / \sum_{i=1}^N m_i.$$

Швидкість центра мас дорівнює похідній від його радіуса-вектора (2.9) за часом:

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N m_i} \sum_{i=1}^N m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i, \quad (2.10)$$

де $m = \sum_{i=1}^N m_i$ – маса системи. Оскільки імпульс системи $\vec{p} = \sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i$ (2.5a), то з формули (2.10) маємо

$$\vec{p} = m \vec{v}_c, \quad (2.11)$$

тобто імпульс системи матеріальних точок дорівнює добутку маси системи на швидкість її центра мас. Підставивши значення $\vec{p}$ в рівняння (2.6), отримаємо рівняння руху центра мас системи матеріальних точок

$$m \frac{d\vec{v}_c}{dt} = \vec{F}. \quad (2.12)$$

Отже, під дією зовнішніх сил, прикладених до системи матеріальних точок, її центр мас рухається як матеріальна точка, у якій зосереджена вся маса системи.

У замкненій системі ($\vec{F}=0$) імпульс центра мас зберігається $\vec{P} = m\vec{v}_c = \text{const}$ (2.12), тобто центр мас системи рухатиметься прямолінійно та рівномірно.

Відзначимо, що в ряді випадків центр мас системи ототожнюється з її центром ваги, але це можливо тоді, коли

прискорення вільного падіння (3.4) однакове для всіх точок системи.

§ 2.4. Момент сили. Плече сили. Пара сил. Момент інерції. Момент імпульсу. Основне рівняння динаміки обертального руху. Момент інерції Землі

1. Розглянемо обертання твердого тіла навколо нерухомої в просторі осі (рис. 2.6). У цьому випадку кожна точка твердого тіла обертається по колу, що лежить у площині, перпендикулярній осі обертання. Центри всіх кіл лежать на осі обертання. Кутова швидкість і кутове прискорення для всіх точок однакові, а лінійна швидкість і лінійне прискорення зростають пропорційно відстані від осі обертання (1.29) і (1.30).

Як показує досвід, при обертальному русі визначальними факторами є не величина сили, а точка її прикладення; не величина

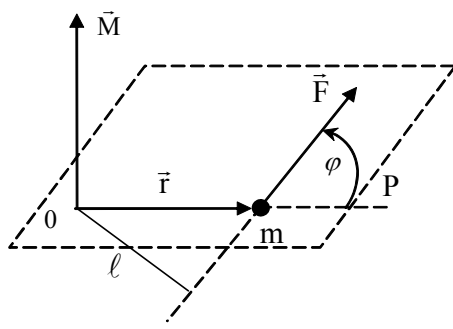


Рис. 2.4

маси тіла, а як ця маса розподілена по об'єму тіла. Справді, кожний із власного досвіду знає, що двері в аудиторію легше відкрити, якщо ручка закріплена далі від осі її обертання. Великою, яка характеризує дію сили на тіло, що обертається, і яка враховує ці обставини, є момент сили (обертальний момент).

Нехай сила $\vec{F}$ прикладена до деякої матеріальної точки m (рис. 2.4). Моментом $\vec{M}$ цієї сили відносно довільно обраної в просторі точки O називається векторний добуток радіуса-вектора $\vec{r}$, проведеного від точки O до точки прикладання сили, і вектора сили $\vec{F}$, тобто:

$$\vec{M} = [\vec{r} \vec{F}]. \quad (2.13)$$

Відповідно до визначення векторного добутку (див. вступ), момент сили $\vec{M}$ є осьовий вектор, направлений перпендикулярно площині P , у якій лежать вектори $\vec{r}$ і $\vec{F}$ (рис. 1), за правилом правого гвинта при його обертанні від $\vec{r}$ до $\vec{F}$.

Нагадаємо, що у векторному добутку співмножники не можна переставляти місцями. Домовлено, що першим співмножником повинний бути радіус-вектор $\vec{r}$. Модуль вектора $|\vec{M}|$ дорівнює

$$M = rF \sin \varphi = F\ell, \quad (2.14)$$

де φ – кут між напрямками радіус-вектора $\vec{r}$ і вектора сили $\vec{F}$; $\ell = r \sin \varphi$ – плече сили дорівнює довжині перпендикуляра, що опущений з точки О на лінію дії сили (рис. 2.4).

Коли лінія дії сили проходить через точку О, тоді $\ell = 0$ і момент сили відносно цієї точки дорівнює нулю. Якщо на точку м діє кілька сил, то результуючий момент усіх сил відносно точки О дорівнює геометричній сумі моментів складових сил відносно тієї ж точки. Одиниця моменту сили є Н·м.

Момент сили $\vec{F}$ відносно нерухомої осі Z – це скалярна величина M_z , яка є проекцією на цю вісь моменту сили $\vec{M}$, визначеного відносно довільної точки на осі Z , тобто: $M_z = [\vec{r} \vec{F}]_z$.

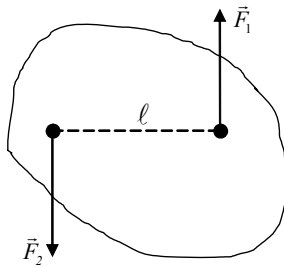


Рис. 2.5

2. Пара сил – це дві сили $\vec{F}_1$ і $\vec{F}_2$, однакові за величиною, паралельні, але мають протилежні напрями, та їх лінії дії не збігаються (рис. 2.5). Пара сил створює обертання. Будь-яке обертання зумовлено моментом сили (2.14). Тому момент пари сил

$$M = F\ell, \quad (2.15)$$

де ℓ – відстань між лініями дії сил (плече); $F_1 = F_2 = F$.

Отже, вільне тіло при дії пари сил обертається навколо вільної осі, що проходить через центр мас тіла. Ця вісь перпендикулярна площині, в якій розташована пара сил. Пару сил неможливо змінити рівнодієюю, оскільки векторна сума їх дорівнює нулю (рис. 2.5). Пара сил не викликає поступального рух центру мас. Для цього потрібна сила, яка не дорівнює нулю.

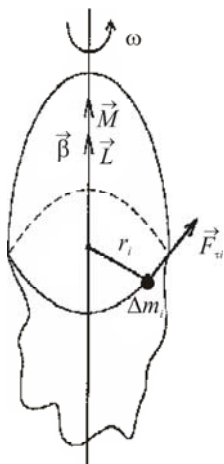


Рис. 2.6

3. Нехай тверде тіло обертається зі швидкістю ω навколо нерухомої осі під дією зовнішньої сили $\vec{F}_{ti}$. Розділимо тверде тіло на N матеріальних точок $\Delta m_1, \Delta m_2, \dots$

Δm_N , які знаходяться на відстанях $r_1, r_2, \dots, r_N$ від осі обертання (рис. 2.6).

Матеріальна точка масою Δm_i під дією сили $\vec{F}_{\tau i}$ (ця сила направлена по дотичній до кола) здобуває прискорення $a_{\tau i}$, рухаючись по колу радіуса r_i .

Згідно з другим законом Ньютона (2.2)

$$F_{\tau i} = \Delta m_i a_{\tau i}.$$

Помножимо цю рівність на r_i і, виразивши лінійне прискорення $a_{\tau i}$ через кутове β (1.30), отримаємо $F_{\tau i} r_i = \Delta m_i r_i^2 \beta$ або у векторній формі

$$\vec{M}_i = \Delta m_i r_i^2 \vec{\beta}. \quad (2.16)$$

Вектори $\vec{M}_i$ і $\vec{\beta}$ мають однакові напрями (рис. 2.6). Добуток маси матеріальної точки Δm_i на квадрат відстані її від осі обертання r_i^2 називають моментом інерції (ΔJ) матеріальної точки ($\Delta J_i = \Delta m_i r_i^2$).

Якщо скласти вектори $\vec{M}_i$ для всіх матеріальних точок, то отримаємо:

$$\vec{M} = J \vec{\beta}; \quad \vec{\beta} = \vec{M} / J, \quad (2.17)$$

де $\vec{M} = \sum_{i=1}^N \vec{M}_i$ – сумарний момент сил, прикладених до тіла, і

$J = \sum_{i=1}^N \Delta J_i$ – момент інерції тіла, яке обертається. Він дорівнює сумі моментів інерції всіх його матеріальних точок щодо даної осі обертання.

Формули (2.17) виражають основне рівняння динаміки обертального руху твердого тіла – це другий закон Ньютона для обертального руху: кутове прискорення тіла, що обертається, пропорційне сумарному моменту зовнішніх сил, прикладених до тіла, і обернено пропорційне моменту інерції тіла щодо нерухомої осі обертання.

4. Рівняння (2.17) можна записати через момент імпульсу $\vec{L}$. Це векторна величина, яка дорівнює добутку моменту інерції тіла J на кутову швидкість $\vec{\omega}$, тобто:

$$\vec{L} = J \vec{\omega} . \quad (2.18)$$

Напрями векторів $\vec{L}$ і $\vec{\omega}$ збігаються (рис. 2.6). Для матеріальної точки маси m модуль моменту імпульсу, якщо врахувати (1.29), дорівнює

$$L = mr^2 \omega = mr^2 v / r = rmv , \quad (2.19)$$

де r – радіус колової траєкторії і v – лінійна швидкість матеріальної точки.

Підставляючи в рівняння (2.17) формулу (1.28) і вважаючи для твердого тіла $J = \text{const}$ (вісь обертання закріплена), одержимо:

$$\vec{M} = J \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d(J\vec{\omega})}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt} . \quad (2.20)$$

Це найбільш загальний вигляд основного рівняння динаміки обертального руху: швидкість зміни моменту імпульсу тіла, яке обертається, визначається сумарним моментом зовнішніх сил, що діють на тіло, і, що одне і те ж: зміна моменту імпульсу dL може бути досягнута великим моментом сили за малий проміжок часу і навпаки.

5. Із зіставлення формул (2.17) і (2.2) видно, що момент інерції J відіграє роль маси і характеризує інертні властивості тіла при обертанні. Момент інерції – скалярна величина, яка залежить від маси тіла і її розподілу щодо осі обертання. Момент інерції тіла не є «вродженою» властивістю тіла, тому що залежить від відстані до осі обертання. Одиницею виміру моменту інерції є $\text{кг} \cdot \text{м}^2$. Моменти інерції тіл правильної форми обчислюють за формулою

$$J = \int_V \rho r^2 dV = \int_V r^2 dm , \quad (2.21)$$

де ρ – густина речовини, V – об'єм тіла, r – відстань від осі обертання, dm – маса.

Моменти інерції тіл неправильної форми визначають експериментально.

6. Якщо уявити, що Земля – це куля масою M_z та радіусом R_z , то момент інерції Землі відносно осі, що проходить через її центр, з урахуванням (2.21) дорівнює

$$J_3 = 2M_3 R_3^2 / 5 \approx 9 \cdot 10^{37} \text{ кг} \cdot \text{м}^2. \quad (2.21a)$$

Розподіл маси Землі відносно своєї осі обертання змінюється у результаті відкладень, які переміщують річки з водою, випадання опадів, утворення гір, виверження вулканів та інших факторів.

Це веде до зміни моменту інерції Землі й відповідно до зміни кутової швидкості її обертання навколо своєї осі (2.17) і може бути причиною коливань тривалості доби.

§ 2.5. Гіроскопи. Гіроскопічний ефект. Прецесія і нутація осі обертання Землі

1. Гіроскопом називають масивне симетричне тіло, що обертається з великою кутовою швидкістю $\vec{\omega}$ навколо осі його симетрії. Цю вісь називають віссю гіроскопа. Звичайно гіроскоп закріплюють так, що вісь гіроскопа допускає поворот навколо трьох взаємно перпендикулярних осей, які перетинаються в його центрі мас (гіроскоп у кардановому підвісі). Тоді вісь гіроскопа може приймати будь-який напрям у просторі, і гіроскоп можна розглядати як тверде тіло, закріплене в його центрі мас. Особлива конструкція підшипників осі гіроскопа зводить до мінімуму сили тертя, що діють на гіроскоп; якщо момент сили тяжіння щодо його центра мас дорівнює нулю, то у відсутності інших зовнішніх сил вісь гіроскопа, який обертається, залишається нерухомою, тобто не змінює орієнтації в просторі. Такий гіроскоп із трьома ступенями вільності, на який практично не діють зовнішні сили, називають вільним.

2. З рівняння (2.20) випливає, що вісь гіроскопа змінює своє положення у просторі тільки під дією таких зовнішніх сил, момент яких щодо центра мас гіроскопа не дорівнює нулю. Якщо вісь гіроскопа горизонтальна і на один з її кінців діє зовнішня сила $\vec{F}$, направлена, наприклад, униз, то вісь гіроскопа буде рухатися не вниз, а убік, тобто буде спостерігатися гіроскопічний ефект, коли рух осі гіроскопа визначається не напрямом дії зовнішньої сили $\vec{F}$,

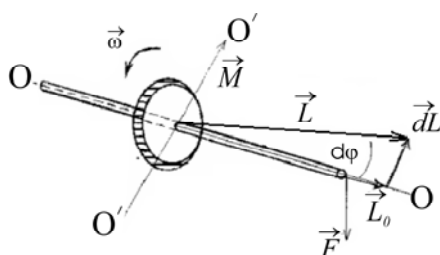


Рис. 2.7

а напрямом її моменту $\vec{M}$ (рис. 2.7). У нашому випадку він направлений по осі $O'O''$.

Таке поведіння гіроскопа цілком відповідає

основному закону динаміки обертального руху (2.20).

За проміжок часу dt момент імпульсу $\vec{L}$ гіроскопа одержить збільшення (рис. 2.7)

$$d\vec{L} = \vec{M} dt.$$

Цей вектор $d\vec{L}$ направлений як і вектор $\vec{M}$, тобто перпендикулярно початковому напрямку моменту імпульсу $\vec{L}_0$. Тепер момент імпульсу гіроскопа $\vec{L} = \vec{L}_0 + d\vec{L}$, і з його напрямом збігається новий напрям осі гіроскопа.

При тривалій дії на вісь гіроскопа постійного за напрямом моменту зовнішніх сил вісь гіроскопа буде повертатися доти, доки вектори $\vec{L}$ і $\vec{M}$ не збігатимуться за напрямом.

При швидкому обертанні гіроскопа вісь гіроскопа стає практично нечутливою до ударів або поштовхів. Пояснюється це тим, що при короткочасній дії моменту зовнішніх сил dt дуже мале, і тому збільшення моменту імпульсу $d\vec{L}$ також мале, тобто в цьому випадку вісь майже не змінює свого положення. Помітна зміна положення осі відбувається лише при тривалому впливі на неї моменту зовнішніх сил.

3. Коли постійний за абсолютним значенням момент зовнішніх сил зберігає незмінним свій напрям щодо осі гіроскопа, то його вісь буде повертатися в просторі зі сталою кутовою швидкістю ω' . Таке повертання осі гіроскопа зі сталою кутовою швидкістю ω' під дією зовнішнього моменту сил, прикладеного до неї, називають прецесією.

Отже, прецесія – це такий рух, коли гіроскоп обертається навколо своєї осі, а сама вісь гіроскопа у свою чергу повертається в просторі, описуючи деяку конічну поверхню. Знайдемо кутову швидкість ω' прецесії. Прецесія має місце, наприклад, коли на вісь гіроскопа діє момент сили тяжіння $\vec{F} = m\vec{g}$ (рис. 2.7).

Нехай за час dt вісь гіроскопа повертається на кут $d\varphi$. Момент імпульсу гіроскопа за час dt одержить приріст: $dL = Mdt$.

З рис. 2.7 видно, що кут $d\varphi$ як центральний дорівнює

$$d\varphi = dL / L = Mdt / L. \quad (2.22)$$

Поділивши вираз (2.22) на час dt і позначивши $d\varphi / dt = \omega'$, отримуємо, що кутова швидкість прецесії

$$\omega' = M / L = M / J\omega, \quad (2.23)$$

тому що момент імпульсу гіроскопа $L = J\omega$ (2.18).

Видно, що кутова швидкість прецесії тим менше, чим більше швидкість обертання осі гіроскопа ω . Характерною рисою прецесії є те, що прецесійний рух припиняється в момент припинення дії моменту сили M . Швидкість прецесії не залежить від кута нахилу гіроскопа.

Відзначимо також, що доти, доки не установиться швидкість обертання осі гіроскопа, однакова зі швидкістю прецесії, кінець осі гіроскопа буде описувати циклоїду при прецесії. Такий рух осі гіроскопа називають нутацією. Інакше кажучи, нутація – це коливальний рух осі гіроскопа при прецесії.

4. Прецесійний рух осі обертання спостерігається у Землі. Земля має форму, яка дещо відмінна від кулі, її екваторіальний радіус більше полярного. Це приводить до того, що рівнодійні сили притягання з боку Місяця і Сонця не проходять через центр мас Землі і створюють відносно нього моменти сил, які намагаються повернути вісь обертання Землі. Існують також невеликі коливальні рухи земної осі – нутації. Це пояснюється тим, що взаємні розміщення Землі, Місяця і Сонця неперервно змінюються і відповідно змінюється також розміщення площини орбіти Місяця відносно площини орбіти Землі.

Властивість гіроскопа – зберігати незмінним напрям своєї осі обертання, використовується для автоматичного управління рухом ракет, літаків та інших апаратів.

§ 2.6. Перетворення Галілея. Закон додавання швидкостей. Механічний принцип відносності. Неінерціальні системи відліку. Сили інерції. Сили інерції в обертальних системах відліку. Сила Коріоліса. Відцентрова сила інерції. Вплив обертання Землі на рух тіл

1. Виберемо нерухому систему відліку K , яку можна вважати інерціальною, і систему K' , яка рухається рівномірно і прямолінійно відносно системи K зі швидкістю v_0 . Позначимо координати матеріальної точки m (рис. 2.8) у нерухомій системі відліку K через x, y, z , а в системі відліку K' , що рухається, через x', y', z' . Нехай у момент часу $t = 0$ початок відліку обох систем збігається, і рух

системи K' відбувається уздовж осі OX . Тоді координати матеріальної точки m для будь-якого моменту часу в обох системах відліку пов'язані між собою співвідношеннями:

$$x = x' + v_0 t; y = y'; z = z'; t = t'. \quad (2.24)$$

Останнє рівняння означає, що час залишається тим самим незалежно від того, в якій з інерціальних систем ми його вимірюємо (час абсолютний). Систему рівнянь (2.24) називають перетвореннями Галілея.

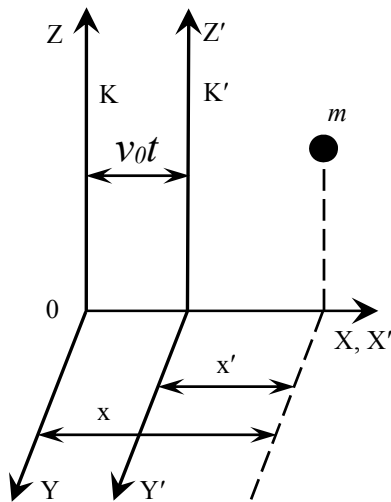


Рис. 2.8

Перетворення Галілея дають можливість перейти від координат рухомої точки в одній системі до її координат в іншій системі, якщо системи рухаються одна відносно одної рівномірно і прямолінійно зі швидкістю v_0 .

2. Якщо при переході від однієї інерціальної системи відліку до іншої значення деякої величини залишається

незмінним, то говорять, що ця величина інваріантна щодо розглянутого перетво-

рення. Знайдемо, наприклад, зв'язок між проекціями швидкості матеріальної точки, що рухається, на координатні осі в обох системах відліку. Для цього, продиференціювавши за часом рівняння (2.24), отримаємо: $v_x = v'_x + v_0$; $v_y = v'_y$; $v_z = v'_z$,

або у векторній формі

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0, \quad (2.25)$$

тобто швидкість $\vec{v}$ матеріальної точки, що рухається відносно нерухомої системи відліку, дорівнює векторній сумі швидкості $\vec{v}'$ точки щодо системи відліку, яка рухається, і швидкості руху $\vec{v}_0$ самої системи відліку K' . Формула (2.25) виражає закон додавання швидкостей у класичній механіці.

Отже, у класичній механіці немає поняття абсолютної швидкості, тільки відносна швидкість тіл має фізичний зміст.

3. Якщо продиференціювати формулу (2.25) за часом і враховуючи, що $\vec{v}_0$ є величина стала, одержимо зв'язок між

проекціями прискорення точки на координатні осі в обох системах відліку: $a_x = a'_x$; $a_y = a'_y$; $a_z = a'_z$, або у векторному вигляді

$$\vec{a} = \vec{a}'. \quad (2.26)$$

Видно, що прискорення матеріальної точки щодо обох систем відліку однакове, тобто воно інваріантне відносно перетворень Галілея. Звідси випливає інерціальність усіх систем відліку, які рухаються рівномірно і прямолінійно відносно інерціальної системи відліку.

Якщо прискорення матеріальної точки однакове в двох системах відліку (2.26), які рухаються одна щодо іншої рівномірно і прямолінійно, а маса тіла є його постійна характеристика ($v \ll C$), то і сили в обох координатних системах однакові, тому рівняння другого закону динаміки (2.2) виявляється інваріантним до перетворень Галілея.

Отже, рух тіл у всіх інерціальних системах відліку описується тими самими рівняннями. Тому однакові механічні досліди, проведені у всіх цих системах, повинні давати однакові результати, тобто ніякими механічними дослідами, проведеними всередині інерціальної системи відліку, неможливо встановити – система відліку перебуває в стані спокою або рухається рівномірно і прямолінійно.

Уперше це положення було сформульоване Галілеєм, і воно становить зміст механічного принципу відносності, названого також принципом відносності Галілея.

А. Ейнштейн узагальнив цей принцип на будь-які фізичні процеси: ніякими фізичними дослідами (механічними, електромагнітними, оптичними та ін.), проведеними всередині даної інерціальної системи відліку, неможливо виявити, перебуває ця система в стані спокою чи рухається рівномірно і прямолінійно. Всі закони природи інваріантні щодо переходу від однієї інерціальної системи відліку до іншої.

Закони Ньютона добре описують рух макроскопічних тіл (тіл, що складаються з величезної кількості молекул), швидкість яких мала в порівнянні зі швидкістю світла. Однак ці закони втрачають силу при вивченні об'єктів мікросвіту і тіл, що рухаються зі швидкостями, близькими до швидкості світла. На основі розвитку теорії атома виник новий розділ фізики, що розглядає особливості поведінки мікрочастинок, – квантова механіка (§ 19.2). Крім

принципу відносності А. Ейнштейн сформулював принцип інваріантності швидкості світла: швидкість світла однакова в усіх інерціальних системах відліку, вона не залежить від швидкості руху джерела світла або спостерігача і у вакуумі дорівнює $C = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$.

Релятивістська механіка вивчає рух частинок, швидкість яких наближається до швидкості світла у вакуумі. Відповідно до релятивістської механіки в будь-якій системі відліку тіло не може придбати швидкість, рівну або більшу швидкості світла у вакуумі. Введені Ньютоном поняття абсолютного простору й абсолютного часу були переглянуті А. Ейнштейном у теорії відносності, які пов'язані з матерією і її рухом. Відповідно до цієї теорії маси частинок, що рухаються, проміжки часу між подіями, довжина відрізків залежать від швидкості руху тіл у даній системі відліку (релятивістські ефекти). Наприклад, наближення швидкості руху тіла v до швидкості світла приводить до значного збільшення його маси. Сповільнення часу і скорочення довжини відрізків у рухомих системах помітні також при швидкостях, близьких до швидкості світла.

При $v \ll C$ рівняння релятивістської і класичної механіки збігаються. Це означає, що механіка Ньютона входить у релятивістську механіку як окремий випадок.

Розвитком науки ньютонівська механіка не була перекреслена; були лише встановлені границі її застосовності. Це підтверджує природний хід розвитку науки; з розширенням кола досліджуваних явищ старі теорії стають окремими випадками більш загальних

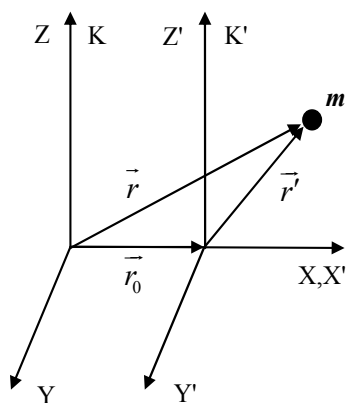


Рис. 2.9

нових теорій.

4. З'ясуємо можливість застосування законів Ньютона для систем відліку, які рухаються відносно інерціальних систем прискорено, тобто для неінерціальних систем відліку. В неінерціальних системах відліку тіла набувають прискорення, якщо на них не діють інші тіла.

Нехай інерціальна система відліку K нерухома; а система K' рухається щодо неї поступально з прискоренням $\vec{a}_0$ (рис. 2.9), де радіус-вектор $\vec{r}$ визначає положення

матеріальної точки m відносно системи K (нерухомої); $\vec{r}'$ – положення матеріальної точки щодо системи K' (яка рухається) і $\vec{r}_0$ – положення системи K' відносно K .

З рис. 2.9 видно, що

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{r}_0. \quad (2.27)$$

Продиференціювавши вираз (2.27) двічі за часом і помноживши на масу m матеріальної точки, отримаємо:

$$\frac{md^2\vec{r}'}{dt^2} = \frac{md^2\vec{r}}{dt^2} - \frac{md^2\vec{r}_0}{dt^2}, \quad (2.28)$$

де $d^2\vec{r}_0/dt^2 = \vec{a}_0$ – прискорення системи відліку K' відносно системи K .

Видно, що у правій частині рівняння поступального руху матеріальної точки (2.28) з'явився доданок, рівний добутку маси точки на прискорення самої неінерціальної системи відліку відносно інерціальної системи, який називають силою інерції, тобто

$$\vec{F}_{\text{ін}} = -m \frac{d^2\vec{r}_0}{dt^2}. \quad (2.29)$$

Знак «мінус» показує, що сила інерції завжди направлена в протилежний бік прискорення системи відліку. Так, при раптовому гальмуванні автобуса пасажери зазнають прискореного відхилення в напрямі руху. Сили інерції збільшуються зі збільшенням прискорення системи відліку і дорівнюють нулю, якщо система відліку рухається рівномірно і прямолінійно.

Тоді другий закон Ньютона (2.2) в неінерціальній системі відліку K' виглядає так:

$$m\vec{a}' = \vec{F} + \vec{F}_{\text{ін}}, \quad (2.30)$$

де $\vec{F}$ – рівнодійна сила – результат взаємодії матеріальної точки m з іншими тілами; $\vec{a}'$ – прискорення точки відносно неінерціальної системи відліку K' .

Сила інерції (2.29) викликана не взаємодією матеріальної точки з іншими тілами, а прискореним рухом самої системи відліку. Для сили інерції не існує протидіючої сили. Тоді третій закон Ньютона (2.8) для сил інерції не виконується. Відзначимо також,

що сили інерції діють на тіло тільки в неінерціальній системі відліку, в інерціальних системах відліку такі сили відсутні.

5. Ми живемо на Землі, яка рівномірно обертається, – явно не інерціальна система ($a_n \neq 0$). Тому розглянемо, які сили інерції виникають у такій системі відліку.

Нехай диск радіуса r обертається навколо перпендикулярної до нього вертикальної осі зі сталою кутовою швидкістю ω , а на ободі диска рухається матеріальна точка m зі швидкістю v' відносно системи відліку, що обертається (рис. 2.10). Швидкість v цієї матеріальної точки щодо нерухомої (інерціальної) системи відліку дорівнює за величиною

$$v = v' + r\omega, \quad (2.31)$$

де ω – кутова швидкість оберткової системи відліку (диск).

Для того щоб матеріальна точка рухалася відносно нерухомої системи відліку по колу зі швидкістю v , на неї повинна діяти направлена до центра диска сила F , наприклад, сила натягу нитки, якою точка прив'язана до центра диска (рис. 2.10).

Величина цієї сили з урахуванням виразів (1.18) і (2.31) набуває вигляду:

$$F = ma_n = m \frac{v^2}{r} = \frac{m}{r} (v' + r\omega)^2 = \frac{mv'^2}{r} + 2mv'\omega + m\omega^2 r.$$

Тут a_n – нормальне прискорення.

Відносно системи відліку, що обертається, матеріальна точка в цьому випадку рухається з прискоренням $a = (v')^2 / r$.

Тоді другий закон Ньютона (2.2) у системі, що обертається, можна записати у вигляді:

$$ma' = F - 2mv'\omega - m\omega^2 r. \quad (2.32)$$

З формули (2.32) випливає, що в системі, яка обертається, матеріальна точка поводить себе так, ніби на неї, крім направленої до центра диска сили F , діяли ще дві направлені по радіусу диска від центра сили: $2mv'\omega$ – сила Коріоліса; $m\omega^2 r$ – відцентрова сила інерції.

Виявляється, що силу Коріоліса можна представити у векторному вигляді

$$\vec{F}_\kappa = 2m[\vec{v}' \vec{\omega}] \quad \text{або} \quad F_\kappa = 2mv'\omega \sin \varphi, \quad (2.33)$$

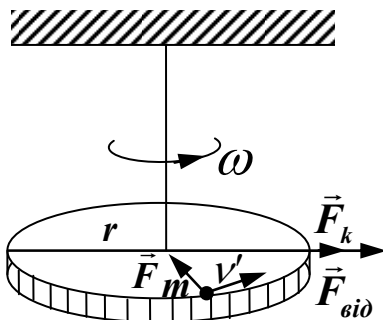


Рис. 2.10

де φ – кут між напрямками векторів $\vec{v}'$ і $\vec{\omega}$.

Як видно з формули (2.33), сила Коріоліса тим більша, чим швидше обертається система і чим швидше рухається тіло. Якщо тіло рухається вздовж осі обертання $\vec{v}' \parallel \vec{\omega}$, тоді $F_{\kappa} = 0$. Максимальне значення сили буде при русі тіла під прямим кутом ($\varphi = \pi / 2$) до осі обертання. Вона не залежить від розміщення тіла відносно системи відліку, тобто від відстані до осі обертання.

Сила Коріоліса завжди перпендикулярна до осі обертання і до напрямку руху тіла, і тому вона не виконує роботи над тілом (3.14), тобто ця сила змінює тільки напрям вектора швидкості $\vec{v}'$, але не змінює її абсолютної величини.

Відцентрова сила інерції дорівнює

$$F_{\text{сід}} = m\omega^2 r \quad (2.34)$$

і, як видно з формули (2.34), пропорційна масі тіла, відстані від осі обертання r і діє на тіло незалежно від того, знаходиться воно в спокої в даній системі відліку чи рухається, а також від швидкості обертання системи.

Відзначимо, що для будь-якого з тіл, які містяться в неінерціальній системі відліку, сили інерції є зовнішніми. Отже, тут немає замкнених систем. Це значить, що в неінерціальних системах відліку не використовуються закони збереження енергії, імпульсу й моменту імпульсу (§ 3.5).

6. Вплив обертання Землі на рух тіл зводиться до дії на них сили Коріоліса і відцентрової сили інерції.

Ефект дії сили Коріоліса зводиться до того, що в обертовій системі відліку тіло, яке рухається, або відхиляється в напрямі, перпендикулярному його відносній швидкості, або діє на зв'язок, що перешкоджає такому відхиленню. На Землі цей ефект обумовлений так, що тіло, яке вільно падає, відхиляється по вертикалі до сходу (на полюсі тіло падає строго вертикально – $F_{\kappa} = 0$), а тіла, що рухаються уздовж земної поверхні, відхиляються в північній півкулі вправо, а в південній – уліво від напрямку руху. У північній півкулі у річок підмивається правий берег, тобто сила Коріоліса в нашій півкулі притискає воду до правого берега (завжди буде крутіший), у південній півкулі – лівий берег. Відзначимо, що величина східного відхилення найбільша на екваторі і зменшується до нуля з наближенням до полюсів.

Дія сил Коріоліса істотно позначається при тривалому русі повітря в атмосфері та океанічній течії Гольфстрім. Вітри, що охоплюють значні ділянки Землі, ніколи не дмуть прямо в напрямку від більшого атмосферного тиску до меншого, а відхиляються від нього вправо в північній півкулі і вліво в південній.

Під дією сили Коріоліса течія води (Гольфстрім) відходить від берегів Америки, перетинає Атлантичний океан і входить у Баренцеве море біля берегів Скандинавії.

Усі точки земної поверхні беруть участь у добовому обертанні і зазнають дії відцентрової сили інерції. Тому радіус Землі полярний менше радіуса екваторіального. Отже, сплюснена форма Землі – це наслідок дії відцентрової сили.

Відцентрові сили можуть досягати великих значень у центрифугах. Дія відцентрових сил інерції використовується в техніці (центрифуги, сепаратори, відцентрові насоси та ін.).

Характерною властивістю всіх сил інерції є їхня залежність від маси тіл (2.29, 2.33, 2.34).

Контрольні запитання і завдання

1. Що вивчає динаміка? Сформулюйте уявлення про простір і час у механіці.
2. Дайте визначення сили, маси й імпульсу. Одиниці їх вимірювання.
3. Які системи відліку називаються інерціальними й неінерціальними?
4. Що таке сили інерції? Чим вони відрізняються від сил, що діють в інерціальних системах відліку? Як вони напрямлені?
5. Сформулюйте закони Ньютона. Запишіть другий закон Ньютона у вигляді рівняння руху.
6. Які зміни необхідно ввести у другий закон Ньютона (2.2) у випадку руху системи відліку з прискоренням?
7. Яка буде рівнодійна сил, що діють уздовж однієї прямої в протилежних напрямках? Який її напрям?
8. Якщо прискорення тіла дорівнює нулю, то чи означає це те, що на нього не діє жодна сила?
9. Коли виникає сила Коріоліса? Чи може вона здійснювати роботу? Поясніть.
10. Чому перед поворотом потрібно зменшувати швидкість автомобіля? Поясніть.

11. Запишіть перетворення Галілея та прокоментуйте їх.
12. Чому у північній півкулі в річки підмивається правий берег?
13. Як напрямлені сила Коріоліса та відцентрова сила інерції? Від чого вони залежать?
14. У чому полягає фізична сутність механічного принципу відносності?
15. Дайте визначення моменту сили відносно точки. Як він напрямлений?
16. Що таке момент інерції точки, тіла? Яка розмірність?
17. Чи може менша сила створити більший момент сили? Поясніть.
18. Подивіться на циферблат годинника з секундною стрілкою. Як напрямлений момент імпульсу секундної стрілки?
19. Запишіть основне рівняння динаміки обертального руху твердого тіла відносно нерухомої осі.
20. Чи впливає на рух тіла сила, якщо її плече дорівнює нулю?
21. Що таке центр мас системи матеріальних точок? Запишіть його рівняння руху.
22. У чому полягає фізична сутність: гіроскопічного ефекту; прецесії; нутації.
23. Чому спостерігається прецесія і нутація осі обертання Землі?
24. Фігурист тримає руки горизонтально, обертаючись навколо своєї осі. Що відбувається, якщо він опустить руки? Поясніть.

Розділ 3. Гравітаційне поле Землі. Сили в механіці. Енергія. Робота. Закони збереження в механіці

§ 3.1. Рухи планет. Закони Кеплера. Закон всесвітнього тяжіння

1. М. Коперник обґрунтував геліоцентричну систему Всесвіту, за якою Земля обертається навколо Сонця, тобто Земля не є центром Всесвіту і не може бути нерухомою.

Й. Кеплер, підтримуючи ідею М. Коперника і на підставі спостережень Т. Браге (він вимірював положення нерухомих зірок і визначав переміщення планет на небі), дійшов до висновку, що кожна планета рухається еліптичною орбітою, в одному із фокусів якої знаходиться Сонце. Він також припустив, що швидкість руху планети на її орбіті може змінюватись.

У точках $П$ орбіти Землі, що знаходяться найближче до Сонця, швидкість найбільша, а у діаметрально протилежних точках $А$ –

швидкість найменша (рис. 1.5). Це дало йому змогу стверджувати, що пряма, проведена від Сонця до планети, описує рівні площі за однакові інтервали часу (рис. 1.5). Власні висновки руху планет Й. Кеплер сформулював у вигляді трьох законів.

1. Кожна планета рухається навколо Сонця по еліпсу, в одному із фокусів якого розташоване Сонце.

2. Радіус-вектор, проведений від Сонця до планети, описує рівні площі ΔS за однакові проміжки часу (рис. 1.5).

3. Квадрати періодів обертання планет навколо Сонця відносяться як куби великих півосей їхніх еліптичних орбіт (рис. 1.5).

Якщо періоди обертання двох планет навколо Сонця відповідно дорівнюють T_1 і T_2 , а великі півосі їхніх орбіт – l_1 і l_2 , то третій закон Кеплера математично записується у вигляді:

$$T_1^2 / T_2^2 = l_1^3 / l_2^3.$$

Для пояснення цих законів необхідно було знайти сили, що діють на планети. Ця задача була вирішена І. Ньютоном.

2. Більшість сил, з якими ми маємо справу в повсякденному житті, є сили контактного типу, що виникають при зіткненні або при штовханні тіл.

У давнині для людей реальними були тільки контактні сили. Здавалося зовсім неймовірним, що Сонце діє реальною силою на Землю, оскільки між цими тілами немає контакту.

Ньютон довів, що причина, яка викликає падіння тіла на Землю, рух Місяця навколо Землі і планет навколо Сонця, одна й та ж – це сила гравітації, що діє між будь-якими тілами Всесвіту, але він обмежився тільки констатуванням наявності цих сил та їх кількісним описанням.

Гравітаційна взаємодія проявляється у взаємному притяганні тіл і притаманна всім тілам незалежно від їхньої будови, хімічного складу й інших властивостей. На підставі законів Кеплера

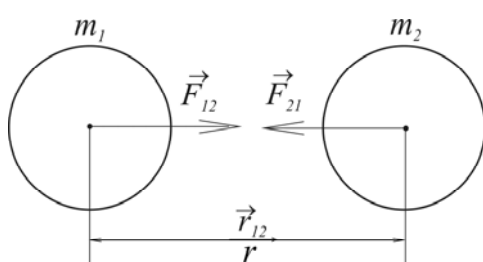


Рис. 3.1

Ньютоном був установлений закон, що визначає силу взаємного притягання тіл, і цей закон одержав назву закону всесвітнього тяжіння: між двома матеріальними точками, маси яких m_1 і m_2 , незалежно від середовища, у якому

вони знаходяться, діють сили взаємного притягання $\vec{F}_{12}$ і $\vec{F}_{21}$, пропорційні добутку мас цих точок і обернено пропорційні квадрату відстані між ними (рис. 3.1):

$$\vec{F}_{12} = G \frac{m_1 m_2}{r^3} \vec{r}_{12} \quad \text{і} \quad \vec{F}_{21} = -G \frac{m_1 m_2}{r^3} \vec{r}_{12}, \quad (3.1)$$

де $\vec{F}_{12}$ – сила притягання, діюча на точку m_1 , $\vec{r}_{12}$ – радіус-вектор, проведений з цієї точки в точку, де міститься маса m_2 , причому $|\vec{r}_{12}| = r$ – відстань між точками, G – коефіцієнт пропорційності, який називається гравітаційною сталою. За третім законом Ньютона, сила притягання, що діє на матеріальну точку маси m_2 , за абсолютним значенням дорівнює силі $\vec{F}_{12}$, але направлена у протилежний бік: $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$. Закон всесвітнього тяжіння (3.1) в скалярній формі набуває вигляду:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (3.1a)$$

Якщо у формулі (3.1a) покласти $m_1 = m_2 = 1$ кг і $r = 1$ м, то G – гравітаційна стала, чисельно дорівнює силі притягання між двома матеріальними точками масами 1 кг кожна, коли відстань між ними дорівнює 1 м. Числове значення $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$. Вона визначається експериментально. Перші прямі вимірювання гравітаційної сталої були виконані Г. Кавендішем. Дуже мале значення гравітаційної сталої показує, що сила притягання може бути значною тільки для тіл дуже великої маси, тобто гравітаційні сили порівняно слабкі. Вони значно слабші за електричні (§ 8.1).

Таким чином, кожна частинка у Всесвіті притягає будь-яку іншу частинку із силою, пропорційною добутку їхніх мас і обернено пропорційною квадрату відстані між ними. Ця сила діє вздовж лінії, що з'єднує ці частинки, а тому є центральною силою. Якщо за умовами задачі взаємодіючі тіла не можуть розглядатися як матеріальні точки, то для визначення сили притягання між тілами кожне з них потрібно умовно поділити на настільки малі елементи, щоб їх можна було вважати матеріальними точками Δm . Тоді, геометрично підсумовуючи взаємодії окремих матеріальних точок, знаходять результуючі сили притягання між тілами.

Наявність всесвітнього тяжіння пояснює стійкість Сонячної системи, рух планет та інших небесних тіл. Місяць утримується на

орбіті силами земного притягання, Земля на своїй траєкторії – силами притягання Сонця.

Рух небесних тіл відбувається так само, як і коловий рух каменя, закріпленого на мотузці. Сили всесвітнього тяжіння – це невидимі «канати», що примушують тіла рухатись за певними шляхами.

Закон всесвітнього тяжіння (3.1а) дозволяє обчислювати маси планет, періоди їхнього обертання, проводити розрахунки траєкторії руху космічних кораблів тощо. Гравітація існує у вакуумі, тобто вона не залежить від середовища, в якому розташовані взаємодіючі тіла.

§ 3.2. Сила тяжіння. Прискорення сили тяжіння. Вага тіла. Невагомість. Перевантаження. Залежність прискорення сили тяжіння від: висоти, глибини, географічної широти, густини Землі. Формула А. Клеро. Гравіметрія. Інертна та гравітаційна маси

1. Гравітаційні сили, що діють на тіла поблизу поверхні Землі, називають силами тяжіння. Кожне тіло, що знаходиться на Землі, притягається до її центра із силою тяжіння

$$F = G \frac{mM_3}{R_3^2}, \quad (3.2)$$

де m – маса тіла, M_3 – маса Землі ($\approx 6 \cdot 10^{24}$ кг), R_3 – її радіус ($\approx 6,34 \cdot 10^6$ м).

Сила тяжіння F сприяє утриманню тіл на поверхні Землі. Відцентрова сила інерції (2.34) прагне зменшити силу тяжіння, тому вона мінімальна на екваторі (рис. 3.3).

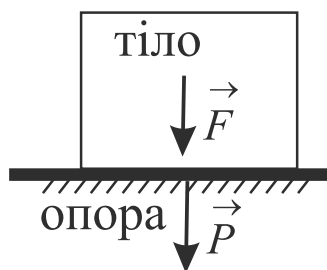


Рис. 3.2

Силу тяжіння F не слід ототожнювати з вагою тіла P (рис. 3.2). Вага тіла – це сила $\vec{P}$, з якою тіло внаслідок його притягання до Землі діє на підвіс (розтягує) чи опору (тисне).

Сила тяжіння дорівнює вазі тіла лише в одному випадку – якщо тіло й опора (підвіс) нерухомі щодо Землі. У випадку руху опори (підвісу) з деяким

прискоренням a вага тіла не дорівнює силі тяжіння. Вага тіла $\vec{P}$ прикладена до опори (підвісу), а сила тяжіння $\vec{F}$ – до центра ваги тіла, тобто вони завжди прикладені до різних тіл (рис. 3.2).

2. Рух тіла тільки під дією сили тяжіння називають вільним падінням, а прискорення, яке надає така сила, – прискоренням сили тяжіння (прискоренням вільного падіння). Тоді другий закон Ньютона (2.2) запишемо у вигляді

$$F = mg = G \frac{mM_3}{R_3^2}, \quad (3.3)$$

де g – прискорення сили тяжіння (прискорення вільного падіння). З рівняння (3.3) випливає, що

$$g = GM_3 / R_3^2 \approx 9,83 \text{ м/с}^2, \quad (3.4)$$

тобто прискорення сили тяжіння не залежить від маси падаючого тіла, тому всі тіла вільно падають з однаковим прискоренням.

І. Ньютон вважав, що рух планет навколо Сонця, рух Місяця навколо Землі – це вільне падіння. Причиною такого руху є сила всесвітнього тяжіння (3.1а). Але чому тоді Місяць не падає на Землю, а планети – на Сонце? Ці тіла не падають відповідно на Землю і Сонце тому, що вони рухаються за інерцією. Якби на Місяць не діяла сила притягання з боку Землі, то Місяць, рухаючись за інерцією вздовж прямої лінії, покинув би власну орбіту і спрямував у космічний простір. З іншого боку, якби припинився рух Місяця за інерцією, він впав би на Землю.

Тільки тому, що рух за інерцією і вільне падіння відбуваються одночасно, Місяць рухається за траєкторією, близькою до кола.

3. При русі опори (підвісу) із прискоренням $|\vec{a}| = |\vec{g}|$, тобто при вільному падінні, вага тіла стає рівною нулю, тобто настає стан невагомості.

Отже, стан тіла, коли на нього діють тільки сили тяжіння і відсутня вага, називають станом невагомості. У стані невагомості на тіло діє тільки одна сила – сила тяжіння, і саме ця сила надає тілу прискорення вільного падіння g .

Тіла в такому стані не чинять тиску на опори, і якщо опора прибрана, то вони «повисають» у просторі. Так, у космічному кораблі, що літає над поверхнею Землі на відстані 300-500 км, робота двигуна припинена, сила тяжіння практично не змінюється,

і всі тіла в ньому рухаються (як і сам корабель) з однаковим прискоренням, не роблячи тиску на опору, тобто тіла в ньому втрачають вагу. Це і є стан невагомості тіл у кораблі. У таких умовах, наприклад, вода поза посудиною набуває кулястої форми і вільно падає в просторі.

Якщо тіло має прискорення, направлене протилежно прискоренню вільного падіння $\vec{g}$, його вага більша за вагу нерухомого тіла. Збільшення ваги тіла, спричинене його прискореним рухом, називають перевантаженням.

4. З формули (3.4) випливає, що прискорення сили тяжіння з висотою h підняття тіла від поверхні Землі убыває за законом

$$g = GM_z / (R_z + h)^2. \quad (3.5)$$

З підняттям на 1 км прискорення зменшується приблизно на 0,03 %.

При вимірі сили тяжіння під водою або в шахтах, при вивченні внутрішньої будови Землі важливо знати закони зміни сили тяжіння усередині мас.

При переміщенні матеріальної точки з поверхні Землі до її центра сила тяжіння, що діє на матеріальну точку, буде, по-перше, зростати за законом $F \sim 1/r^2$ (3.1a), по-друге, убывати пропорційно зменшенню маси Землі ($F \sim m \sim r^3$). Тут m – маса частини Землі у середині сфери радіуса r , V – об'єм цієї сфери (маса вище розташованих шарів Землі не діє на матеріальну точку).

Звідси випливає, що сила тяжіння (прискорення сили тяжіння) з глибиною зменшуються пропорційно зменшенню радіуса, тобто $g \sim r$.

Однак усе це справедливо для Землі однорідної густини ($\rho = \text{const}$) і яка має правильну сферичну форму. Гори, острови, континенти, які виступають над її поверхнею, спотворюють раніше (3.3) обґрунтований характер залежності сили тяжіння.

Виявляється, що при русі точки з поверхні Землі до центра сила тяжіння, що діє на неї, спочатку повільно зростає приблизно до глибини 20-30 км, а далі вона починає убывати пропорційно першому степеню радіуса, а у центрі Землі прямує до нуля і відповідно дорівнює нулю прискорення сили тяжіння.

Сила тяжіння в одній і тій же точці також непостійна – вона періодично змінюється: то збільшується, то зменшується. Період таких коливань близький до половини доби. Такі коливання

пов'язують зі зміною збуджуючої дії сил тяжіння Місяця і Сонця у зв'язку зі зміною їхнього положення щодо точки, яка притягається.

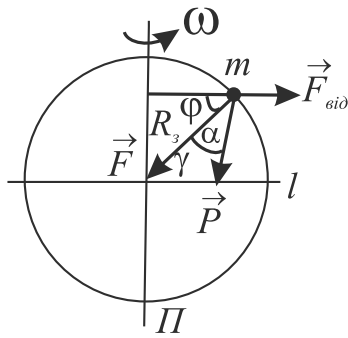


Рис. 3.3

У системі відліку, пов'язаній з Землею, крім сили гравітаційного притягання F (3.1a) на всі тіла, розташовані на Землі, діє відцентрова сила інерції F_{eid} (2.34) – вона виникає внаслідок добового обертання Землі навколо своєї осі і дорівнює: $F_{eid} = m\omega^2 r$, де m – маса тіла на поверхні Землі, ω – кутова швидкість Землі, r – відстань тіла від земної осі обертання (рис. 3.3). Сила F_{eid} напрямлена назовні перпендикулярно осі обертання і змінює прискорення g .

Враховуючи, що $r = R_z \cos \varphi$, де R_z – радіус Землі, φ – географічна широта місця розміщення тіла, то $F_{eid} = m\omega^2 R_z \cos \varphi$. Видно, що максимуму відцентрова сила інерції досягає на екваторі ($\cos 0 = 1$) і дорівнює нулю на полюсах ($\cos \pi / 2 = 0$). Відцентрова сила інерції намагається зменшити силу гравітаційного притягання $\vec{F}$.

Тоді спостерігаємо відносно Землі прискорення вільного падіння тіл g буде обумовлено дією двох сил: $\vec{F}$ – з якою тіло притягається Землею, і $\vec{F}_{eid}$. Результируюча цих двох сил $\vec{P} = \vec{F} + \vec{F}_{eid}$ є сила тяжіння. Оскільки сила $\vec{P}$ надає тілу масою m прискорення g , то виконується наступне співвідношення: $\vec{P} = m\vec{g}$. Тут силу притягання, що діє на точку m з боку небесних тіл, не враховуємо.

Отже, в загальному випадку сила, з якою тіло притягається Землею, не дорівнює силі гравітаційного притягання, а дорівнює результирующей двох сил – силі гравітаційного притягання $\vec{F}$ і відцентровій силі інерції $\vec{F}_{eid}$. Сукупна дія цих сил призводить до стиснення Землі.

Із рис. 3.3 видно, що сили $\vec{F}$ і $\vec{P}$ збігаються за напрямом, якщо точка m знаходиться на екваторі або на полюсі. Відміна сили тяжіння $\vec{P}$ від сили притягання Землею (рис. 3.3) невелика тому, що відцентрова сила інерції значно менша, ніж сила $\vec{F}$.

Кут α між напрямками сил $\vec{F}$ і $\vec{P}$ (рис. 3.3) можна оцінити, скориставшись теоремою синусів:

$$\sin \alpha / \sin \varphi = F_{\text{від}} / P = m \omega^2 R_z \cos \varphi / mg \approx 3,5 \cdot 10^{-3} \cos \varphi .$$

Звідси маємо $\sin \alpha = 3,5 \cdot 10^{-3} \cos \varphi \cdot \sin \varphi \approx 1,8 \cdot 10^{-3} \sin 2\varphi$. Синус малого кута можна приблизно замінити значенням самого кута:

$$\alpha \approx 1,8 \cdot 10^{-3} \sin 2\varphi . \quad (3.5a)$$

Таким чином, в залежності від широти φ кут α коливається в межах від нуля (на екваторі, де $\varphi = 0$, і на полюсах, де $\varphi = 90^\circ$) до $1,8 \cdot 10^{-3}$ рад або $6'$ – на широті 45° .

Напрям сили тяжіння $\vec{P}$ збігається з напрямом нитки, натягнутої важелем, який називають напрямом виска.

Отже, нитка виска напрямлена до центра Землі тільки на полюсах і на екваторі, відхиляючись на проміжних широтах на кут, що визначається виразом (3.5a).

Прискорення сили тяжіння g змінюється з широтою в межах від $9,780 \text{ м/с}^2$ на екваторі до $9,832 \text{ м/с}^2$ на полюсах. Зміна прискорення від екватора до полюса складає $0,052 \text{ м/с}^2$.

Значення $g_0 = 9,80665 \text{ м/с}^2$ прийняте за нормальне (стандартне) значення прискорення сили тяжіння. Воно розраховане за припущенням, що Земля є симетричне тіло, яке складається із однорідних за густиною концентричних шарів, для широти $\varphi = 45^\circ$.

5. А. Клеро обґрунтував, що залежність прискорення сили тяжіння від широти φ місця розташування точки m має наступний вигляд: $g_\varphi = g_e (1 + \beta \sin^2 \varphi)$; $\beta = g_e - g_n / g_e$.

Тут g_e – прискорення сили тяжіння на екваторі, g_n – на полюсах, а коефіцієнт $\beta = 5/2(q - \varepsilon)$, де q – відношення для екватора відцентрового прискорення до прискорення сили тяжіння ($\omega^2 R_e / g_e$), ε – стиснення Землі.

Отже, визначення прискорення сили тяжіння в різних точках дозволяє розрахувати величину стиснення Землі і відповідно досліджувати її фігуру.

6. Причиною аномалій прискорення сили тяжіння також є: різниця густини мас усередині Землі, вид рельєфу, наприклад, гори тощо.

Найбільш простий спосіб вимірювання прискорення сили тяжіння – за періодом коливання маятника T певної довжини l (14.13).

Залежність періоду коливань маятника від прискорення сили тяжіння використовується для точних вимірів g у різних місцях на поверхні Землі – такий метод називають гравіметрією. У районах, де залягають високощільні породи, прискорення g більше для даної географічної широти і навпаки. Це і використовують у пошуках корисних копалин.

7. Фізична величина – маса, що входить у другий закон Ньютона (2.2), характеризує здатність тіл здобувати прискорення під дією сили. При цьому прискорення, що надаються рівними силами тілам різної маси, обернено пропорційні цим масам. Маса в другому законі Ньютона (2.2) є мірою інертних властивостей тіл, тому її називають інертною.

Маса входить також і в закон, що визначає силу взаємного притягання тіл (3.1). У даному полі тяжіння сили тяжіння, що діють на тіло, пропорційні його масі. Маса в законі всесвітнього тяжіння слугує мірою здатності тіл створювати поле тяжіння і відчувати вплив полів тяжіння, тому її називають гравітаційною.

Інертність і здатність тіл створювати поле тяжіння – зовсім різні прояви властивостей матерії. Тому заздалегідь не можна припускати, що міру тієї чи іншої властивості матерії можна виражати однією і тією ж фізичною величиною.

Поблизу поверхні Землі будь-яке тіло притягається до неї із силою (3.3). З іншого боку, під дією цієї сили тіло набуває прискорення, що за другим законом Ньютона повинне дорівнювати відношенню сили F до інертної маси m_i тіла:

$$a = \frac{F}{m_i} = G \frac{M_3 m_e}{R_3^2 m_i}, \quad (3.56)$$

де m_e – гравітаційна маса тіла. Досліди Галілея показали, що різні тіла при вільному падінні мають однакове прискорення $a = g$. Множник GM_3 / R_3^2 для даного місця земної поверхні сталий і не залежить від гравітаційної та інертної мас тіл, які падають. Це значить, що і відношення m_e / m_i повинне бути також однакове для усіх тіл. Тому вираз (3.56) можемо записати у вигляді

$$g = K m_e / m_i.$$

Отже, інертна і гравітаційна маси кожного з тіл пропорційні одна одній, тому при певному виборі одиниць фізичних величин

можна добитися, щоб коефіцієнт пропорційності дорівнював одиниці. Тоді:

$$m_g = m_i = m.$$

Таким чином, гравітаційна та інертна маси стають тотожними, тому у фізиці говорять просто про масу тіла, яка є мірою гравітаційних властивостей матерії і одночасно є мірою її інертних властивостей.

§ 3.3. Принцип далекодії й близькодії. Гравітаційне поле Землі і його характеристики. Зв'язок між потенціалом і напруженістю поля сил тяжіння. Перші і другі похідні потенціалу сил тяжіння. Припливоутворювальна сила. Припливи й відпливи на Землі. Внутрішня будова і фізичні параметри Землі. Сили тертя

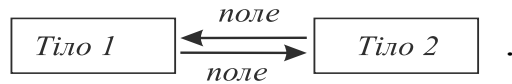
1. Ньютон, відкривши закон всесвітнього тяжіння (3.1), утримався від будь-яких висловлювань про фізичну природу гравітаційної взаємодії.

Стосовно способу передачі взаємодії у фізиці існувало дві концепції: принцип далекодії і принцип близькодії. Згідно з першим принципом вважалося, що взаємодія здійснювалася безпосередньо через порожній простір, який не бере безпосередньої участі в процесі передавання взаємодії, і взаємодія передається миттєво.

Принцип близькодії полягає в тому, що взаємодія здійснюється не безпосередньо між тілами, що взаємодіють, а передається за допомогою тих або інших полів, неперервно розподілених у просторі. Сучасна фізика стверджує тільки принцип близькодії, тобто взаємодія здійснюється з деякою скінченною швидкістю. Ніякі взаємодії або сигнали в природі не можуть передаватися з більшою швидкістю, ніж швидкість світла у вакуумі ($c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с).

2. Як відомо, взаємне притягання тіл здійснюється через простір, що розділяє ці тіла, навіть і у випадку, коли вони знаходяться у вакуумі. Пояснюється це тим, що будь-яке тіло змінює фізичні властивості навколишнього простору, тобто навколо тіла існує поле, яке називають гравітаційним, або полем тяжіння. Гравітаційне поле є однією з форм існування матерії, йому притаманні енергія і відповідна маса.

Таким чином, взаємодія тіл на відстані здійснюється за посередництвом гравітаційних полів, тому що вони діють на внесені в нього тіла силами, пропорційними їх масам (3.1): гравітаційне поле першого тіла діє на друге тіло, а гравітаційне поле другого тіла – на перше тіло. Взаємодія здійснюється за схемою:



Введемо силову й енергетичну характеристики гравітаційного поля. Нехай у будь-яку точку гравітаційного поля, створюваного тілом маси m_1 , розміщене інше тіло, яке приймається за матеріальну точку маси m_2 . Відповідно до закону всесвітнього тяжіння (3.1) значення сили притягання, що діє в даній точці поля на другу точку, буде пропорційне її масі m_2 :

$$F_{21} = G \frac{m_1 m_2}{r^2} .$$

Поміщаючи в дану точку поля тіла різної маси ($m_1, m_2, \dots$), одержимо відповідно різні значення сили гравітаційного притягання (3.1). Якщо ж узяти відношення діючої сили до величини цієї маси, тобто

$$\frac{F_{21}}{m_2} = G \frac{m_1}{r^2} = g ,$$

то воно вже не залежить від маси тіла m_2 , яке поміщається в дану точку поля, а визначається масою тіла, що створює поле, і відстанню r від тіла m_1 до даної точки поля. Це є силова характеристика гравітаційного поля – напруженість:

$$\vec{g} = \vec{F} / m_2 . \quad (3.6)$$

Напруженість гравітаційного поля $\vec{g}$ чисельно дорівнює силі притягання, що діє на тіло одиничної маси в даній точці поля. Біля поверхні Землі $|\vec{g}| \approx 9,8 \text{ м} / \text{с}^2$.

Напруженість гравітаційного поля, як і сила притягання, величина векторна і за напрямом збігається з вектором цієї сили, а розмірність її збігається з розмірністю прискорення.

Порівняння формул (3.4) і (3.6) показує, що вектор напруженості гравітаційного поля Землі збігається з напрямом вектора прискорення вільного падіння. Гравітаційне поле має наступну властивість: усі тіла незалежно від їхньої маси

здобувають у ньому однакові прискорення. Іншою властивістю гравітаційного поля є його універсальність, тобто воно притаманне всім тілам і частинкам без винятку.

Якщо гравітаційне поле створюється окремими тілами, то результуюча напруженість дорівнює векторній сумі напруженостей полів, створених кожним тілом окремо, тобто

$$\vec{g} = \sum_{i=1}^N \vec{g}_i . \quad (3.7)$$

Це твердження одержало назву принципу суперпозиції (накладання) гравітаційних полів.

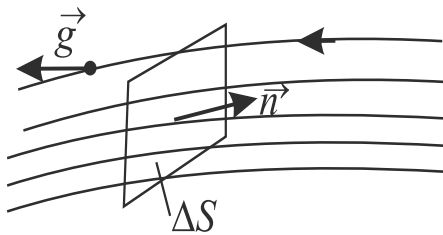


Рис. 3.4

Для графічного зображення гравітаційного поля, як і електричного та магнітного поля, використовують силові лінії (лінії напруженості). Лінія напруженості – це лінія, дотична до якої в будь-якій точці збігається з напрямом вектора

напруженості $\vec{g}$ (рис. 3.4).

Лінії напруженості починаються і закінчуються на тілах, що створюють гравітаційне поле, а також сягають у нескінченність, оскільки гравітаційна взаємодія є далекодіючою. Лінії напруженості ніколи не перетинаються, оскільки у кожній точці поля вектор $\vec{g}$ має тільки один напрям. Поле називають однорідним, якщо його напруженість в усіх точках однакова. Вважають, де лінії густіше, напруженість більша, і навпаки. На поле тяжіння Землі накладаються поля, що створюються Сонцем, Місяцем та іншими планетами сонячної системи.

Матеріальна точка в гравітаційному полі володіє потенціальною енергією (§3.4). Так, потенціальна енергія матеріальної точки маси m_2 , розміщеної в даній точці гравітаційного поля, створеного тілом маси m_1 , прийнятим за матеріальну точку, пропорційна масі точки m_2 , тобто $W_{\Pi} = -Gm_1m_2 / r$, де r – відстань від точки маси m_1 до точки маси m_2 .

Знак залежить від вибору рівня відліку. Якщо ж узяти відношення

$$W_{\Pi} / m_2 = -Gm_1 / r = \varphi , \quad (3.8)$$

то воно вже не залежить від m_2 точки, а визначається масою m_1 тіла, що створює поле, і відстанню від цього тіла до даної точки поля.

Величину, що дорівнює відношенню (3.8), використовують як енергетичну характеристику гравітаційного поля і називають потенціалом гравітаційного поля.

Таким чином, потенціал гравітаційного поля (поля сил тяжіння) – скалярна величина, що дорівнює відношенню потенціальної енергії матеріальної точки, що знаходиться в даній точці поля, до її маси. Потенціал у деякій точці поля сил тяжіння, створений у результаті накладання полів тяжіння, обумовлених окремими матеріальними точками, дорівнює сумі потенціалів у цій точці, тобто $\varphi = \sum_{i=1}^N \varphi_i$, де N – кількість тіл, що створюють поля.

Одиниця потенціалу – Дж/кг.

3. Точки простору, у яких потенціал поля сил тяжіння має одне і те ж значення, розміщуються на деякій поверхні, яка називається поверхнею однакового потенціалу, або еквіпотенціальною поверхнею. З формули (3.8) видно, що сферична поверхня радіуса $r = \text{const}$ є еквіпотенціальною поверхнею. Отже, рівняння еквіпотенціальної поверхні має вигляд $\varphi = \text{const}$.

Еквіпотенціальна поверхня збігається з поверхнею вільної незбуреної рідини, тому називається поверхнею рівня.

Основними елементами гравітаційного поля Землі (поля тяжіння) є прискорення сили тяжіння й похідні потенціалу сили тяжіння. За такими даними визначають форму Землі, вони використовуються в гравіметрії й геодезії.

З формул (3.4) і (3.8) випливає, що при нескінченно малому переміщенні dr точки m від поверхні Землі зміна потенціалу

$$d\varphi = -G \frac{M}{R_3^2} dr = -g dr. \text{ Звідси } g = -d\varphi / dr.$$

Отже, прискорення сили тяжіння є перша похідна від потенціалу сили тяжіння за напрямом. Величина $d\varphi / dr$ характеризує зміну потенціалу на одиниці довжини в напрямі переміщення в поле сил тяжіння. Фізичному змісту зміни потенціалу відповідає робота, що виконується при русі одиничної маси на відрізок $dr : |d\varphi| = g dr$.

Оскільки поле тяжіння є потенціальним силовим полем (§ 3.4), то між обома його характеристиками потенціалом φ і

напруженістю $\vec{g}$ існує зв'язок:

$$\vec{g} = -grad \varphi, \text{ або в координатній формі } \vec{g}(x, y, z) = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{k} \right),$$

де $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – одиничні вектори (орти) – рис. 1.1. Знак «мінус» показує, що вектор напруженості $\vec{g}$ поля тяжіння спрямований убік зменшення потенціалу поля. Градієнт функції φ є вектор, спрямований убік найбільш швидкого зростання цієї функції, а його довжина дорівнює першій похідній цієї функції φ за координатою, спрямованою за напрямом вектора.

Якщо прямокутну систему координат розташувати так, щоб початок її координат збігався з точкою дотику еквіпотенціальної поверхні горизонтальною площиною, вісь x направити на північ, y – на схід, z – перпендикулярно еквіпотенціальній поверхні, то:

$$\partial \varphi / \partial x = 0; \partial \varphi / \partial y = 0; \partial \varphi / \partial z = g.$$

Таким чином, градієнт потенціалу в напрямі осі z дорівнює прискоренню сили тяжіння. Він характеризує зміну потенціалу на одиниці довжини в даному напрямі.

Інколи використовують другі частинні похідні потенціалу сили тяжіння, наприклад:

$$\partial g / \partial x = \partial^2 \varphi / \partial x \partial z = \varphi_{xz}; \partial g / \partial y = \partial^2 \varphi / \partial y \partial z = \varphi_{yz}; \partial g / \partial z = \partial^2 \varphi / \partial z \partial z = \varphi_{zz}.$$

Перші дві похідні характеризують зміни прискорення сили тяжіння в горизонтальній площині і називаються горизонтальними градієнтами. Остання похідна характеризує зміни прискорення у вертикальній площині і називається вертикальним градієнтом.

Для визначення аномалій похідних потрібна інформація про нормальні значення цих величин в точках спостереження.

4. Дією сил притягання з боку Місяця і Сонця пояснюють виникнення припливів та відпливів. Розглянемо причину цих явищ.

Якщо на всі точки тіла діють однакові й паралельні сили, тоді

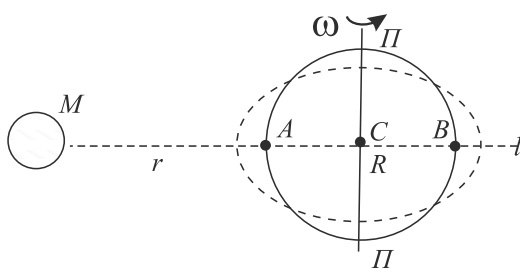


Рис. 3.4, а

тіло буде рухатись як одне ціле, а в ньому не виникають ніякі деформації. У випадку різних за величиною сил, прикладених до точок тіла, то крім загального руху тіло буде деформуватись. Ця деформація визначається різницею сил, діючих на окремі точки тіла.

Застосуємо ці міркування до сил притягання Землі далеким зовнішнім тілом, наприклад Місяцем. Нехай r – відстань від центру Землі до Місяця, а R – радіус земної кулі, причому $R \ll r$ (рис. 3.4,а).

Розглянемо на поверхні Землі близьку до Місяця точку A , відстань до якої дорівнює $r - R$, і другу C у центрі Землі. Визначимо різницю сил притягання цих точок, приймаючи їх масу за одиницю і опускаючи множник пропорційності. Тоді із закону (3.1а) маємо

$$\Delta F \approx \frac{M}{(r-R)^2} - \frac{M}{r^2} \approx M \frac{r^2 - (r-R)^2}{r^2(r-R)^2}.$$

Звідси, якщо не враховувати малі члени, знайдемо $\Delta F \approx 2MR / r^3$. Тут M – маса Місяця (тіло, яке притягує Землю).

Таким чином, різниця сил притягання обернено пропорційна кубові відстані до Місяця.

Виконуючи аналогічні розрахунки для притягання на іншому боці Землі (точка B), відстань якої від Місяця дорівнює $r + R$, одержимо такий само результат, але із оберненим знаком, що означає прагнення цієї точки віддалитися від Місяця, а відповідно і від центра Землі, тобто Місяць відтягує Землю від точки B .

Розрахована різниця сил притягання на точці Землі з боку Місяця і є та сила, яка і приводить до виникнення припливу, тому називається припливоутворювальною силою. Під впливом цієї сили форма поверхні води в океанах і морях суттєво змінюється: на лінії AB , що з'єднує центри Землі і Місяця, утворюються два водяні виступи (горби) з двох боків Землі – близький від Місяця (A) й віддалений від Місяця (B) – рис. 3.4,а.

Одночасно в точках, перпендикулярних до лінії AB , рівень води в океанах і морях знижується і виникають впадини.

Внаслідок добового обертання Землі горби і впадини переміщуються по поверхні води, що викликає періодичне підвищення й зниження рівня води в океанах і морях (припливні хвилі). Біля берегів це явище викликає припливи і відпливи. Якщо береги достатньо плоскі, рівень води в часи припливу може змінювати положення межі суші і води.

Період утворення припливів і відпливів складає 12 годин. Припливні горби знаходяться не точно на прямій Земля-Місяць, а випереджують її приблизно на 2° . Це пов'язано з тим, що Земля обертається навколо своєї осі з більшою кутовою швидкістю, ніж

навколо неї обертається Місяць ($T_m = 27,3$ доби). Вплив Сонця збільшує висоту припливної хвилі. Ці хвилі володіють величезною кінетичною енергією, що дозволяє будувати припливні електростанції. Припливоутворювальні сили викликають явища припливів в атмосфері, у твердому тілі Землі і, як результат, зміни значень прискорення сили тяжіння.

Припливні явища впливають на обертання Землі тому, що вони викликають рух водяних мас у горизонтальному напрямі, протилежному до обертання Землі, який супроводжується тертям і втратою кінетичної енергії Землі (§ 3.4) на здійснення роботи проти сил тертя. У результаті виникає так зване припливне тертя, через яке зменшується швидкість обертання Землі, що призводить до збільшення доби (1.23). За рік тривалість доби збільшується на величину порядку $2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. З роками це може привести до зміни клімату на Землі.

5. Сучасне уявлення про внутрішню будову Землі базується на спостереженнях за поширенням пружних хвиль (§ 14.4).

Якщо б Земля від поверхні до свого центра була однорідним тілом з однаковим значенням густини в усіх точках, то і швидкість пружних хвиль скрізь залишалася б однаковою і шлях поширення був прямолінійним. У дійсності ж шляхи пружних хвиль мають складний характер, причому збільшення з глибиною значень модулів пружності (§ 6.6) випереджує збільшення густини. Дані реєстрації пружних хвиль показують, що перша поверхня стрибка швидкості хвилі перебуває на глибині близько 30 – 80 км, – швидкість поздовжніх хвиль різко зростає з 5 до 8 км/с. Ця умовна поверхня називається поверхнею Мохоровичича.

Земля складається з трьох внутрішніх оболонок або геосфер: земної кори, мантії та ядра. Верхня частина мантії (до 400 км) разом із земною корою називається літосферою.

Земна кора (материкова та океанічна) – це тверда оболонка нашої планети, що має товщину $10 \div 80$ км. Склад оксидів Si , Na , K , P у материковій корі більше, ніж в океанічній. У корі океанів більше міститься оксидів Al , Ca , Mg , Fe , Ti , Mn , ніж на материках.

Сьогодні доведено, що літосфера не є суцільною, а складається із окремих блоків, або структур. Найбільші блоки мають глобальні розміри $10^6 \div 10^7$ м, а найменші – $10^2 \div 10^3$ м.

Глобальні літосферні блоки розділені розломами. Вони проникають у надра на сотні кілометрів. Розломи є джерелами газів та акустичного й електромагнітного випромінювання. Геологічні розломи приводять до аномалій в атмосфері: знищують хмарну структуру атмосфери; впливають на поширення радіохвиль тощо.

У материковій корі за допомогою сейсмічного зондування (§ 14.5) виділяють три шари, що розрізняються своєю густиною. Верхній шар – це осадовий, товщина якого $2 \div 3$ км, а місцями до $20 \div 30$ км. Він представлений осадовими гірськими породами (пісок, глина, піщаники, вапняки, мергели), на ньому залягає шар ґрунту. Верхній шар має найменшу густину $2,2 \cdot 10^3$ кг/м³.

Другий, найбільш товстий шар материкової кори з густиною $(2,4 \div 2,6) \cdot 10^3$ кг/м³, називається гранітним шаром. Він відповідає кристалічним гірським породам (граніт, гнейс та ін.) і у багатьох місцях виходить на поверхню, наприклад, гірські хребти Карпат. В інших місцях гранітний шар схований під осадовим шаром.

Третій шар материкової земної кори називається базальтовим шаром з густиною $(2,8 \div 3,3) \cdot 10^3$ кг/м³. Він складається із більш важких гірських порід. Гранітним і базальтовим шари назвали тому, що швидкості сейсмічних хвиль у них такі самі, як і в граніті й базальті.

В океанічній корі осадовий шар дуже тонкий, а гранітного зовсім немає. Товщина океанічної кори від 3 до 7 км.

Мантия є перехідною зоною між земною корою та ядром Землі. Вона знаходиться на глибинах $80 \div 2900$ км і складається в основному із SiO₂ та MgO.

Ядро, або центральна частина Землі, знаходиться на глибинах $2900 \div 6400$ км. Ядро поділяють на зовнішнє (до глибини 4900 км) і внутрішнє (~5000 км). Припускають, що речовина зовнішнього ядра знаходиться у рідинному стані, внутрішнього – у твердому стані. В ядрі переважають залізо й нікель.

Дослідження показують, що поперечні хвилі крізь зовнішнє ядро Землі не проходять (§ 14.4).

За оцінками, наприклад, § 21.4

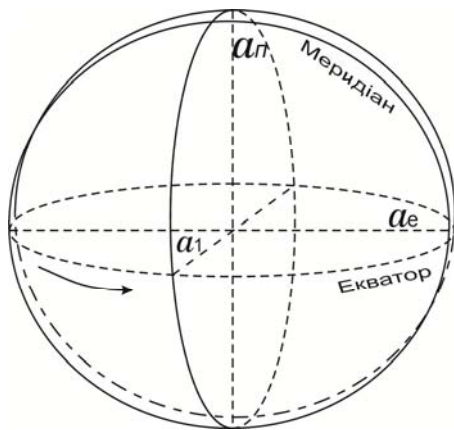


Рис. 3.4, б

вік Землі $4,5 \div 4,6$ млрд років. Припускають, що Земля утворилася із газопилової хмари галактичної речовини.

Розглядаючи добове обертання Землі, І. Ньютон зробив висновок, що фігура Землі при не дуже швидкому обертанні (1.27) повинна приймати форму еліпсоїда обертання.

Сьогодні доведено, що Земля не є ані кулею, ані двохосьовим еліпсоїдом обертання, а більше всього за формою наближається до трьохосьового еліпсоїда обертання (рис. 3.4,б). Цей еліпсоїд відрізняється від звичайного тим, що у нього не тільки меридіани, але й екватор є еліпсом. Виходячи з цього розраховані характеристики земного трьохосьового еліпсоїда. Його розміри такі (рис. 3.4,б): велика екваторіальна піввісь $a_e = 6,378245 \cdot 10^3 \text{ км}$; мала екваторіальна піввісь $a_l = 6,378032 \cdot 10^3 \text{ км}$; полярна піввісь

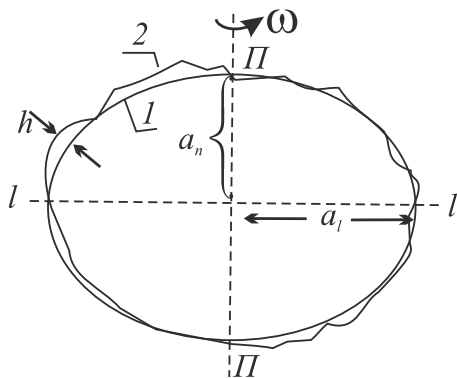


Рис. 3.4, в

$a_n = 6,356863 \cdot 10^3 \text{ км}$; $a_e - a_n = 21,382 \text{ км}$ і стиснення земного еліпсоїда $\varepsilon = (a_e - a_n) / a_e = (298,3)^{-1}$. Стиснення ε показує, на яку долю полярна піввісь a_n коротша великої екваторіальної півосі a_e .

Наступним наближенням до реальної форми Землі є геоїд (2), рис. 3.4,в, де h – перевищення геоїда над еліпсоїдом (1). Геоїд – фігура, якою характеризують фізичну форму Землі. Поверхня геоїда збігається з вільною, не збудженою поверхнею води в океані.

Геоїд – поверхня, яка скрізь перпендикулярна до напрямку сили тяжіння, тобто до лінії виска, вона складна й звичайно характеризується відхиленнями від земного еліпсоїда.

У геодезичній практиці геоїд використовується для відтворення справжньої поверхні Землі й приводить до одного рівня гравітаційні зйомки, що виконані на різних висотах.

Якщо вважати, що Земля є куля радіусом $R_z \approx 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}$, то об'єм земної кулі $V_z \approx 4\pi R_z^3 / 3 \approx 1,21 \cdot 10^{21} \text{ м}^3$, а площа її поверхні $S_z \approx 4\pi R_z^2 \approx 5,1 \cdot 10^{14} \text{ м}^2$.

Співвідношення (3.3) дозволяє визначити масу Землі. Розрахунок виконують для $g \approx 9,83 \text{ м/с}^2$. Отже, $M_z \approx 6 \cdot 10^{24} \text{ кг}$. Знаючи масу Землі та її об'єм, можна розрахувати середнє значення густини земної кулі: $\rho_{\text{сеп}} = M_z / V_z \approx 5,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

Ця величина густини вдвічі перевищує середню густину поверхневих шарів Землі, що дозволяє припускати наявність у середині Землі щільного ядра з густиною $\rho \approx 12 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

Температура з глибиною підвищується і досягає $\approx 5 \cdot 10^3 \text{ К}$. Зі збільшенням глибини зростає і тиск. У центрі Землі тиск можна розрахувати за формулою: $P = \rho gh$, якщо взяти прискорення сили тяжіння $g \approx 10 \text{ м/с}^2$, в центрі $g = 0$ (§ 3.2), і середнє значення прискорення $g/2 = g_{\text{сеп}}$. Отже, $P = \rho g_{\text{сеп}} R_z / 2 \approx 5,5 \cdot 10^3 \cdot 5 \cdot 6,4 \cdot 10^6 \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ Па}$.

Видно, що тиск у центрі Землі в мільйони разів більший, ніж атмосферний тиск (§ 5.3).

Можна оцінити теплову (внутрішню) енергію Землі: $W_T = C_z M_z T_z$, де $C_z \approx 600 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$ – середня питома теплоємність її речовини. Тоді для середньої температури, що дорівнює $\approx 4 \cdot 10^3 \text{ К}$, маємо $W_T = 6 \cdot 10^2 \cdot 6 \cdot 10^{24} \cdot 4 \cdot 10^3 \approx 10^{31} \text{ Дж}$.

Відомо, що теплова енергія Землі підтримується за рахунок тепла розпаду радіоактивних елементів (§ 22.3), тепла хімічних реакцій у гірських породах, сонячної енергії тощо.

У середині Землі діють активні фізичні та хімічні процеси: розпад радіоактивних елементів, розігрівання одних областей і охолодження інших, перетворення речовини під впливом температури і тиску, перетікання речовини та ін. Ці процеси проявляються на поверхні Землі у вигляді вулканічних явищ, землетрусів, утворення та зникнення островів, гарячих джерел, виникнення розломів тощо.

Якби кутова швидкість обертання Землі збільшилась, то в якийсь момент часу відцентрова сила інерції на екваторі ($F = m\omega^2 R_e$) перевищила б силу притягання (вона утримує масу Землі у формі геоїда), тоді Земля розлетілася б, утворюючи космічний пил і уламки планети. Така катастрофа настала би тоді, коли відцентрова сила інерції дорівнювала би силі притягання. За оцінками вказана умова можлива, якщо кутова швидкість обертання Землі збільшилась би приблизно у 17 разів. Отже, щоб розірватися, Земля

повинна обертатися у 17 разів швидше й здійснювати один оберт за $24/17 = 1,4$ год.

6. Сили тертя. Ці сили виникають між взаємно нерухомими тілами – тертя спокою (статичне) і при відносному переміщенні різних тіл, що дотикаються – тертя руху (кінематичне). Зауважимо, що таке тертя називають зовнішнім, або сухим.

Дослід показує, що сила тертя спокою може набувати значень від нуля до максимального значення F_0 , яка пропорційна силі тиску P_H і не залежить від площі дотикання тіл, тобто:

$$F_0 = \mu_0 P_H. \quad (3.9)$$

Тут P_H – сила нормального тиску, що притискує тіло 1 до тіла 2 (рис. 3.5), вона напрямлена по нормалі до поверхні тіла 2; μ_0 – коефіцієнт тертя. Він залежить від роду і стану поверхонь тіл, що труться.

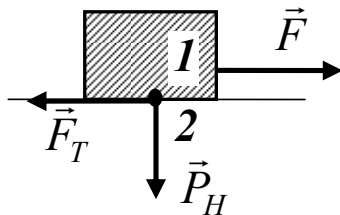


Рис. 3.5

Сили тертя направлені по дотичній до поверхонь, що дотикаються, і перешкоджають їх відносному переміщенню (рис. 3.5).

Залежно від характеру відносного переміщення тіл, між якими виникає тертя, його поділяють на ковзання і кочення. Коли сила F , прикладена до тіла 1, переважає граничну силу тертя спокою F_0 , тоді тіло починає рухатися, при цьому статичне тертя перетворюється в тертя ковзання.

Отже, справджується співвідношення $F_T = \mu P_H$, де μ -- коефіцієнт тертя ковзання.

Тертя кочення виникає, коли одне тіло кулястої або циліндричної форми котиться по поверхні іншого тіла. Для сил тертя кочення виконується формула Кулона

$$F_K = \mu_K P_H / r, \quad (3.10)$$

де μ_K – коефіцієнт тертя кочення, вимірюється в одиницях довжини; r – радіус тіла, що котиться. З формули (3.10) видно, що сила тертя кочення обернено пропорційна радіусу тіла.

Сила тертя ковзання завжди більша за силу тертя кочення (тіло кулястої форми при переміщенні треба котити, а не тягти).

Мастила зменшують тертя у декілька разів тому, що вони заповнюють шорсткості тертьових поверхонь і утворюють між

ними шар рідини. Кулькові або роликові підшипники також суттєво зменшують тертя, оскільки в них діють лише сили тертя кочення.

Тертя, що виникає між різними шарами рідини або газу, швидкості яких змінюються від шару до шару, називають внутрішнім, або в'язким тертям (§ 4.3).

Під час руху тіл у рідинах або газах виникають так звані сили опору середовищ. Ці сили залежать від швидкості руху тіла.

При малих швидкостях руху тіла сила опору пропорційна до швидкості:

$$\vec{F} = -\mu\vec{v}, \quad (3.11)$$

де μ – коефіцієнт, що залежить від форми і розмірів тіла, яке рухається, також від в'язких властивостей і густини середовища.

При великих швидкостях руху тіла у рідині або газі лінійна залежність порушується і переходить у квадратичну залежність сили від швидкості $\vec{v}$, тобто:

$$\vec{F} = -\mu v^2 \vec{l}, \quad (3.12)$$

де $\vec{l}$ – одиничний вектор (орт), направлений уздовж вектора швидкості. Знак «мінус» вказує на те, що сила опору направлена протилежно до швидкості.

§ 3.4. Енергія. Робота. Консервативні і неконсервативні сили. Потенціальні і непотенціальні поля. Робота сили тяжіння. Потужність. Кінетична і потенціальна енергії. Кінетична енергія Землі. Аналогія між поступальним і обертальним рухами

1. Форми руху матерії дуже різноманітні – механічне переміщення тіл, тепловий рух частинок речовини, ядерні і хімічні реакції і т. д. Рух у будь-якій його формі – невід'ємна властивість матерії.

Універсальною кількісною мірою різних форм руху матерії та взаємодії є енергія. Відповідно до різних форм руху матерії говорять про різні види енергії: механічну, теплову, електромагнітну, ядерну та ін.

Енергією системи (тіла) називають фізичну величину, яка характеризує стан цієї системи (тіла) і зміна якої може бути виміряна величиною виконаної роботи, тобто

$$\Delta W = \Delta A. \quad (3.13)$$

Отже, поняття енергії і роботи нерозривно пов'язані між собою, тому що енергія тіла характеризує його здатність виконати роботу. У класичній механіці вважається, що енергія системи змінюється безперервно і може набувати довільних значень.

Поняття роботи в механіці пов'язане з поняттями переміщення і сили. Якщо тіло під дією сталої сили $\vec{F}$ переміщується на $\Delta \vec{r}$, то елементарна механічна робота сили визначається скалярним добутком вектора сили $\vec{F}$ на вектор переміщення $\Delta \vec{r}$ (рис. 3.6):

$$\Delta A = \vec{F} \Delta \vec{r} = F \Delta r \cos \varphi = F_r \Delta r, \quad (3.14)$$

де φ – кут між векторами $\vec{F}$ і $\Delta \vec{r}$, F_r – проекція сили на напрям переміщення.

З формули (3.14) випливає, що при $\varphi = 90$ робота сили дорівнює нулю ($\cos \varphi = 0$). Таким чином, перпендикулярна до напрямку переміщення сила роботи не виконує (наприклад, сила тяжіння під час руху тіла по горизонтальній площині, сила Коріоліса, сила Лоренца). Очевидно, якщо $\Delta r = 0$, то робота сили, прикладеної до тіла, дорівнює нулю.

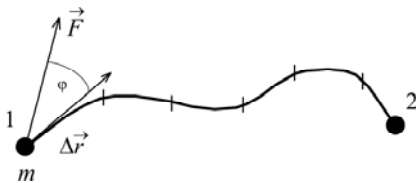


Рис. 3.6

Наприклад, коли людина, стоячи нерухомо, тримає в руках вантаж, вона виконує біохімічну роботу, але механічна робота в цьому випадку дорівнює нулю. Отже, поняття роботи в механіці істотно відрізняється від звичайного уявлення про роботу.

У загальному випадку сила може змінюватися як за напрямом, так і за модулем (рис. 3.6). Якщо сила $\vec{F}$ не постійна, то її роботу обчислюють таким чином. Поділяють траєкторію тіла на настільки малі ділянки dr_i , що за час проходження тілом цієї ділянки силу $\vec{F}_i$ можна було вважати сталою.

Робота сили на окремій ділянці $dA \approx F_{ir} dr_i$, а на всій траєкторії дорівнює сумі робіт, тобто

$$A_{12} = \sum_{i=1}^N dA_i \approx \sum_{i=1}^N F_{ir} dr_i.$$

Тут N – кількість ділянок. При $N \rightarrow \infty$, а $dr_i \rightarrow 0$, замість наближеної рівності одержимо

$$A_{12} = \int_1^2 \vec{F}_r dr = \int_1^2 \vec{F} d\vec{r} = \int_1^2 F_x dx + F_y dy + F_z dz. \quad (3.15)$$

Тут F_x, F_y, F_z – проекції вектора сили на відповідні осі, а dx, dy, dz – нескінченно малі переміщення уздовж цих осей.

Одиниця роботи та енергії в СІ – джоуль (Дж), що дорівнює роботі, яку здійснює сила в 1 Н на шляху 1 м, тобто: $1 \text{ Дж} = 1 \text{ Н} \cdot 1 \text{ м}$.

Оскільки при обертальному русі роль сили виконує момент сили, а роль лінійного переміщення – кутове переміщення (§ 2.4), то робота обертального руху

$$\Delta A = M \Delta \varphi, \text{ або } A = \int_1^2 M d\varphi. \quad (3.16)$$

2. Усі сили, що розглядаються у механіці, поділяються на консервативні (потенціальні) і неконсервативні (непотенціальні). Сили, робота яких не залежить від форми траєкторії, а визначається тільки початковим і кінцевим положеннями тіла у просторі, називають консервативними. Такими силами, наприклад, є сили тяжіння, пружності. Область простору, в якому діють сили, називається полем сил. Силкові поля, у яких діють консервативні сили, називають потенціальними полями.

Сили, робота яких залежить від форми траєкторії переміщення тіла, називають неконсервативними, а відповідні поля – непотенціальними. Прикладом неконсервативних сил може бути сила тертя.

Покажемо, що сили тяжіння є консервативними силами. Для цього підрахуємо роботу сили тяжіння mg при переміщенні тіла по довільному шляху з точки 1 у точку 2 (рис. 3.7). Тоді робота (3.15)

$$A_{12} = \int_1^2 F_z dZ = mg (Z_1 - Z_2). \quad (3.17)$$

Тут проекція сили тяжіння на вісь Z : $F_z = -mg$ (рис. 3.7).

Видно, що робота сили тяжіння не залежить від форми траєкторії, якою переміщується тіло, а визначається лише

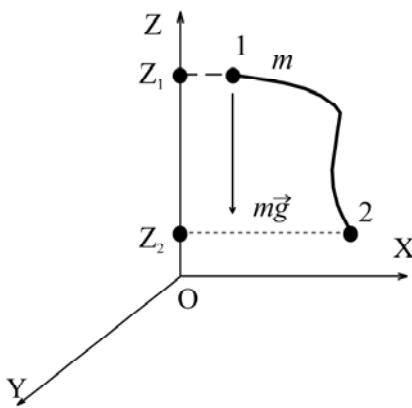


Рис. 3.7

початковим Z_1 і кінцевим положенням Z_2 тіла. Отже, сили тяжіння є консервативними силами, а поля сил тяжіння – потенціальними.

Коли тіло рухається в полі сил тяжіння будь-яким замкненим шляхом (початкове і кінцеве положення тіла збігаються), то, згідно з (3.17), робота, яка виконана силою тяжіння, $A = 0$.

Це характерна риса всіх консервативних сил і може бути використана як їхнє визначення: сили, робота яких за будь-якою замкненою траєкторією дорівнює нулю, консервативні

$$A = \oint F_z dZ = 0. \quad (3.18)$$

3. При конструюванні й експлуатації машин і різних пристроїв необхідно враховувати не тільки роботу, виконану ними, але і швидкість виконання роботи. Величина, що характеризує швидкість виконання роботи, називається потужністю. Потужність чисельно дорівнює відношенню роботи ΔA до проміжку часу Δt , протягом якого вона виконана:

$$N = \Delta A / \Delta t. \quad (3.19)$$

Оскільки робота $\Delta A = \vec{F} \Delta \vec{r}$ (3.14), то

$$N = \Delta A / \Delta t = \vec{F} \Delta \vec{r} / \Delta t = \vec{F} \vec{v}, \quad (3.20)$$

тобто потужність дорівнює скалярному добутку вектора сили $\vec{F}$ на вектор швидкості $\vec{v}$ тіла, напрямки яких однакові. Видно, що за постійної потужності швидкість руху тіла обернено пропорційна силі і навпаки. Одиниця потужності – ват ($Bт$): $1 Bт = 1 Дж/1с$. Таким чином, ват дорівнює потужності, при якій робота 1 Дж здійснюється за 1 с. На практиці користуються одиницями потужності: кіловат ($10^3 Bт$); мегават ($10^6 Bт$) та ін. Часто кількість енергії, що витрачається в якому-небудь процесі, виражають у виді добутку потужності на час, наприклад, $1 кВт$ за годину ($1кВт\cdot година$).

Визначимо потужність при обертальному русі, використовуючи формули (3.16) і (1.22). Тоді

$$N = dA / dt = \vec{M} d\vec{\varphi} / dt = \vec{M} \vec{\omega}.$$

4. Повна енергія механічної системи пов'язана з рухом і взаємним розташуванням тіл, її утворюючих:

$$W = f\left(\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots\right),$$

тобто є функцією $\vec{v}_i$ швидкостей тіл даної системи і їхніх $\vec{r}_i$ координат.

У зв'язку з цим у механіці розрізняють два види енергії: кінетичну – енергія руху тіла; потенціальну – енергія взаємодії між тілами, яка залежить від взаємного розташування тіл системи, тобто від відстаней.

Визначимо кінетичну енергію матеріальної точки m , яка рухається під дією сили $\vec{F}$. Диференціальне рівняння руху (2.4) запишемо у вигляді

$$m d\vec{v} / dt = \vec{F}. \quad (3.21)$$

Рівність (3.21) не порушиться, якщо помножити скалярно на швидкість $\vec{v}$. Тоді за допомогою (1.6) і (3.14) отримаємо

$$\frac{m d\vec{v}}{dt} \vec{v} = \vec{F} \vec{v} = \vec{F} \frac{d\vec{r}}{dt} = dA \quad \text{або} \quad d\left(\frac{mv^2}{2}\right) = dA. \quad (3.22)$$

Величина, що стоїть під знаком диференціала d , є енергія, оскільки тіло виконує роботу dA тільки за рахунок зміни енергії (3.13).

Позначимо:

$$mv^2 / 2 = W_{\kappa} \quad (3.23)$$

і назвемо кінетичною енергією поступального руху матеріальної точки. Отже, кінетична енергія при поступальному русі дорівнює половині добутку маси точки на квадрат її швидкості.

З формули (3.22) випливає, що кінетична енергія визначається з точністю до довільної сталої $W_{\kappa} = mv^2 / 2 + C$.

Будемо вважати, що при $v = 0$, $W_{\kappa} = 0$, і тоді $C = 0$, тобто тіло у стані спокою не може виконати роботу.

Кінетична енергія системи матеріальних точок складається із кінетичних енергій окремих матеріальних точок, тобто:

$$W_{\kappa} = \sum_{i=1}^N W_{\kappa} = \sum_{i=1}^N m_i v_i^2 / 2.$$

Тут m_i – маса матеріальної точки, v_i – її швидкість.

Видно, що кінетична енергія тіла, маса якого постійна, визначається тільки швидкістю його руху і є індивідуальною властивістю даного тіла. Вона завжди величина додатна.

Рівняння (3.22) можна записати і у такому вигляді:

$$mv_2^2 / 2 - mv_1^2 / 2 = A_{12}.$$

Звідси випливає, що зміна кінетичної енергії при русі тіла з одного положення в інше вимірюється роботою. Якщо кінетична енергія тіла зменшується, то за рахунок цієї енергії тіло виконує роботу над зовнішніми тілами й у цьому випадку $A_{12} < 0$. Коли кінетична енергія тіла зростає, то зовнішні тіла виконують над тілом роботу, тобто $A_{12} > 0$.

Кінетичну енергію матеріальної точки можна визначати також через імпульс (2.5), якщо вираз (3.23) помножити й поділити на m ($m \neq 0$):

$$W_k = mv^2 / 2 = p^2 / 2m. \quad (3.24)$$

Отже, кінетична енергія матеріальної точки дорівнює квадрату імпульсу точки, розділеній на її подвоєну масу.

5. Визначимо кінетичну енергію твердого тіла, що обертається навколо нерухомої осі. Для цього розглянемо тіло як систему матеріальних точок, маси яких дорівнюють $m_1, m_2, \dots, m_N$, а відповідні відстані від осі обертання $r_1, r_2, \dots, r_N$. Окрема точка рухається з лінійною швидкістю $v_i = \omega r_i$, де ω – кутова швидкість обертання твердого тіла (однакова для всіх точок тіла). Тому кінетична енергія обертального руху окремої точки буде дорівнювати

$$W_{ki} = m_i v_i^2 / 2, \text{ або } m_i r_i^2 \omega^2 / 2.$$

Кінетична енергія обертального руху твердого тіла дорівнює сумі кінетичних енергій окремих точок:

$$W_{\text{коб}} = \frac{m_1 r_1^2 \omega^2}{2} + \frac{m_2 r_2^2 \omega^2}{2} + \dots + \frac{m_N r_N^2 \omega^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^N m_i r_i^2,$$

де $\sum_{i=1}^N m_i r_i^2 = J$ – момент інерції твердого тіла відносно даної осі обертання (§ 2.4). З урахуванням цього виразу остаточно отримаємо

$$W_{\text{коб}} = J \omega^2 / 2. \quad (3.25)$$

Кінетична енергія обертального руху твердого тіла визначається моментом інерції тіла J щодо осі обертання і його кутовою швидкістю ω .

Якщо тіло масою m обертається відносно осі, що проходить через центр мас, з кутовою швидкістю ω , а центр мас переміщується поступально з лінійною швидкістю v , то повна кінетична енергія тіла дорівнює

$$W = mv^2 / 2 + J \omega^2 / 2, \quad (3.26)$$

де J – момент інерції тіла відносно даної осі обертання.

Так, Земля володіє двома видами кінетичної енергії: енергією W_k , зумовленою її рухом навколо Сонця зі швидкістю $v \approx 30 \text{ км/с}$ (Земля обертається навколо Сонця по еліптичній орбіті), і енергією обертального руху навколо своєї осі $W_{об}$. За допомогою формули (3.26) дані енергії відповідно дорівнюють: $W_k \approx 3 \cdot 10^{33} \text{ Дж}$; $W_{об} \approx 2 \cdot 10^{29} \text{ Дж}$. Тут врахували, що момент інерції Землі дорівнює $\approx 9 \cdot 10^{37} \text{ кг} \cdot \text{м}^2$ (2.21а).

6. Потенціальна енергія не пов'язана з механічним рухом тіла, вона визначається взаємодією тіла з іншими тілами – це енергія взаємодії принаймні двох тіл.

Величину, вимірювану роботою, що виконує консервативна сила, переводячи систему взаємодіючих тіл зі стану з одним їх взаємним розташуванням у стан з іншим розташуванням, називають потенціальною енергією (W_n). Для замкненої системи тіл потенціальна енергія є функцією положення (координат) цих тіл. Потенціальну енергію мають пружно деформовані тіла, стиснуті гази, тіла, підняті над поверхнею Землі тощо.

Значення потенціальної енергії залежить від вибору початку відліку. Наприклад, у випадку системи Земля – матеріальна точка за початок відліку була прийнята земна поверхня, на якій потенціальна енергія приймається рівною нулю. Якщо є яма, то потенціальна енергія тіла на дні від'ємна. Відзначимо, що, говорячи про потенціальну енергію тіла, піднятого над Землею, завжди мають на увазі взаємну потенціальну енергію системи тіло – Земля.

Розглянемо замкнену систему з двох взаємодіючих матеріальних точок O і N . Сумістимо з точкою O початок прямокутної системи координат (рис. 3.8). Тоді положення точки N в цій системі відліку визначається координатами X, Y, Z , а її потенціальна енергія відносно точки O буде функцією цих координат:

$$W_n = W_n(X, Y, Z).$$

Для руху точки N з довільного положення 1 (X_1, Y_1, Z_1) у положення 2 (X_2, Y_2, Z_2) діюча на неї сила $m\vec{g}$ з боку матеріальної точки O повинна виконати роботу.

Ця робота не залежить від форми траєкторії точки N , а визначається тільки її початковим і кінцевим положеннями (3.17),

тобто зміною її взаємної потенціальної енергії при переході із одного положення в інше:

$$A_{12} = W_{n2} - W_{n1} = -\Delta W_n. \quad (3.27)$$

Отже, зміна потенціальної енергії із знаком «мінус» дорівнює роботі, яку виконує консервативна сила $m\vec{g}$, переміщуючи тіло з положення 1 в положення 2.

При нескінченно малому переміщенні точки N на довжину відрізка dr (рис. 3.8) робота $dA = F_r dr$, де F_r – проекція сили на напрям руху точки N . З формули (3.27) випливає, що ця робота дорівнює $-dW_n$. Тому $F_r dr = -dW_n$. Звідси

$$F_r = -dW_n / dr, \quad (3.28)$$

тобто проекція сили на деякий напрям r дорівнює узятій зі знаком «мінус» похідній від потенціальної енергії за напрямом r .

Силу $\vec{F}$ можна визначити через її проекції F_x , F_y , F_z на координатні осі:

$$\vec{F} = F_x \vec{i} + F_y \vec{j} + F_z \vec{k},$$

де $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – одиничні вектори (орти), спрямовані відповідно по осях x, y, z (рис. 1.1).

Для цих проекцій сили одержуємо такі співвідношення між силою і потенціальною енергією (3.28):

$$F_x = -\frac{\partial W_n}{\partial X}; \quad F_y = -\frac{\partial W_n}{\partial Y}; \quad F_z = -\frac{\partial W_n}{\partial Z},$$

тоді вектор сили

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial W_n}{\partial X} \vec{i} + \frac{\partial W_n}{\partial Y} \vec{j} + \frac{\partial W_n}{\partial Z} \vec{k} \right). \quad (3.29)$$

Тут беремо частинну похідну, тому що потенціальна енергія змінюється не лише при переміщенні вздовж осі X , а й при переміщенні вздовж осей Y і Z . Знак «мінус» вказує на те, що сила в довільній точці поля має такий напрям, в якому потенціальна енергія зменшується.

Відзначимо ще раз, що повна механічна енергія системи тіл W дорівнює сумі їх потенціальної і кінетичної енергій і залежить як від взаємного розташування тіл, так і від їхніх швидкостей:

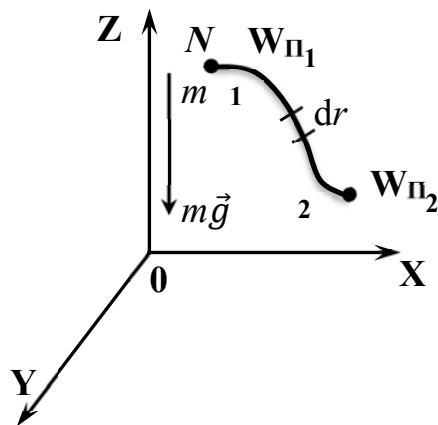


Рис. 3.8

$$W = W_n + W_k .$$

Таким чином, щоб визначити механічну енергію системи, потрібно знати значення координат і швидкостей тіл даної системи.

Механічна енергія – лише один з видів енергії. Повна енергія тіла може бути визначена за формулою, запропонованою Ейнштейном:

$$W = mC^2 , \quad (3.30)$$

де C – швидкість світла. Це співвідношення є універсальним. З його допомогою можна визначити енергію, пов'язану з будь-яким видом матерії – речовиною, полем. З масою спокою m_0 пов'язана найменша енергія – енергія спокою:

$$W_0 = m_0 C^2 .$$

Отже, крім потенціальної, кінетичної, теплової й інших відомих видів енергій є також енергія, яка визначається масою тіла. Різниця $mC^2 - m_0C^2$ характеризує кінетичну енергію тіла.

Зміна повної енергії тіла супроводжується пропорційною зміною його маси:

$$\Delta W = \Delta m C^2 .$$

Швидкості руху макроскопічних тіл звичайно малі в порівнянні зі швидкістю світла ($v \ll C$). Тому $mv^2 / 2 \ll mC^2$, і помітити зміну маси тіл при зміні їхньої швидкості практично неможливо.

7. Формули (3.29) дозволяють розраховувати потенціальну енергію, якщо відомі сили, діючі на матеріальну точку, і навпаки, знайти сили за відомою потенціальною енергією.

У нашому випадку на точку m діє сила тяжіння $\vec{F} = m \vec{g}$. Її проекція на вісь Z (рис. 3.8) дорівнює: $F_z = -mg$; а $F_x = F_y = 0$.

Тоді потенціальна енергія точки m (3.29)

$$W_n = - \int (-mg) dZ = mgZ + C ,$$

де C – довільна стала інтегрування (інтеграл невизначений).

Сталу C визначимо з умови, що потенціальна енергія тіла на поверхні Землі дорівнює нулю, тобто: $W_n = 0$ при $z = 0$, тоді

$$W_n = mgz = mgh . \quad (3.31)$$

Отже, потенціальна енергія матеріальної точки в полі сил тяжіння залежить від висоти h , на якій вона знаходиться над земною поверхнею. Зауважимо, що на відміну від кінетичної

енергії (3.23) потенціальна енергія може бути як додатною, так і від'ємною (3.31) – тіло в ямі.

8. Між характеристиками поступального й обертального рухів існує формальна аналогія. Зіставимо формули механіки поступального й обертального рухів.

Поступальний рух	Обертальний рух
лінійне переміщення – $\Delta \vec{r}$	кутове переміщення – $\Delta \vec{\varphi}$
швидкість – $\vec{v} = d\vec{r} / dt$	кутова швидкість – $\vec{\omega} = d\vec{\varphi} / dt$
прискорення – $\vec{a} = d\vec{v} / dt$	кутове прискорення – $\vec{\beta} = d\vec{\omega} / dt$
маса – m	момент інерції – $J = mr^2$
імпульс – $\vec{P} = m\vec{v}$	момент імпульсу – $\vec{L} = J\vec{\omega}$
сила – $\vec{F}$	момент сили – $\vec{M} = [\vec{r} \vec{F}]$
рівняння руху – $m\vec{a} = \vec{F}$	основне рівняння динаміки обертального руху – $J\vec{\beta} = \vec{M}$
робота – $\Delta A = \vec{F} \Delta \vec{r}$	робота – $\Delta A = \vec{M} \Delta \vec{\varphi}$
потужність – $N = \Delta A / \Delta t = \vec{F} \vec{v}$	потужність – $N = \vec{M} \Delta \vec{\varphi} / \Delta t = \vec{M} \vec{\omega}$
кінетична енергія – $W = mv^2 / 2$	кінетична енергія – $W = J\omega^2 / 2$

§ 3.5. Закони збереження в механіці. Реактивний рух. Зіткнення. Умови рівноваги в механіці. Космічні швидкості. Геостационарні супутники – моніторинг атмосфери і розвідка надр

1. Своїм походженням закони збереження (енергії, імпульсу і моменту імпульсу) зобов'язані властивостям симетрії природи. Ці властивості виражаються в незмінності виду фізичних законів, тобто в їхній інваріантності, при певних перетвореннях. Останні називаються перетвореннями фундаментальної симетрії.

Зупинимося коротко на їхньому фізичному змісті. Симетрія стосовно зсуву початку координат, або властивість однорідності простору, означає, що всі точки фізичного простору еквівалентні. Ця еквівалентність виражається в тому, що явище, яке відбулося в одній області простору, повториться без змін, якщо буде викликане в іншому місці. При цьому необхідно перенести в нове місце всю сукупність факторів, що обумовлюють дане явище. Саме завдяки однорідності простору можна порівнювати результати однакових

експериментів, поставлених у різних лабораторіях. Однорідність простору приводить до закону збереження імпульсу.

Симетрія стосовно зрушення початку відліку часу, або властивість однорідності часу, виявляється у фізичній еквівалентності різних його моментів. Різні моменти часу еквівалентні в тому, що будь-який фізичний процес протікає однаковим чином незалежно від того, коли він почався. При цьому умови для процесу у майбутньому повинні бути такі ж, як і в минулому. Наприклад, з погляду властивостей лазерного випромінювання байдуже, у який день і годину запустити лазер. Характеристики будуть однаковими, якщо тільки лазер буде працювати в тому самому режимі. Однорідність часу приводить до закону збереження енергії.

Симетрія стосовно повороту координатних осей, або властивість ізотропності простору, є фізична еквівалентність різних напрямів простору. Вона виражається в тому, що в поверненому агрегаті, установці і т. д. усі процеси протікають точно так само, як і до повороту. При цьому повороті повинно бути здійснено все, що визначає характер процесу.

Ізотропність простору, тобто симетрія стосовно поворотів, приводить до закону збереження моменту імпульсу.

Розглянемо закон збереження імпульсу. Імпульсом тіла $\vec{P}$ є добуток маси тіла m на швидкість його руху $\vec{v}$ (2.5): $\vec{P} = m \vec{v}$.

Взаємодія тіл приводить до зміни імпульсу кожного з них. Але у певних умовах загальний імпульс системи тіл може зберігатися.

Сили, що діють у системі тіл, поділяють на внутрішні – це

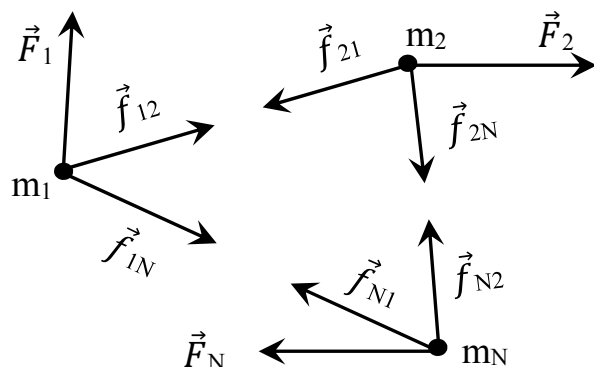


Рис. 3.9

сили взаємодії тіл системи між собою і зовнішні – це сили, що діють на тіла системи з боку тіл, що не входять до неї (рис. 3.9).

Замкненою (ізолюваною) називається система тіл, на яку не діють зовнішні сили ($\vec{F} = 0$). Для кожного з N тіл деякої системи зміну його імпульсу за час dt можна знайти за

другим законом Ньютона (2.7):

$$d\vec{P}_1 = (\vec{f}_{12} + \vec{f}_{1N} + \vec{F}_1) dt; \quad d\vec{P}_2 = (\vec{f}_{21} + \vec{f}_{2N} + \vec{F}_2) dt; \quad d\vec{P}_N = (\vec{f}_{N1} + \vec{f}_{N2} + \vec{F}_N) dt,$$

де $\vec{f}_{12}, \vec{f}_{21}, \dots, \vec{f}_{iN}$ – внутрішні, а $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_N$ – зовнішні сили для кожного з N тіл.

Додамо ліві і праві частини всіх N рівнянь. Оскільки $\sum_{i=1}^N \vec{f}_{iN} = 0$ (за третім законом Ньютона), то

$$d\vec{p}_1 + d\vec{p}_2 + \dots + d\vec{p}_N = d(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots + \vec{p}_N) = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i dt.$$

Для замкненої системи $\sum_{i=1}^N \vec{F}_i = 0$. Тому

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots + \vec{p}_N = \vec{p} = \sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i = \text{const}. \quad (3.32)$$

Це і є закон збереження імпульсу – повний імпульс замкненої системи тіл залишається постійним за модулем і напрямом, хоча імпульс кожного з тіл системи може змінюватися. Внутрішні сили можуть змінити імпульс частини тіл системи, тоді інша її частина тіл одержить імпульс такої ж величини, але протилежного напрямку.

Строго замкнених систем у природі не існує, але деякі системи можна вважати практично замкненими, якщо зовнішні сили малі у порівнянні з внутрішніми. Імпульс може зберігатися і для незамкнених систем, якщо векторна сума зовнішніх сил дорівнює нулю. У незамкненій системі може зберігатися не сам імпульс, а його проекція, скажімо, на напрям X , тобто P_x . Це буває тоді, коли проекція результуючої зовнішньої сили на напрям X дорівнює нулю.

Прикладом практичного застосування закону збереження імпульсу є рух ракети. Він полягає в тому, що виникає реактивна сила внаслідок зміни маси ракети при згорянні палива.

Дійсно, під час запуску ракети відбувається викидання частинок згорання палива з деякою швидкістю v відносно ракети. Цей газ виносить імпульс $P = mv = \rho \Delta V v = \rho s v v = \rho s v^2$, де ρ – густина газу, ΔV – об'єм газу, що тече крізь переріз S за одиницю часу.

При цьому ракета згідно із законом збереження імпульсу (3.32) матиме такий самий за модулем імпульс P , але напрямлений у протилежний бік.

Отже, з другого закону Ньютона (2.6) випливає, якщо $dt \equiv 1$, тоді зміна імпульсу за одиницю часу чисельно дорівнює силі, яка діє на ракету з боку газів $F_p = \rho s v^2$, і напрямлена у протилежний бік течії газів. Ця сила називається реактивною силою або силою тяги. Силу тяги ракети також визначають за формулою $\vec{F}_p = \vec{v} dm / dt$, де dm / dt – швидкість зміни маси ракети.

Після згоряння всього запасу палива ракета досягає максимальної швидкості

$$v_{max} = v \ln(m_0 / m_k), \quad (3.33)$$

де v – швидкість викидання газів; m_0 – маса ракети з паливом у момент старту; m_k – маса ракети без палива. Цей вираз називається формулою Ціолковського. З формули (3.33) видно, що збільшити v_{max} можна, якщо: збільшити швидкість викидання газів; збільшити відношення мас m_0 / m_k .

2. Закон збереження енергії. Якщо в замкненій системі діють тільки консервативні сили, то робота dA цих сил при зміні розташування тіл системи супроводжується зміною кінетичної енергії (3.22) і одночасно рівною їй за модулем, але протилежною за знаком зміною потенціальної енергії (3.27) системи: $dA = dW_k = -dW_n$. Звідси

$$dW_k + dW_n = d(W_k + W_n) = 0, \text{ або } W = W_k + W_n = const, \quad (3.34)$$

тобто повна механічна енергія замкненої системи тіл, у якій діють тільки консервативні сили, не змінюється з часом. У цьому полягає закон збереження механічної енергії. Значення величин кінетичної (W_k) і потенціальної енергії (W_n) окремо можуть змінюватися, але їхня сума залишається постійною. У таких замкнених (консервативних) системах відбувається лише перетворення потенціальної енергії в кінетичну і навпаки й відсутнє перетворення механічної енергії в інші види енергії, наприклад, у внутрішню.

У реальних умовах у будь-якій системі поряд з консервативними діють також неконсервативні сили (наприклад, сили тертя) і повна механічна енергія системи зменшується, поступово переходячи в інші (не механічні) види енергії. У таких системах зміна механічної енергії дорівнює роботі неконсервативних сил при переході системи зі стану 1 у стан 2.

Дійсно, з виразу (3.22) випливає, що

$$dW_{\kappa} = dA = \vec{F} d\vec{r} = \vec{F}_1 d\vec{r} + \vec{F}_2 d\vec{r} = -dW_n + \vec{F}_2 d\vec{r},$$

де $\vec{F}_1$ – консервативні, $\vec{F}_2$ – неконсервативні сили. Робота консервативних сил дорівнює зміні потенціальної енергії (3.27).

Тому $dW_{\kappa} + dW_n = \vec{F}_2 d\vec{r}$. Зміна повної механічної енергії на нескінченно малому переміщенні дорівнює роботі неконсервативних сил на цьому переміщенні. На кінцевому переміщенні (від 1 до 2) зміна енергії дорівнює:

$$(W_{\kappa 2} + W_{n 2}) - (W_{\kappa 1} + W_{n 1}) = \int_1^2 \vec{F}_2 d\vec{r}. \quad (3.35)$$

Тут $W_{\kappa 1}$ і $W_{\kappa 2}$, $W_{n 1}$ і $W_{n 2}$ – відповідно кінетична і потенціальна енергія системи у станах 1 і 2. Так, (3.35) можна записати закон збереження повної механічної енергії у випадку дії неконсервативних сил $\vec{F}_2$. Процес зменшення енергії системи пов'язаний з перетворенням механічної енергії в інші види. Зменшення механічної енергії системи в процесі руху називається дисипацією (розсіянням) енергії.

Таким чином, енергія ніколи не зникає і не з'являється знову, вона лише перетворюється з одного виду в інший. У цьому і полягає фізична сутність закону збереження і перетворення енергії – сутність незнищуваності матерії та її руху. Нemoжливі процеси, під час яких порушується цей закон, неможливе створення вічного двигуна, який постійно виконував би роботу без споживання енергії ззовні.

3. Закон збереження моменту імпульсу. Якщо момент зовнішніх сил, що діє на тіло або систему тіл, дорівнює нулю ($\vec{M} = 0$), то з формули (2.20) випливає, що

$$d\vec{L}/dt = 0, \text{ або } \vec{L} = J\vec{\omega} = \text{const}. \quad (3.36)$$

Отже, коли момент зовнішніх сил дорівнює нулю (замкнена система), то момент імпульсу системи не змінюється з часом. Це і є закон збереження моменту імпульсу. При цьому моменти імпульсу окремих тіл системи можуть змінюватися з часом. Однак ці зміни завжди відбуваються так, що збільшення моменту імпульсу однієї частини тіл системи дорівнює втраті моменту імпульсу другої частини тіл системи.

Якщо момент інерції J тіла, що обертається, змінюється, то

повинна змінюватися і кутова швидкість (2.17). Наприклад, фігурист на льоду може змінювати швидкість свого обертання, змінюючи положення рук і ніг, тому що сила тяжіння обертального моменту (2.14) не створює, вона прикладена до центра мас, через який проходить вільна вісь обертання.

Закони збереження імпульсу, моменту імпульсу й енергії відіграють величезну роль у природі і науці. Їх можна застосовувати і до звичайних тіл, і до мікрочастинок, і до тіл космічних розмірів. У природі не спостерігаються явища, у яких би не виконувалися такі закони збереження. Якщо спостерігається їх «порушення», виходить, щось не врахували, є ще якісь явища або не враховані тіла, і їх варто шукати.

4. На основі законів збереження енергії й імпульсу можна пояснити поведінку тіл або частинок при зіткненнях. Тіла, які зазнають зіткнення, можна вважати замкненою системою, тому що виникаючі при короткочасному зіткненні внутрішні сили системи у багато разів перевищують зовнішні. Розрізняють пружні і непружні зіткнення. Тіла при зіткненні деформуються, виникають пружні сили.

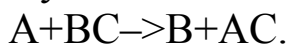
При абсолютно непружному зіткненні деформації повністю зберігаються, а тіла рухаються далі як одне ціле (стрибок людини в човен, влучення нейтрона в атомне ядро і т. д.). Сумарний імпульс тіл системи зберігається у вигляді:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \vec{u}, \quad (3.37)$$

де $m_1 \vec{v}_1$ і $m_2 \vec{v}_2$ – імпульси тіл до зіткнення, $(m_1 + m_2) \vec{u}$ – загальний імпульс системи після зіткнення. Якщо $m_1 \vec{v}_1 = -m_2 \vec{v}_2$ (зустрічний рух тіл з рівними імпульсами), то після зіткнення тіла зупиняються ($\vec{u} = 0$). З цього прикладу зрозуміло, що при непружному зіткненні кінетична енергія зменшується (потенціальна енергія не зміниться, якщо тіла цілком непружні) і перетворюється в інші види енергії, наприклад, у внутрішню. Кількість механічної енергії, що перейшла в інші види, можна визначити з різниці енергій до зіткнення і після зіткнення:

$$\Delta W = \left(\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} \right) - \frac{(m_1 + m_2) u^2}{2}. \quad (3.38)$$

Прикладом непружного зіткнення є хімічна реакція, що відбувається при зустрічі частинок, які рухаються. Так, при зіткненні атома А з молекулою ВС, яка складається з атомів В та С, атоми реагуючих речовин можуть обмінятися місцями:



З атомів А і С утвориться нова молекула АС, і атом В стає вільним. Різниця кінетичних енергій частинок до і після зіткнення визначає сумарну зміну енергії хімічних зв'язків у молекулах, що брали участь у реакції.

При абсолютно пружному зіткненні (зіткнення сталевих куль) тіла після зіткнення цілком відновлюють форму і внутрішню енергію. Це означає, що сумарна кінетична енергія тіл або частинок при абсолютно пружному зіткненні не змінюється, а лише перерозподіляється між ними, і виконується закон збереження механічної енергії у вигляді:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2}, \quad (3.39)$$

де u_1 і u_2 – швидкості тіл після зіткнення.

При такому зіткненні виконується і закон збереження імпульсу

$$\vec{m}_1 \vec{v}_1 + \vec{m}_2 \vec{v}_2 = \vec{m}_1 \vec{u}_1 + \vec{m}_2 \vec{u}_2. \quad (3.40)$$

За цими законами можна визначити швидкості і кінетичні енергії тіл після зіткнення.

5. Потенціальні криві. Умови рівноваги в механіці. З'ясуємо загальні умови рівноваги тіла на основі закону збереження енергії

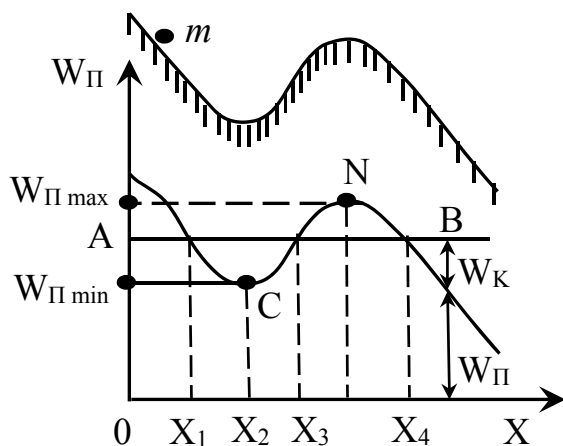


Рис. 3.10

(3.34). Повна механічна енергія W тіла дорівнює сумі його кінетичної (W_K) і потенційної (W_{Π}) енергій, тобто $W = W_K + W_{\Pi}$.

Кінетична енергія ніколи не може приймати від'ємних значень (3.23). Якщо кінетична енергія дорівнює нулю ($W_K = 0$), то це означає, що в даній системі $W = W_{\Pi}$ і механічна система нерухома.

При русі механічної системи її повна енергія більше її потенційної енергії, тобто $W > W_{\Pi}$. Нехай

тіло m ковзає без тертя по поверхні гори, профіль якої показаний на рис. 3.10. Направимо вісь OX горизонтально. У цьому випадку потенціальна енергія тіла як функція координати X зобразиться кривою, що повторює профіль гори.

Графік потенціальної енергії $W_n(X)$ називається потенціальною кривою і дозволяє судити про характер руху тіла. Нехай пряма АВ зображує повну енергію тіла, тоді з графіка можна знайти не тільки потенціальну, але і кінетичну енергію тіла. Знання початкових умов і вид потенціальної кривої дозволяє миттєво ж указати характер руху тіла. При даному значенні повної енергії рух тіла на ділянці $X_3 \leq X \leq X_4$ неможливий, тому що потенціальна енергія не може бути більше повної. Цю заборонену ділянку називають потенціальним бар'єром. Тіло може рухатися або в межах від X_1 до X_3 , або при $X > X_4$. При $X_1 < X < X_3$ тіло рухається в так званій потенціальній ямі. Вибратися з неї заважає потенціальний бар'єр між X_3 і X_4 , перебороти який при даному значенні повної енергії тіло не може (це коливання атомів у твердому тілі). Отже, в області потенціальної ями рух обмежений координатами X_1 , X_3 , і його називають фінітним. В області $X > X_4$ тіло буде рухатися до нескінченності. Такий рух називають інфінітним.

Оскільки потенціальна енергія є функція тільки однієї змінної (рис. 3.10), то згідно з виразом (3.29)

$$F_x = -dW_n / dx.$$

Відповідно до геометричного змісту похідної сила характеризується тангенсом кута нахилу дотичної до кривої $W_n = W_n(x)$. Отже, чим крутіше ця крива, тим більша сила буде діяти на тіло. У точці С, що відповідає мінімуму потенціальної енергії (рис. 3.10), дотична горизонтальна і сила дорівнює нулю. Очевидно, що й у точках, що відповідають максимуму на потенціальній кривій, сила також дорівнює нулю (точка N).

Коли тіло знаходиться в потенціальній ямі в точці С (потенціальна енергія мінімальна), то при зміщенні його з цієї точки відразу виникають сили, які прагнуть повернути тіло назад. Тому, коли тіло знаходиться в потенціальній ямі, має місце стан стійкої рівноваги тіла.

У точках, що відповідають максимуму потенціальної енергії, стан рівноваги тіла буде нестійким, тому що при незначному зсуві тіла з таких точок (наприклад, точка N на рис. 3.10) відразу

виникають сили, що сприяють подальшому руху тіла. Якщо на потенціальній кривій є горизонтальна ділянка, то в точках, що відповідають цій ділянці, має місце байдужа рівновага, тому що при зміщенні тіла на цій ділянці сили не виникають.

Отже, стан стійкої рівноваги тіла відповідає мінімальній потенціальній енергії (точка C), а стан нестійкої рівноваги – максимальній потенціальній енергії (точка N).

Станом нестійкої рівноваги можна пояснити: схід сніжних лавин; падіння каменя з вершини гори в ущелину і т. д.

6. Космічні швидкості. Визначимо горизонтально напрямлену мінімальну швидкість, яку повинен мати штучний супутник для того, щоб він почав обертатися навколо Землі за коловою орбітою.

У першому наближенні можна вважати, що Земля, як і інші планети, має форму кулі і сферично симетричний розподіл густини. При такій умові поле тяжіння Землі еквівалентне полю тяжіння матеріальної точки, що має масу, рівну масі Землі і зосереджену в її центрі. Рухаючись за коловою орбітою радіуса r , супутник має прискорення (1.17) $a_n = v_l^2 / r$, де r – відстань від центра Землі.

Це прискорення обумовлене силою тяжіння Землі і може бути виражене так (3.4): $a_n = g = GM_z / R_z^2$. Тому $v_l^2 / r = GM_z / R_z^2$.

Вважаючи, що висота супутника над Землею мала порівняно з радіусом Землі, тоді $R_z \approx r$ і відповідно

$$v_l = \sqrt{GM_z / R_z} \approx 8 \text{ км / с}. \quad (3.41)$$

Це швидкість, яку повинен мати супутник, щоб він почав обертатися навколо Землі за коловою орбітою, і її називають першою космічною швидкістю. Далі відбувається політ супутника тільки під дією сили тяжіння Землі.

На супутник, що обертається навколо Землі з кутовою швидкістю $\omega = v_l / R_z$, відцентрова сила інерції (2.34) повністю зрівноважує вагу тіла – тіла стають невагомими.

Таким чином, супутник виводиться на орбіту внаслідок розгону до досить великої горизонтально направленої швидкості v_l . У випадку недостатньої швидкості ($v < v_l$), наданої супутнику, він упаде на Землю.

Якщо придбана супутником швидкість v велика ($v > v_l$), то притягання Землі не зможе утримати його, і він назавжди залишає навколоземну орбіту. Таку швидкість супутника називають другою

космічною швидкістю. Цю швидкість знаходять з розрахунків, що кінетична енергія супутника повинна бути більше (дорівнювати) його потенціальної енергії взаємодії з Землею, тобто: $mv_2^2 / 2 \geq mgR_3$.

$$\text{Звідси знаходимо} \quad v_2 = \sqrt{2gR_3} \approx 11 \text{ км/с}. \quad (3.42)$$

Маючи таку швидкість, ракета стає супутником Сонячної системи і більше не повертається до Землі.

Для визначення найменшої швидкості, яку повинна мати ракета при запуску з Землі, для того щоб вона могла залишити Сонячну систему, необхідно:

$$mv_3^2 / 2 \geq mg_c R,$$

де R – середня відстань від Землі до Сонця, g_c – прискорення на Сонці. Враховуючи лінійну швидкість Землі ($\approx 30 \text{ км/с}$) відносно Сонця і напрям запуску космічного корабля, третя космічна швидкість дорівнює приблизно 16 км/с.

Космічні апарати виводять у космічний простір за допомогою багатоступінчатих ракет у вертикальному напрямі зі спеціальної стартової площадки. Ділянка траєкторії, на якій космічний апарат рухається під дією сил тяги ракети, називається активною ділянкою.

Ступені ракети відділяються по мірі згоряння палива і падають на Землю.

Є супутники, які довгий час знаходяться над визначеними точками земної кулі, – це геостаціонарні супутники. Висота ($\approx 4 \cdot 10^4 \text{ км}$), на якій повинна розташовуватися над Землею орбіта такого супутника, визначається тим, що період обертання супутника повинен у точності збігатися з періодом обертання Землі ($T_{\text{суп}} = T_3$). За цієї умови Земля і супутник будуть обертатися з однаковою кутовою швидкістю, і супутник займає постійне (стаціонарне) положення над певною частиною Землі, що дозволяє за їх допомогою встановлювати багатоканальний зв'язок між континентами, вести розвідувальну роботу. На супутниках розміщують відповідні прилади, що дозволяють вести спостереження за станом земної поверхні, розвідку надр, моніторинг атмосфери та ін.

Сьогодні, за допомогою знімків, які отримують із супутників Землі, достатньо упевнено виявляються осадові, метаморфічні й магматичні породи, а також глибинні розломи.

Проте запуск і рух космічних апаратів пов'язаний із забрудненням атмосфери (згоряння палива, відпрацьовані частини ракет, шуми, електромагнітне випромінювання).

Контрольні запитання і завдання

1. Сформулюйте закони Кеплера. У чому полягає принцип близькодії?
2. Сформулюйте закон всесвітнього тяжіння. Фізичний зміст гравітаційної сталої.
3. Чи впливає обертання Землі навколо своєї осі на силу тяжіння? Доведіть.
4. За яких умов вага вашого тіла буде дорівнювати нулю? Коли виникає невагомість?
5. Як оцінити прискорення сили тяжіння на висоті, що дорівнює половині радіуса Землі?
6. Чи змінюється прискорення сили тяжіння з глибиною? Доведіть.
7. Визначте масу та середню густину Землі. Назвіть основні параметри Землі.
8. Дайте визначення характеристик гравітаційного поля. Яка причина припливів і відпливів на Землі?
9. Яка природа сил тертя? Як зменшити силу тертя?
10. Сформулюйте означення енергії. Що є мірою зміни енергії тіла? В яких одиницях вимірюється енергія?
11. Як розрахувати роботу змінної сили? Одиниця вимірювання роботи.
12. Як розрахувати роботу, знаючи потужність? Одиниця вимірювання потужності.
13. За яких умов робота сили дорівнює нулю; додатна, від'ємна? Наведіть приклади.
14. Дайте визначення консервативної й неконсервативної сили, потенціального і непотенціального поля. Доведіть, що сила тяжіння консервативна.
15. Які сили називаються внутрішніми і зовнішніми? Дайте визначення замкненої системи.
16. Виведіть формулу для кінетичної енергії поступального руху матеріальної точки, тіла. Чи може кінетична енергія бути від'ємною? Поясніть.
17. Чому дорівнює кінетична енергія обертального руху твердого тіла?

18. Обчисліть кінетичну енергію Землі.
19. Який існує зв'язок між силою й потенціальною енергією? Чи змінюється потенціальна енергія при падінні тіла?
20. З якими властивостями простору і часу пов'язані закони збереження?
21. Доведіть і сформулюйте закони збереження: енергії; імпульсу; моменту імпульсу.
22. Дайте визначення абсолютно пружного і абсолютно непружного зіткнення. Які закони збереження виконуються в кожному такому зіткненні?
23. Обчисліть першу та другу космічні швидкості.
24. На якій середній висоті над поверхнею Землі обертається по коловій орбіті штучний супутник, якщо він рухається зі швидкістю $8 \cdot 10^3$ м/с? Як визначають орбіту геостаціонарного супутника?
25. Сформулюйте умови рівноваги в механіці.
26. Що було б з формою Землі, якщо б відцентрова сила інерції на екваторі перевищила силу притягання?

Розділ 4. Течія рідин і газів

§ 4.1. Тиск в нерухомих рідинах і газах. Закон Паскаля. Сполучені посудини. Закон Архімеда. Плавучість тіл

1. Тверде тіло зберігає постійним об'єм і форму, причому об'єм і форму твердого тіла важко змінити, навіть прикладаючи до нього значну силу.

Рідини не протистоять напрямам зсуву і не зберігають певної форми – вони приймають форму посудини, у якій знаходяться, але, як і тверді тіла, рідини практично не піддаються стисканню, і їхній об'єм можна змінити лише за допомогою великої сили.

Гази не мають ні певної форми, ні певного об'єму – вони цілком заповнюють посудини, у яких вони містяться, і тому ніколи не утворюють вільну поверхню. Суттєва властивість газів – це велика їх стисканість. Не маючи визначеної форми, рідини і гази здатні текти.

Рідини та гази діють з деякими силами тиску F як на поверхні твердих тіл, що межують з ними, так і на окремі ділянки, розташовані усередині них. Сили тиску не прикладені до визначеної точки, вони розподіляються по всій поверхні стикування.

Тому для характеристики розподілу сил тиску вводять фізичну величину – тиск.

Тиск P – це фізична величина, яка дорівнює відношенню сили $F_{\perp}$, що діє нормально на елемент поверхні, до її площі S , тобто:

$$P = F_{\perp} / S. \quad (4.1)$$

Одиницею тиску в СІ є паскаль (Па): один паскаль дорівнює тиску, що створює сила в один ньютон, рівномірно розподілена по нормальній до неї поверхні площею 1 м^2 ($\text{Па} = 1 \text{ Н/м}^2$). Досі вживають позасистемні одиниці тиску, наприклад, фізичну атмосферу $1 \text{ атм} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $1 \text{ атм} = 760 \text{ мм рт.ст.}$ У метеорології – одиниця тиску бар: $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$.

Тиск – величина скалярна й у даній точці рідини чи газу має однакове значення при будь-якій орієнтації площі, до якої він віднесений, тобто тиск ізотропний.

Тиск твердих тіл передається тільки в одному напрямі: в напрямі дії сили тиску. Щоб отримувати малий або більший тиск, площу опори треба відповідно збільшувати або зменшувати. Через те, що рідини і газу мають пружність об'єму, зовнішній тиск, який діє на рідину чи газ, передається ними в усіх напрямках однаково, наприклад, тиск у верхній і нижній частині камери автомобіля.

Для рідин і газів, що перебувають у рівновазі, виконується закон Паскаля: тиск, який діє на рідину або газ, передається ними в усіх напрямках однаково. Закон Паскаля пов'язують з тим, що молекули в рідині, які і в газі, можуть зміщуватися в будь-якому напрямі.

Частинки рідини можуть знаходитися в рівновазі тільки в тому випадку, якщо діючі на них сили направлені нормально до поверхні рідини. Тому поверхня рідини в невеликій посудині горизонтальна. Поверхня рідини, що розміщена в циліндрі, який обертається навколо своєї осі, набуває форму параболоїда обертання. Поверхня великих водних просторів – морів і океанів – нормальна напрямку сили тяжіння і тому має форму еліпсоїда.

Закон Паскаля знайшов широке застосування в техніці, наприклад, в підніманні вантажів великої маси і ваги за допомогою спеціальних пристроїв – домкратів.

На однакових рівнях в рідині тиск залишається незмінним, але він суттєво змінюється з глибиною занурювання

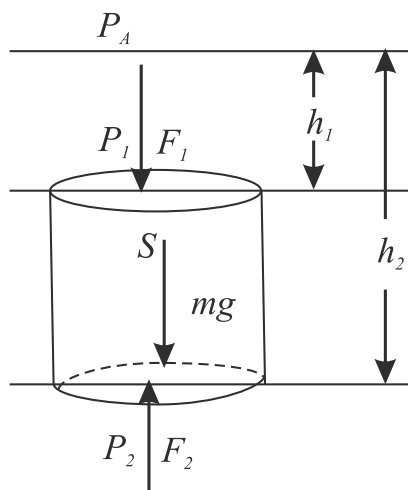


Рис. 4.1

Розглянемо, як впливає сила тяжіння на розподіл тиску всередині нестисливої рідини, яка перебуває у стані спокою. Виділимо умовно в рідині вертикальний циліндр з основою S (рис. 4.1).

Сили, що діють на бічну поверхню циліндра, взаємно врівноважуються (циліндр перебуває у стані спокою). Запишемо умову рівноваги для вертикального напрямку, тобто сила тяжіння mg

врівноважується різницею сил тиску F_1 і F_2 :

$$mg + F_1 - F_2 = 0, \text{ або } mg + P_1 S - P_2 S = 0,$$

де m – маса рідини в циліндрі; P_1 і P_2 – тиски, що діють на верхню і нижню основи циліндра, g – прискорення сили тяжіння.

Це рівняння можна записати у вигляді $(P_2 - P_1)S = mg = \rho Vg = \rho S \Delta h g$, де ρ – густина рідини; V – об'єм циліндра, або $P_2 - P_1 = \rho g \Delta h$.

Циліндр (рис. 4.1) можна продовжити до поверхні рідини, тоді тиск на деякій глибині h (h відлічується від поверхні рідини) дорівнює:

$$P = P_A + \rho g h, \quad (4.2)$$

де P_A – атмосферний тиск у поверхні рідини; $\rho g h$ – гідростатичний тиск рідини, зумовлений її вагою.

Отже, гідростатичний тиск рідини залежить від густини рідини та висоти її стовпа, але не залежить від форми посудини, в якій знаходиться рідина.

Проте сила тиску рідини на дно посудини залежить від площі S дна посудин і визначається за формулою:

$$F = \rho g h S.$$

Якщо площі основ у посудин різної форми однакові, то розміщена в них рідина, яка налита до однакового рівня, діє на дно посудини з однаковою силою, що дорівнює силі тяжіння

циліндричного стовпа рідини з основою (площа дна посудини), і з висотою налитої рідини.

Паскаль прийшов до висновку, що можна отримати великі сили тиску навіть при малих кількостях рідини (маси), але при значних висотах h . Для підтвердження цього висновку він опустив у повністю залиту водою і герметично закриту бочку тонку довгу трубку з невеликою кількістю води і спричинив руйнування бочки ($P = \rho gh$).

Відзначимо також, що гідростатичний тиск створює перешкоду освоєнню середовища морів і океанів (суттєво збільшується тиск). На глибині в 1 км гідростатичний тиск води приблизно дорівнює 100 атм.

2. Сполученими посудинами називають дві або більше посудин, з'єднаних у нижніх частинах трубками. Закон сполучених посудин формулюється так: у сполучених посудинах однорідна рідина встановлюється на одному рівні (за умови, що тиск повітря над рідиною однаковий).

Дійсно, рідина не переміщується з однієї посудини в іншу, якщо тиск її в обох посудинах на будь-якому рівні однаковий ($P_1 = P_2$).

Рідина у цих посудинах однакова, тобто має однакову густину ρ , відповідно, повинні бути однакові й висоти її розташування. Отже, $\rho gh_1 = \rho gh_2$ і $h_1 = h_2$.

Якщо у сполучених посудинах будуть різні рідини й $\rho_1 > \rho_2$, то $h_1 < h_2$. Дійсно, при рівновазі різних рідин $\rho_1 gh_1 = \rho_2 gh_2$. Звідси видно, що в сполучених посудинах рівні рідин з різними густинами неоднакові: висоти стовпів обернено пропорційні густинам рідин, тобто:

$$h_1/h_2 = \rho_2/\rho_1. \quad (4.3)$$

Властивості сполучених посудин застосовуються на виробництві, в техніці тощо.

За принципом сполучених посудин працюють шлюзи, греблі, пристрої для вимірювання рівня рідини в закритих об'ємах – водомірних трубках.

3. На тіло, занурене в рідину (газ), діє з боку рідини (газу) виштовхувальна сила, яка направлена вертикально вгору і чисельно

дорівнює вазі рідини (газу) витісненої зануреною частиною тіла, – це закон Архімеда.

Якщо об'єм зануреного в рідину (газ) тіла дорівнює V , а густина рідини (газу) ρ , то:

$$F_{Ap} = \rho g V. \quad (4.4)$$

Інакше кажучи, тіло, занурене в рідину (газ), ніби втрачає у вазі стільки, скільки важить витиснута тілом рідина (газ). У газах сила Архімеда значно менша, ніж у рідинах, оскільки густина газу набагато менша від густини рідини. Сила Архімеда прикладена до центру тяжіння витісненого об'єму рідини (газу).

Виштовхувальна сила і вага тіла діють одна одній назустріч. Їхня різниця створює піднімальну силу: якщо переважає вага, то тіло опускається на дно (тоне) і тоді ($\rho_T > \rho$), якщо переважає сила, що виштовхує (сила Архімеда), то тіло піднімається на поверхню ($\rho_T < \rho$). Тіло плаває тоді, коли його вага дорівнює вазі витиснутої ним речовини ($\rho_T = \rho$).

Закон Архімеда використовують для визначення плавучості судна, для вимірювання густини рідини тощо.

Умова рівноваги: вага плаваючого судна повинна дорівнювати вазі витиснутої води. Вагу витиснутої судном води при повному розрахунковому навантаженні називають водотоннажністю. Якщо від водотоннажності відняти вагу судна, то отримаємо вагу вантажу, який може перевозити судно. Це є вантажопідйомність цього судна.

Кулі, заповнені газом, який має меншу, ніж повітря, густину, можуть плавати в повітрі (аеростати, дирижаблі тощо).

Для збільшення підйімальної сили кулі можна підігрівати газ, внаслідок чого збільшується об'єм кулі і відповідно зменшується густина газу в ній.

§ 4.2. Течія рідин і газів. Рівняння нерозривності течії. Рівняння Бернуллі і деякі задачі гідродинаміки

1. Розділ фізики, що вивчає закономірності руху рідин (газів), називається гідродинамікою. Рух рідин називають течією, а сукупність частинок рухомої рідини – потоком.

Розглянемо течію ідеальної рідини. Вона задовольняє наступним властивостям: а) абсолютно нестислива (густина не

залежить від тиску); б) відсутня в'язкість. Подальші результати будуть справедливими і для газів, якщо швидкість руху газу менше швидкості поширення в ньому звуку ($v_r < v_{зв}$).

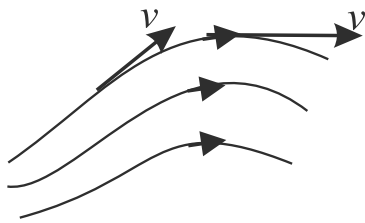


Рис. 4.2

Для вивчення руху рідини користуються лініями і трубками течії. Лінії течії проводять так, що дотичні до них збігаються за напрямом з векторами швидкостей рідини у відповідних точках простору. Густина лінії течії характеризує значення швидкості у даному перерізі. Отже, в

тих місцях потоку, де його швидкість менша, лінії течії проходять менш густо, ніж там, де швидкість більша (рис. 4.2). Течію рідини називають усталеною, або стаціонарною, якщо швидкість рідини в кожній точці заданого перерізу не змінюється з часом. Лінії течії при стаціонарному потоці збігаються з траєкторіями руху частинок рідини, і через будь-який переріз труби за однакові проміжки часу протікають однакові об'єми рідини.

Частину потоку рідини, обмежену лініями течії, називають трубкою течії. При течії рідини по трубці трубка течії обмежена стінками труби.

У природі існує два види течії рідини – ламінарна і турбулентна.

Течію називають ламінарною, якщо вздовж потоку шари рідини ковзають один відносно одного, не перемішуючись. Течія, що супроводжується утворенням вихрів і перемішуванням шарів рідини вздовж потоку, називається турбулентною. Стаціонарна течія може бути тільки ламінарною.

Для річок при певних співвідношеннях між глибиною і швидкістю ламінарна течія може переходити в турбулентну. Глибини і швидкості, за яких ламінарна течія переходить у турбулентну, називаються критичними. Завдяки перемішуванню вирівнюється температура води.

2. Знайдемо співвідношення між величиною перерізу потоку і швидкістю руху рідини в ньому. Для цього виділимо в стаціонарному потоці трубку течії, обмежену перерізами S_1 і S_2 (рис. 4.3).

Якщо за час Δt у трубку течії ввійшов об'єм рідини V , то такий же об'єм за такий же час Δt повинен вийти з трубки течії. Виберемо малий проміжок часу Δt і будемо вважати, що разом з рідиною пересуваються перерізи S_1 і S_2 . Тоді вони перемістяться на відстані, відповідно: $l_1 = v_1 \Delta t$ і $l_2 = v_2 \Delta t$, де v_1 і v_2 – швидкості течії рідини в перерізах S_1 і S_2 . Об'єми рідини, що перемістилися, такі: $V_1 = v_1 \Delta t S_1$ і $V_2 = v_2 \Delta t S_2$.

Але при цьому об'єми однакові, тобто $V_1 = V_2$ і тому $v_1 \Delta t S_1 = v_2 \Delta t S_2$ і

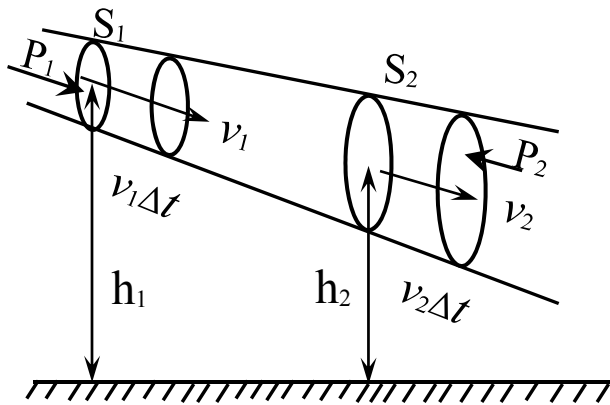
$$v_1 S_1 = v_2 S_2 \text{ або } vS = \text{const.} \quad (4.5)$$


Рис. 4.3

Дане рівняння, виведене для двох перерізів потоку ідеальної нестисливої рідини, називають рівнянням нерозривності течії. Воно показує, що швидкості в потоці рідини обернено пропорційні перерізам потоку.

З рівняння нерозривності (4.5) випливає, що в більш вузьких перерізах трубки течії

швидкість повинна бути більше, ніж у широких перетинах. У справедливості цього висновку можна переконатися, спостерігаючи за течією річки: швидкість течії різко збільшується в її вузьких місцях.

3. Для виведення рівняння Бернуллі розглянемо ламінарну течію ідеальної рідини по похилій трубці малого перерізу (рис. 4.3). Позначимо через S_1, P_1, v_1 і S_2, P_2, v_2 відповідно площу перерізу, тиск і швидкість рідини. Через h_1 і h_2 позначимо висоти розміщення центрів перерізів S_1 і S_2 над деяким горизонтальним рівнем. Вважатимемо, що рідина перебуває в полі земного тяжіння.

За проміжок часу Δt маса m_1 вхідної рідини в перерізі S_1 дорівнює масі m_2 рідини, що виходить з перерізу S_2 . Отже, $m_1 = m_2 = m$.

Маса m рідини, що протікає через переріз S_1 за час Δt , має кінетичну енергію, яка дорівнює $mv_1^2/2$, і потенціальну енергію mgh_1 . У результаті дії сил тиску (зовнішні сили) на переріз S_1 і S_2 з

боку шарів рідини, що знаходяться ліворуч від S_1 і праворуч від S_2 (рис. 4.3), виконується робота

$$\Delta A = p_1 S_1 l_1 - p_2 S_2 l_2 ,$$

де l_1 – відстань, на яку переміщується рідина за час Δt , дорівнює $l_1 = v_1 \Delta t$, і відповідно $l_2 = v_2 \Delta t$. Отже, робота ΔA , що виконується силами тиску, дорівнює

$$\Delta A = p_1 S_1 v_1 \Delta t - p_2 S_2 v_2 \Delta t .$$

Тут врахували, що сила тиску, яка діє на рідину в перерізі 2, напрямлена проти течії і виконувана нею робота від'ємна.

Повна енергія рідини, що протікає за час Δt через переріз S_1 , буде: $W_1 = mv_1^2/2 + mgh_1$, а через переріз S_2 енергія $W_2 = mv_2^2/2 + mgh_2$.

Оскільки рідина ідеальна, то зміна її повної енергії буде дорівнювати роботі, виконаній зовнішніми силами, тобто $\Delta W = \Delta A$. У нашому випадку закон збереження енергії (3.25) запишемо так:

$$\left(\frac{mv_2^2}{2} + mgh_2 \right) - \left(\frac{mv_1^2}{2} + mgh_1 \right) = p_1 S_1 v_1 \Delta t - p_2 S_2 v_2 \Delta t . \quad (4.6)$$

Відповідно до рівняння нерозривності (4.5) об'єми рідини, що входять у переріз S_1 за час Δt і виходять через S_2 , однакові, тому можна записати

$$S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t = V .$$

Поділивши вираз (4.6) на об'єм V і використовуючи формулу густини $\rho = m/V$, одержуємо рівняння Бернуллі для двох різних перерізів трубки течії:

$$\rho v_1^2 / 2 + \rho gh_1 + P_1 = \rho v_2^2 / 2 + \rho gh_2 + P_2 . \quad (4.7)$$

Оскільки перерізи S_1 і S_2 обрані довільно, то можна стверджувати, що для будь-якого перерізу трубки течії рівняння (4.7) матиме вигляд:

$$\rho v^2 / 2 + \rho gh + P = const . \quad (4.8)$$

Рівняння Бернуллі (4.8) є наслідком закону збереження енергії для стаціонарного потоку ідеальної рідини. Усі члени рівняння (4.8) мають розмірність тиску. Доданок P називається статичним тиском, ρgh – гідростатичним (ваговим) тиском, $\rho v^2/2$ – динамічним тиском, а сума $\rho v^2/2 + P$ – повним тиском, або повним напором.

Якщо трубка течії (рис. 4.3) стягується в лінію ($s \rightarrow 0$), величини v і h можна віднести до довільних точок однієї лінії течії. Тоді можна стверджувати, що в стаціонарному потоці ідеальної рідини тиск постійний уздовж будь-якої лінії течії.

Рівняння Бернуллі (4.8) можна застосовувати і для реальних рідин, в'язкість яких невелика, наприклад: вода, ацетон, бензол.

Динамічний тиск $\rho v^2/2$ (його іноді називають динамічним напором) пов'язаний з рухом рідини і виявляється в тому випадку, якщо вона при зустрічі з перешкодою утрачає швидкість ($v \rightarrow 0$). На нерухому перешкоду, перпендикулярну швидкості течії, рідина

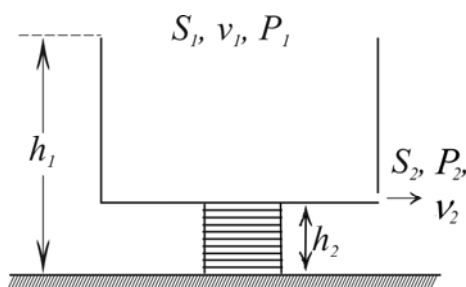


Рис. 4.4

чинить тиск

$$\rho v^2/2 + P,$$

а на перешкоду, орієнтовану уздовж лінії течії, тільки статичний тиск P .

4. Рівняння Бернуллі (4.7) використовується в багатьох задачах гідродинаміки. Розглянемо деякі з них. Визначимо швидкість витікання рідини через малий отвір. На вільну поверхню рідини в посудині діє атмосферний тиск P_1 (переріз S_1) та тиск P_2 (переріз S_2) – рис. 4.4. Тут h_1 і h_2 – висота рідини від поверхні Землі. Весь потік рідини між двома перерізами S_1 і S_2 можна розглядати як одну трубку течії. Якщо $S_1 \gg S_2$, то $v_2 \gg v_1$ (4.5) і членом $\rho v_1^2/2$ можна знехтувати. Оскільки $h_1 - h_2 = h$ мале, то й тиск $P_1 \approx P_2 = P_{atm}$. Тому рівняння Бернуллі (4.7) для розглянутого випадку запишемо у вигляді $\rho g h_1 = \rho g h_2 + \rho v_2^2 / 2$. Звідси

$$v_2 = \sqrt{2gh}. \quad (4.9)$$

Отже, швидкість витікання рідини з малого отвору буде такою ж, як і у випадку, якщо б частинка рідини (або тіло) падала вільно з висоти h і не залежала від густини рідини. Формула (4.9) відома за назвою формули Торрічеллі. Знаючи швидкість витікання, можна визначити об'єм рідини, яка витікає щосекунди через отвір: $V = v_2 S = S \sqrt{2gh}$.

5. Зміна тиску зі зміною перерізу труби. Швидкість у потоці рідини більше там, де потік вузький, і навпаки, у широких місцях швидкість потоку менша (4.5). Знайдемо, як розподіляється тиск у

потоці рідини. Нехай трубка течії розміщена горизонтально $h_1 = h_2 = 0$ і має різні перерізи (рис. 4.5).

Тоді з рівняння Бернуллі (4.7) отримаємо:

$$P_1 = P_2 - \frac{\rho}{2}(v_1^2 - v_2^2). \quad (4.10)$$

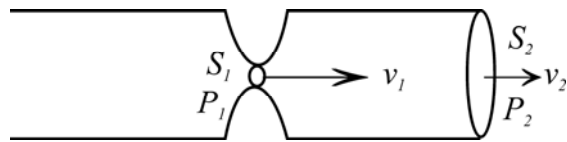


Рис. 4.5

Як випливає з формули (4.10), статичний тиск P менше в тих місцях, де швидкість потоку більша ($P_1 < P_2$). При великих швидкостях тиск може стати меншим від атмосферного. Отже, статичний тиск більший у ширшій частині трубки течії.

Зменшення тиску у звуженні приводить до виникнення усмоктувальної дії. На цьому явищі заснована дія ряду приладів (водоструминних насосів, карбюраторів, пульверизаторів і т. д.). Усмоктувальна дія спостерігається і в смерчах – швидких повітряних вихорах, що піднімають воду з водоймищ і різні тіла, які розташовані в зоні його дії, на велику висоту (тиск в каналі смерчу менше атмосферного).

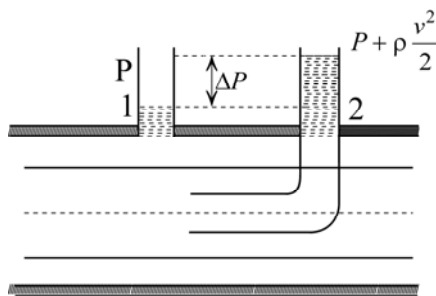


Рис. 4.6

6. Вимірювання швидкості течії.

Для визначення швидкості течії рідини в потік занурюють дві манометричні трубки (рис. 4.6). Статичний тиск P вимірюється за допомогою трубки 1, яка розташована перпендикулярно лінії течії. За допомогою зігнутої трубки 2, відкритий кінець якої повернутий

назустріч потоку рідини (рис. 4.6), вимірюється тиск $P + \rho v^2 / 2$.

Рідина в трубці 2 гальмується, і її кінетична енергія переходить у потенціальну. Різниця тисків ΔP у цих трубках дорівнює $\Delta P = P + \rho \frac{v^2}{2} - P$.

Звідси випливає, що швидкість рідини в потоці

$$v = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}}. \quad (4.11)$$

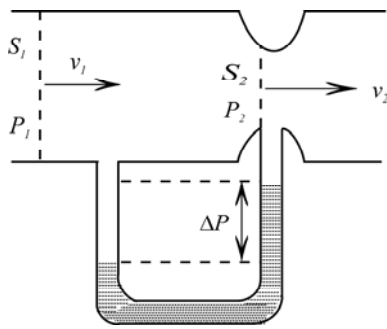


Рис. 4.7

Вимірюючи різницю тисків ΔP за допомогою манометра і знаючи густину рідини, можна розрахувати швидкість v .

7. На рис. 4.7 зображена схема водоміра, який використовують для визначення об'ємної витрати $Q = S_1 v_1$ рідини (газу), що протікає через поперечний переріз S_1 трубки за одиницю часу – одиниця вимірювання: $\text{м}^3/\text{с}$. Це горизонтальна трубка змінного перерізу (S_1 і S_2) з манометром ΔP (рис. 4.7).

З рівняння Бернуллі (4.7) для розглянутого випадку ($h_1 = h_2$) матимемо:

$$\Delta P = P_1 - P_2 = \frac{\rho}{2} (v_2^2 - v_1^2).$$

Оскільки $S_1 v_1 = S_2 v_2$ (4.5), то

$$\Delta P = \frac{\rho}{2} v_1^2 \left(\frac{S_1^2}{S_2^2} - 1 \right).$$

Витрати води $Q = S_1 v_1$, і остаточно маємо

$$Q = S_1 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho \left(\frac{S_1^2}{S_2^2} - 1 \right)}}, \quad (4.12)$$

де ΔP – різниця статичних тисків у перерізах S_1 і S_2 , вимірюється манометром.

Помноживши вираз (4.12) на час t , одержимо об'єм усієї рідини (газу), що протікає через переріз S_1 за цей час. Зауважимо, що рідина, яка витікає із посудини, має імпульс (2.5). За законом збереження імпульсу (3.23) повинен змінитися імпульс посудини з рідиною, що створює силу, діючу на посудину з боку рідини (реактивна сила). На дії реактивної сили ґрунтується застосування гвинтів на літаках для створення сили тяги.

§ 4.3. Течія в'язкої рідини. Сила внутрішнього тертя. Формула Пуазейля. Число Рейнольдса

1. Течія реальної рідини по трубі постійного перерізу супроводжується падінням статичного тиску (рис. 4.8).

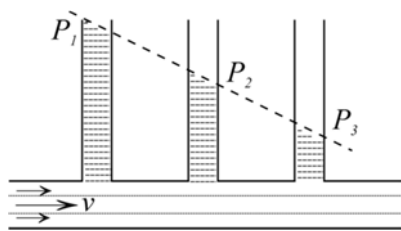


Рис. 4.8

Це явище пояснюється наявністю в рідині внутрішнього тертя (в'язкості) і переходом частини її механічної енергії у внутрішню. При ламінарній течії рідини по трубі (рис. 4.8) швидкість шарів безупинно змінюється від максимальної (по осі труби) до нуля (біля стінок).

Уявно потік рідини можна поділити на нескінченну кількість шарів (рис. 4.9). Тут два шари рухаються зі швидкостями v_1 і v_2 ($v_2 > v_1$).

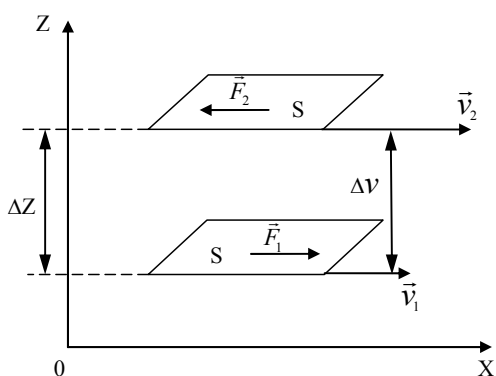


Рис. 4.9

З боку шару 1, що рухається зі швидкістю v_1 , діє гальмівна сила $\vec{F}_2$ на шар 2, який рухається швидше, а з боку шару 2, що рухається зі швидкістю v_2 , діє прискорювальна сила $\vec{F}_1$ на шар 1, який рухається повільніше (рис. 4.9). Таким чином, між дотичними шарами рідини діють сили, які називають силами внутрішнього тертя (сили в'язкості), направлені по дотичній до поверхні шарів. Величина сили внутрішнього тертя $\vec{F}$ тим більша, чим більше площа дотичних шарів S , і залежить від того, наскільки змінюється швидкість течії рідини v при переході від шару до шару.

Нехай два шари, що відстоять один від одного на відстані ΔZ , течуть відповідно зі швидкостями v_2 і v_1 так, що $v_2 - v_1 = \Delta v$. Величина $\Delta v / \Delta Z$ показує зміну швидкості при переході від шару до шару в напрямі осі Z , тобто на відстані ΔZ , перпендикулярному швидкості, і називається градієнтом швидкості.

Модуль сили внутрішнього тертя

$$F = \eta \frac{\Delta v}{\Delta Z} S, \quad (4.13)$$

де η – коефіцієнт внутрішнього тертя (коефіцієнт динамічної в'язкості). Одиниця вимірювання коефіцієнта $\eta - \text{Н} \cdot \text{с} / \text{м}^2 = \text{Па} \cdot \text{с}$ (паскаль·секунда). Його фізичний зміст полягає у наступному: він чисельно дорівнює силі в'язкості, яка діє між двома шарами

площею, що дорівнює одиниці, при градієнті швидкості, що дорівнює одиниці.

Коефіцієнт в'язкості неоднаковий для різних середовищ і помітно залежить від температури (особливо мастил). З підвищенням температури в'язкість рідин зменшується, а в'язкість газів збільшується. В'язкість рідин і газів обумовлена молекулярними процесами, що відбуваються в них, і тому механізм її виникнення і, зокрема, залежності в'язкості від температури розглядається в молекулярній фізиці (§ 5.9).

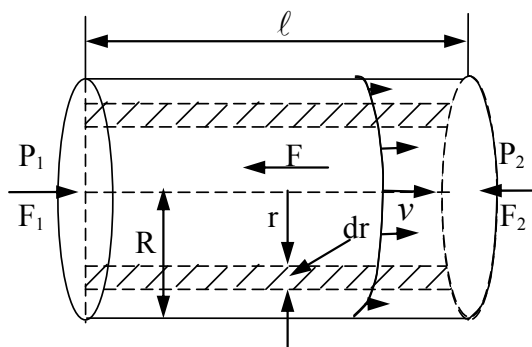


Рис. 4.10

Інколи використовують коефіцієнт кінематичної в'язкості, який дорівнює відношенню η/ρ , де ρ – густина рідини. В'язкість вимірюють за допомогою приладу, який називають віскозиметром.

2. Нехай по горизонтальній трубі радіусом R і завдовжки l тече стаціонарний потік рідини (рис. 4.10). У рідині уявно виділимо циліндричний шар радіусом r і завтовшки dr (рис. 4.10).

Течія буде стаціонарною, якщо сила внутрішнього тертя врівноважується різницею тисків на кінцях циліндра. Тут діють сили (тиску та в'язкості):

$$F_1 = \pi r^2 P_1; F_2 = -\pi r^2 P_2; F = -\eta \frac{dv}{dr} S = -\eta \frac{dv}{dr} 2\pi r \ell,$$

де $S=2\pi r \ell$ – бічна поверхня циліндра, а знак мінус означає, що при збільшенні радіуса швидкість зменшується. Отже,

$$\pi r^2 (P_1 - P_2) = -\eta \frac{dv}{dr} 2\pi r \ell. \text{ Звідси } dv = -\frac{(P_1 - P_2) r dr}{2\eta \ell}.$$

Припускаючи, що біля стінок відбувається прилипання частинок рідини, тобто швидкість на відстані R труби дорівнює нулю, після інтегрування:

$$\int_0^v dv = -\frac{(P_1 - P_2)}{2\eta \ell} \int_R^r r dr \text{ дістанемо, що } v = \frac{(P_1 - P_2)}{4\eta \ell} (R^2 - r^2).$$

Тепер визначимо об'єм рідини, що витікає з труби радіуса R за час t , якщо тиск на її кінцях P_1 і P_2 ($P_1 > P_2$):

$$V = \int_0^R vt 2\pi r dr = \frac{2\pi(P_1 - P_2)t}{4\eta\ell} \int_0^R (R^2 - r^2) r dr = \frac{(P_1 - P_2)\pi R^4 t}{8\eta\ell}. \quad (4.14)$$

Це є формула Пуазейля. Видно, щоб течія рідини була стаціонарною, на кінцях труби треба підтримувати сталу різницю тисків, яка зрівноважує сили внутрішнього тертя. З формули (4.14) також випливає, що об'єм рідини, який протікає по трубі, можна збільшити в першу чергу за рахунок збільшення радіуса труби ($V \sim R^4$), а не за рахунок підвищення тиску ($P_1 - P_2$).

3. Зі збільшенням швидкості потоку ламінарна течія може перейти в турбулентну, і швидкість, при якій відбувається цей перехід, називають критичною. Рейнольдс установив, що при наявності тертя характер течії рідини залежить від співвідношення між кінетичною енергією одиниці об'єму рідини і втратами енергії на подолання тертя, тобто визначається безрозмірною величиною (число Рейнольдса):

$$R_e = \rho \frac{vl}{\eta}, \quad (4.15)$$

де ρ – густина рідини (газу), v – середня (по перерізу труби) швидкість потоку, l – лінійний розмір, характерний для поперечного перерізу труби (якщо рідина тече по коловій трубі діаметром d , то $l = d$).

Течія рідини турбулентна, якщо число Рейнольдса R_e перевищує деяке значення $R_{кр}$ і швидкість v перевищує критичне значення швидкості. При $R_e < R_{кр}$ рух рідини залишається ламінарним. Наприклад, при значеннях числа $R_e \leq 1000$ спостерігається ламінарна течія води: перехід від ламінарної течії до турбулентної відбувається в межах $1000 \leq R_e \leq 2000$, а при $R_e \approx 2300$ (для гладких труб) течія турбулентна. Прикладом турбулентної течії є рух води у гірських річках, рух повітря під час снігової заметілі тощо. При турбулентній течії на утворення вихрів витрачається додаткова енергія, і проштовхування рідини по трубі вимагає більших витрат енергії, ніж при ламінарній течії. Увівши позначення

$$R_c = 8\eta\ell/\pi R^4,$$

можна формулу Пуазейля (4.14) записати в наступному вигляді:

$$\frac{V}{t} = Q = \frac{P_1 - P_2}{R_c}. \quad (4.16)$$

Величину R_c називають гідравлічним опором. Він особливо великий для вузьких труб: $R_c \approx 1/R^4$, де R – радіус труби.

У вигляді (4.16) формула Пуазейля аналогічна закону Ома для ділянки електричного кола. Величина Q є аналогом сили струму, а величина $P_1 - P_2$ – аналогом різниці потенціалів (9.11).

В атмосфері та гідросфері турбулентність має величезне значення. Завдяки їй відбувається обмін кількістю руху та теплотою між атмосферою та океаном (включаючи зародження вітрових течій, випаровування з поверхні океану та суходолу, вертикальне перенесення теплоти і вологи) тощо.

§ 4.4. Рух тіл у рідинах і газах. Формула Стокса. Течія підземних вод. Закон Дарсі. Океанські течії. Енергія води й гідроелектростанції

1. На тіло, що рухається у в'язкому середовищі, діє сила опору. Величина цієї сили залежить від багатьох факторів, і загальної формули для обчислення модуля сили не існує. Для невеликих тіл сферичної форми сила опору при малих швидкостях руху визначається формулою Стокса

$$F = 6\pi\eta r v, \quad (4.17)$$

де r – радіус кульки, v – швидкість її руху.

За допомогою цього виразу (4.17) за швидкістю рівномірного руху кульки можна визначити її радіус, якщо відома в'язкість рідини. Зокрема цим користуються для визначення розмірів дрібних крапель, зерен емульсій і т.д. Якщо ж розміри кульки відомі, то за швидкістю її рівномірного руху за допомогою формули Стокса (4.17) можна визначити в'язкість середовища.

Зі збільшенням швидкості потоку (при числі Рейнольдса більше критичного) сила опору тілу пропорційна квадрату швидкості потоку: $F \approx C S \rho v^2$,

де C – коефіцієнт опору, що залежить від числа Рейнольдса і враховує форму тіла, його орієнтацію в потоці і в'язкість рідини; S – площа, що характеризує поперечні розміри тіла.

Коли швидкість потоку рідини наближається до швидкості

звуку, то сила опору, що діє на тіло з боку рідини, пропорційна більш високому ступеню швидкості.

2. Підземні води заповнюють пори, тріщини та інші види пустот в гірських породах. Дрібні пустоти називають пористістю, а об'єм усіх пустот в породі – скважністю. Поділяють скважність порід на капілярну й некапілярну. У капілярній скважності (мілкі пустоти) вода переміщується під дією сил поверхневого натягу (§ 6.1), а у некапілярній – сил тяжіння убік ухилу водної поверхні або меншого гідростатичного тиску.

Течія води в реальному пористому середовищі відбувається крізь систему сполучених між собою пор і тріщин у породах різних розмірів, форм і розташування відносно одна одної.

Отже, течія підземних вод у гірських породах може бути як ламінарною, так і турбулентною.

Здатність гірських порід пропускати крізь себе воду називають водопроникністю або фільтрацією. Складний характер пор і тріщин не дозволяє докладно вивчати процеси фільтрації крізь окремі пори і тріщини. Тому течію води у пористому середовищі розглядають узагальнено для всього поперечного перерізу фільтруючого середовища.

У зв'язку із вищенаведеним запроваджують основну характеристику течії води – це швидкість фільтрації v . Вона дорівнює кількості води Q , що протікає за одиницю часу крізь одиницю поперечного перерізу S усього пористого середовища, тобто:

$$v = Q / S . \quad (4.18)$$

У реальних умовах в пористому середовищі течія води спостерігається тільки у пустотах. Реальну площу цих пустот характеризують значенням динамічної пористості:

$$n_d = S_1 / S , \quad (4.19)$$

де S_1 – площа перерізу пустот, крізь яку рухається вода.

Отже, справжня середня швидкість води

$$v_d = Q / S_1 = Q / n_d S . \quad (4.20)$$

З формул (4.18) і (4.20) випливає зв'язок між швидкістю v_d і швидкістю фільтрації води v :

$$v_d = v / n_d . \quad (4.21)$$

Оскільки $S_1 < S$, то $n_d < 1$ і відповідно v_d значно більші v .

Ламінарна течія підземних вод у гірських породах підкоряється лінійному закону фільтрації, що експериментально установив А. Дарсі (фільтрація води крізь пісчані фільтри): кількість води Q , що просочується крізь фільтр за одиницю часу, прямо пропорційна різниці рівнів Δh , під дією яких відбувається фільтрація, площі поперечного перерізу S фільтра, і обернено пропорційна довжині шляху фільтрації ΔL . Отже,

$$Q = k\Delta hS / \Delta L, \quad (4.22)$$

де k – коефіцієнт фільтрації. Він залежить від фізичних властивостей породи і рідини, що фільтрується. Його вимірюють у наступних одиницях швидкості: м/с, м/добу, см/с.

Відношення $\Delta h / \Delta L$ позначають через ℓ і називають напором, або гідравлічним градієнтом. Він характеризує падіння напору на одиниці довжини шляху фільтрації. Гідравлічний градієнт (ухил) – величина безрозмірна.

Поділимо вираз (4.22) на площу перерізу S і, використовуючи формулу (4.18), закон Дарсі запишемо у вигляді:

$$v = k\ell. \quad (4.23)$$

З формули (4.23) видно, що швидкість фільтрації пропорційна першому ступеню гідравлічного градієнта (ухилу потоку). У зв'язку з цим закон Дарсі (4.23) називають лінійним законом фільтрації. Зменшення напору при фільтрації в пористому середовищі обумовлено силами опору, що виникають при взаємодії частинок води з речовиною породи.

Підземні води суттєво впливають на ландшафти й зумовлюють такі фізико-географічні процеси, як зсуви, засолення, підтоплення та ін.

Підземні води мають розчинену «атмосферу»: до глибини 0,3–0,5 км – це кисень, азот і деяка кількість вуглекислого газу. Глибше – сірководень і метан, а у більш глибоких підземних водах багато вуглекислого газу й зустрічається водень.

3. Океанські течії поділяють на поверхневі й глибинні. Течія води викликана дією внутрішніх і зовнішніх сил. Причина внутрішніх сил пов'язана з різницею солоності теплої й холодної води, що призводить до зміни її густини і, відповідно, гідростатичного тиску з глибиною.

Зовнішніми є сили: гравітаційні (сили притягання з боку Місяця й Сонця); поверхневого тертя між водною поверхнею й

повітрям, що рухається над нею. Ця швидкість води пов'язана зі швидкістю вітру: $\nu_{\text{вод}} \approx 0,013 \cdot \nu_{\text{віт}}$.

На течію води також повсякчасно діють сили: Коріоліса (2.33); внутрішнього тертя (4.13). Перша з цих сил відхиляє течію води у Північній півкулі вправо, а у Південній – вліво від напрямку власного руху частинок води. Це відхилення тим більше, чим вищі швидкість руху частинок води, й змінюється від екватора до полюсів.

Сила внутрішнього тертя сповільнює рух мас води. На межі поділу двох шарів, що рухаються з різними швидкостями, виникають вихори, які змінюють характер течії.

Океанські (морські) течії разом із повітряними потоками зрівнюють температуру між полярними й тропічними широтами, – це постійно діючі чинники у формуванні клімату й погоди.

4. Вода володіє механічною енергією, яка складається із кінетичної $mv^2/2$ і потенціальної mgh , де h – висота, з якої падає вода. Для збільшення потенціальної енергії будують греблі, що збільшує і кінетичну енергію падаючого потоку води.

Відомо, що максимальна потужність потоку води $N = 9,8hQ$, де Q – кількість води (м^3), яка падає з висоти h за 1 с.

Механічну енергію води перетворюють в електричну на гідроелектростанціях за допомогою турбіни, яка працює, використовуючи кінетичну енергію води. На сучасних гідроелектростанціях ККД турбін досягає 95%. Гідроелектростанції зовсім не забруднюють повітря шкідливими викидами, але вони теж не позбавлені від недоліків: затоплюються значні площі земель; змінюються рівні ґрунтових вод; виникають заболочення тощо.

Контрольні запитання і завдання

1. Дайте визначення тиску. У яких одиницях вимірюється тиск? Як можна змінювати тиск? Яку силу називають силою тиску?
2. Як рідини і гази передають тиск? Сформулюйте закон Паскаля.
3. Чому у гідравлічних пристроях застосовуються рідини, а не газ? Чи залежить тиск рідини від форми посудини? Поясніть.
4. Як впливає густина рідини на положення рівня рідини у сполучених посудинах?

5. Сформулюйте закон Архімеда. Як залежить сила Архімеда від густини рідини і об'єму зануреного в рідину тіла? Чи діє закон Архімеда в умовах невагомості? Поясніть.
6. Сформулюйте умови плавання суден. Коли тверде тіло тоне в рідині? Як можна визначити вагу вантажу, який знаходиться на судні?
7. Які гази використовують для наповнення оболонки аеростата? Чому?
8. Що вивчає гідродинаміка? Дайте визначення ламінарної й турбулентної течії. Що характеризує число Рейнольдса?
9. Виведіть рівняння нерозривності течії ідеальної рідини та прокоментуйте його.
10. Виведіть рівняння Бернуллі та проаналізуйте його. З яких тисків складається повний тиск в рідині (газі)? Коли виникає динамічний тиск? Що змушує літак підніматися у повітря?
11. Як можна виміряти швидкість потоку рідини або газу? Отримайте залежність статичного тиску від швидкості рідини.
12. Що таке градієнт швидкості? Який фізичний зміст коефіцієнта динамічної в'язкості? Як залежить в'язкість газів і рідин від температури?
13. Чому біля гідроелектростанції будують греблю?
14. Як побудована робота водоміра? Чому виникає усмоктувальна дія? Назвіть приклади усмоктувальної дії.
15. Чому для стаціонарної течії рідини (газу) треба на кінцях труби підтримувати сталу різницю тисків?
16. Назвіть умови збільшення об'єму рідини, що протікає по трубі.
17. Що таке гідравлічний опір? Як за допомогою формули Стокса (4.17) можна визначити в'язкість рідини?
18. Швидкість течії нафти по трубі дорівнює 2 м/с. Який об'єм нафти проходить через трубу діаметром 1 м за добу?
19. Сформулюйте і запишіть закон Дарсі. Фізичний зміст коефіцієнта фільтрації та його розмірність.
20. Що таке океанські течії? Яка їх причина?

Частина 2

МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА І ТЕРМОДИНАМІКА

Розділ 5. Основи молекулярно-кінетичної теорії газів. Газові закони. Явища в атмосфері Землі. Явища переносу

§ 5.1. Перебування речовини в різних агрегатних станах. Основні положення молекулярно-кінетичної теорії речовини. Молекулярно-кінетичний і термодинамічний методи. Макроскопічні параметри речовини. Абсолютна температура. Температурні шкали

1. У механіці ми вивчали рухи, взаємодію тіл, не вникаючи в їхню внутрішню будову. Молекулярна фізика, навпаки, вивчає властивості речовини та процеси, які відбуваються в ній, на основі її молекулярної структури і взаємодії молекул між собою.

У молекулярній фізиці розглядаються явища, викликані дією великої кількості частинок (атомів чи молекул). Наприклад, за нормальних умов $t = 0^\circ\text{C}$ і $P = 1 \text{ атм}$ у 1 м^3 газу міститься $2,69 \cdot 10^{25}$ частинок (число Лошмідта). Тіло (система), що складається з дуже великої кількості частинок, називають макроскопічним. Методи механіки для вивчення властивостей речовини, яка складається з такої величезної кількості частинок, непридатні. Так, з рівнянь руху (2.2) цих частинок не можна одержати рівняння стану газу чи закон Бойля–Маріотта. У процесах, де бере участь величезна кількість частинок, виявляються нові статистичні закономірності, що дозволяють вивчати не поведження окремих молекул, а лише середні величини, які характеризують рух і взаємодію величезної сукупності частинок.

Перебування речовини в різних агрегатних станах (твердий, рідкий, газоподібний) визначається співвідношенням між середньою кінетичною W_k і середньою потенціальною W_{Π} енергіями молекул (атомів) даної речовини. У газів $W_k > W_{\Pi}$, у рідин $W_k \approx W_{\Pi}$, у твердих тіл $W_k \ll W_{\Pi}$. Крім того, речовина може бути у стані плазми – це частково або повністю іонізований газ, у якому кількість негативних і позитивних зарядів приблизно однакова.

У твердих тілах складові їхніх частинок (атоми, іони, молекули) знаходяться на настільки близьких відстанях ($r \approx 10^{-10}$ м), що сили взаємодії між ними дуже великі. У кристалічних тілах частинки мають упорядковане взаємне розташування по всьому об'ємі – у цьому випадку має місце далекий порядок в упорядкуванні. Тепловий рух частинок твердого тіла зводиться в основному до коливань біля станів рівноваги.

У рідинах упорядковане розташування частково зберігається, але лише на невеликих відстанях від даної частинки. Крім того, окрема частинка тільки якийсь час (час осілого життя) коливається біля даного стану рівноваги, а потім переходить до іншого стану. У рідинах в набагато більшій мірі, ніж у твердому тілі, є елементи хаотичного руху.

2. У газах має місце тільки хаотичний (тепловий) рух. Одним із безпосередніх доказів існування цього хаотичного руху є броунівський рух. Стежачи за поведінкою однієї броунівської частинки, можна побачити, що вона здійснює складний рух. Чим менша маса, тим більша швидкість її руху, яка викликана поштовхами молекул рідини з частинками емульсії (броунівські частинки).

З молекулярно-кінетичної точки зору три стани речовини (газ, рідина і тверде тіло) відрізняються один від одного інтенсивностями взаємодії молекул і характером теплового руху.

Отже, основні положення молекулярно-кінетичної теорії наступні:

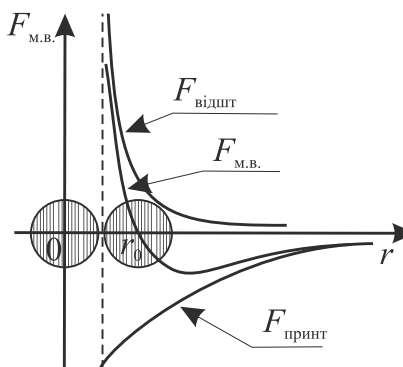


Рис. 5.1

а) усі речовини складаються з частинок (атомів і молекул), причому кількість різних видів атомів у природі обмежена;

б) частинки речовини перебувають у неперервному тепловому русі, причому цей рух є хаотичним (підтвердження – броунівський рух, дифузія);

в) частинки речовини взаємодіють між собою – у залежності від відстані між частинками вони притягуються чи відштовхуються (рис. 5.1). Сили, що діють між молекулами, називаються молекулярними. Природа їх електрична, тому що молекули – це електричні системи (складаються із окремих заряджених частинок – електронів і атомних ядер). Якби між молекулами не було

притягання, то всі речовини перебували б тільки у газоподібному стані. Лише завдяки силам притягання молекули утримуються одна біля одної та утворюють рідкі і тверді речовини.

На рис. 5.1 наведена залежність сил молекулярної взаємодії F_{mv} від відстані між центрами молекул. Ці сили є силами притягання й відштовхування і є короткодійними силами. На відстані $r = r_0$ результуюча сила молекулярної взаємодії $F_{mv} \approx 0$ ($r_0 \approx 10^{-10}$ м).

Якщо $r < r_0$, переважають сили відштовхування, а при $r > r_0$ – сили притягання (рис. 5.1).

3. Фізичні властивості макроскопічних систем вивчаються двома взаємно доповнюючими один одного методами: молекулярно-кінетичним (статистичний) і термодинамічним.

Молекулярно-кінетичний метод ґрунтується на уявленні про те, що всі речовини складаються з частинок, які хаотично рухаються. Оскільки кількість частинок величезна, то можна, застосовуючи закони статистики, знайти певні закономірності для всієї речовини в цілому.

Термодинамічний метод не використовує уявлень про молекулярну будову речовини, а характеризує її стан величинами, безпосередньо доступними виміру, наприклад, тиск P , об'єм V , температура T .

За допомогою термодинамічного методу вивчаються властивості речовини без урахування молекулярних процесів, що протікають у ній, тому висновки цього методу мають більшу надійність, ніж висновки на основі молекулярно-кінетичного методу. Дійсно, термодинаміка у всіх своїх висновках спирається в основному на два принципи:

а) перший принцип стверджує положення про постійність енергії для ізольованої системи (закон збереження енергії для теплових процесів);

б) другий принцип стверджує факт одnobічності самовільного переходу теплоти від гарячих тіл до холодних.

За допомогою молекулярно-кінетичного методу встановлюються закони протікання різних процесів у речовині на підставі вивчення їхньої молекулярної структури та механізму взаємодії окремих молекул між собою. Наприклад, тиск газів на стінки

посудини є результатом передачі імпульсів молекулами стінки при їхньому хаотичному русі.

Кожний з цих методів не можна розглядати ізольовано один від одного, вони пов'язані між собою і доповнюють один одного.

4. Стан речовини, у тому числі і газу, визначається всією сукупністю його властивостей у заданий момент часу. При визначенні властивостей речовини необхідно використовувати такі величини, які можна вимірювати дослідним шляхом. Ці величини, що характеризують стани речовини, називаються параметрами стану. До них відносяться такі: об'єм (V), займаний даною масою речовини; тиск (P); температура (T); молярна маса та ін.

Для газу об'єм V – цей параметр не вимагає особливого пояснення, тому що об'єм газу завжди збігається з об'ємом посудини, в яку газ поміщений. Одиниця вимірювання об'єму – кубічний метр (м^3).

Тиск газу P – внутрішній параметр, він залежить від середньої кінетичної енергії поступального руху молекул (5.11).

Температура T тіла – цей параметр визначає ступінь нагрівання тіла. Поняття «ступінь нагрівання» пов'язане з безпосереднім відчуттям нами стану тепла і холоду.

Сучасна теорія будови речовини є атомістичною теорією, причому теплота пов'язується з хаотичним рухом атомів і молекул речовини. Розглядаючи теплоту як форму енергії, ми повинні її пов'язати з кінетичною енергією руху частинок. Чим більше нагріте тіло, тим більша і кінетична енергія його частинок.

Кінетичну енергію руху частинок, так само як і температуру, можна розглядати як міру теплового руху. Тому можна припустити, що температура і кінетична енергія пов'язані між собою і пропорційні одна одній.

Швидкості руху частинок різні, тоді макроскопічною характеристикою теплового руху вважається середня кінетична енергія їх руху:

$$W_K = m\overline{v^2} / 2. \quad (5.1)$$

Цю величину вважають пропорційною температурі, тобто середня кінетична енергія частинок є мірою температури тіла. Насправді ж як міра температури T береться не сама кінетична енергія частинок, а $2/3$ цієї величини,

$$T = \frac{2}{3} W_K = \frac{1}{3} m\overline{v^2}. \quad (5.1a)$$

У такому випадку температура вимірюється в одиницях енергії (Дж). Для того щоб виразити температуру в градусах, потрібно ввести відповідний коефіцієнт, який показує, скільки джоулів відповідає одному градусу. Він називається сталою Больцмана (k) і, як показують вимірювання, дорівнює: $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Тоді співвідношення між температурою (у градусах) і кінетичною енергією руху частинок (у джоулях) приймає такий вигляд: $kT = 1/3 m \overline{v^2}$.

Звідси середня кінетична енергія (якщо цей вираз помножити і поділити на 2)

$$W_k = 3kT/2. \quad (5.2)$$

Отже, температура є статистичною величиною, і поняття температури має сенс лише для колективу частинок. Поняття температури втрачає сенс щодо газу в космічному просторі, де практично немає молекул.

5. Згідно з (5.2) при $T = 0$ К тепловий рух у тілах припиняється: дійсно з формули $m\overline{v^2}/k = T = 0$ К може бути, якщо $\overline{v^2} = 0$ К і відповідно $v \approx 0$. Ця температура і називається абсолютним нулем. Однак при $T = 0$ К відсутній не будь-який рух, а лише тепловий рух самих атомів, тому що рух електронів в атомах цілком зберігається і при температурі абсолютного нуля. Температура, що дорівнює абсолютному нулю, у лабораторних умовах недосяжна. Тіло з температурою $T = 0$ К дає можливість побудувати вічний двигун другого роду, що суперечить другому принципу термодинаміки (8.9). Від температури залежить стан речовини та її властивості.

Температуру не можна вимірювати безпосередньо, її значення визначають за зміною якоїсь властивості речовини, наприклад, залежності від температури об'єму (рідинні термометри), довжини (металеві термометри), електричного опору (термометри опору) тощо.

Для вимірювань температури використовують різні термічні тіла й термометричні шкали.

Так, за шкалою Цельсія початок відліку температури (0°C) відповідає температурі танення льоду, а 100°C – температурі кипіння води при тиску $1,013 \cdot 10^5$ Па.

Різниця температур між цими двома основними (реперними) точками, поділена на 100, відповідає одному градусу за шкалою Цельсія і позначається °C.

Температурна шкала, яка не залежить від вибору термічного тіла, встановлюється другим принципом термодинаміки і називається термодинамічною шкалою температур, або шкалою Кельвіна. Одиницею вимірювання температури за цією шкалою є Кельвін (1 K). Температура T за шкалою Кельвіна та температура t за шкалою Цельсія пов'язані формулою $T = t + 273,15$.

Шкала Кельвіна побудована за однією реперною точкою – потрійною точкою води (вода одночасно перебуває у рівновазі у трьох фазах): твердій, рідкій та газоподібній. Для води цю температуру вважають такою, що дорівнює 273,15 K (§ 6.7).

Абсолютний нуль – температура, на 273,15 K нижча за температуру потрійної точки води.

Окрім шкали Цельсія й Кельвіна, застосовуються ще температурні шкали Фаренгейта (°F), Реомюра (°R).

За шкалою Фаренгейта температура танення льоду (0°C) відповідає 32°F, а температура кипіння води при тиску $1,013 \cdot 10^5$ Па дорівнює 212°F (100°C).

За шкалою Реомюра точка 0°C збігається з 0°R, точка 100°C відповідно – 80°R.

Отже, 1°F відповідає $100/180 = 5/9$ градуса Цельсія ($5/9^\circ\text{C}$) і $1^\circ\text{R} = 5/4^\circ\text{C} = 9/4^\circ\text{F}$.

§ 5.2. Кількість речовини. Молярна маса. Рівняння стану. Ідеальний газ. Рівняння Клапейрона–Менделєєва. Основні закони ідеального газу. Тиск газу. Основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії газу

1. Макроскопічні тіла складаються з безлічі частинок. Маси окремих молекул відрізняються одна від іншої, тому однакова кількість молекул або атомів різних речовин має різну масу.

Прийнято порівнювати кількість цих частинок у певній речовині з кількістю атомів, які містяться в 0,0012 кг вуглецю ^{12}C .

Один моль – кількість речовини, у якій міститься стільки ж молекул або атомів, скільки у вуглецю ^{12}C масою 0,0012 кг. Це означає, що в одному молі будь-якої речовини міститься однакова кількість частинок.

Кількість молекул або атомів, що її містить моль будь-якої речовини, називають числом Авогадро $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$.

Відносну кількість молекул або атомів у речовині характеризують фізичною величиною, яку називають кількістю речовини. Це відношення кількості N молекул (атомів) у даному тілі до сталої Авогадро (N_A), тобто до кількості атомів в одному молі речовини: $\vartheta = N / N_A$. Одиниця кількості речовини – моль. На практиці використовують і кіломоль: $1 \text{ кмоль} = 10^3 \text{ моль}$.

Маса одного моля речовини називається молярною масою μ . Вона дорівнює $\mu = m_o N_A$, де m_o – маса молекули. Одиниця молярної маси – 1 кг/моль .

Маса речовини виражена через масу однієї молекули: $M = m_o N$, а кількість речовини в молях дорівнює відношенню маси речовини до її молярної маси, тобто: $\vartheta = M / \mu$.

Маси окремих молекул і атомів дуже малі. Наприклад, маса однієї молекули води дорівнює $3 \cdot 10^{-26} \text{ кг}$. Для зручності маси молекул і атомів виражають у відносних одиницях, тобто їх маси порівнюють з $1/12$ маси атома вуглецю ${}^{12}_6\text{C}$.

Відотною молекулярною (або атомною масою речовини M_z) називають відношення маси молекули або атома m_o даної речовини до $1/12$ маси атома вуглецю m_{oc} , тобто: $M_z = \frac{m_o}{1/12 m_{oc}}$.

Відносна молекулярна маса всіх хімічних елементів складається з відносних мас атомів, що входять до складу молекули. Так, відносна молекулярна маса води (H_2O) складається з двох атомних мас водню й однієї маси кисню: $M_z = 2 \cdot 1,0079 + 15,9994 = 18,015 \approx 18$.

2. Залежно від зовнішніх умов одна і та ж система (тверде тіло, рідина, газ або їх суміш) може мати різні властивості або різні стани. Стан системи задається параметрами – сукупністю фізичних величин, що характеризують властивості системи.

Якщо система знаходиться при незмінних зовнішніх умовах, то такий стан називається стаціонарним, тобто її параметри залишаються без зміни скільки завгодно довго. Параметри стану (P , T , V) та інші змінюються тільки при взаємодії системи із зовнішніми тілами. Характерно, що зміна одного з параметрів, наприклад, об'єму, викликає зміни інших параметрів, наприклад, тиску. При цьому між параметрами стану зберігається певна залежність.

Функціональна залежність, що існує між параметрами стану, називається рівнянням стану, де кожна з перемінних є функцією двох інших: $f(P, T, V) = 0$.

Так, між тиском P , об'ємом V і температурою T існує зв'язок у вигляді функції: $P = f(T, V)$.

Це є найпростішим рівнянням стану в неявному вигляді. Явний вигляд функції f залежить від властивостей речовини.

Найпростішою системою частинок є газ. Вивчення властивостей газу має і велике практичне значення, тому що газообмін визначає стан усієї біосфери Землі. Газ – робоче тіло теплових двигунів тощо.

Введемо поняття ідеального газу. Газ називають ідеальним, якщо він задовольняє наступним умовам:

а) власний об'єм молекул газу настільки малий у порівнянні з об'ємом посудини, у якому знаходиться газ, що ним можна знехтувати;

б) сили взаємодії між молекулами газу відсутні (або настільки малі, що ними можна знехтувати);

в) зіткнення молекул газу між собою і зі стінками посудини абсолютно пружні.

Таким умовам задовольняють гази при малих густинах.

У найбільш загальному вигляді зв'язок між параметрами стану, тобто рівняння стану для ідеального газу, має такий вигляд:

$$PV = \frac{M}{\mu} RT, \quad (5.3)$$

а для одного моля ($M / \mu = \nu$):

$$PV = RT, \quad (5.4)$$

де M – маса газу, μ – молярна маса, R – універсальна газова стала ($R = 8,31$ Дж/моль·К). Фізична сутність газової сталої R полягає в тому, що вона чисельно дорівнює роботі, виконаній одним молем газу при його нагріванні на 1К при постійному тиску:

$$R = \left(\frac{PdV}{dT} \right)_{P=const} = \left(\frac{dA}{dT} \right)_{P=const}.$$

Рівняння (5.3) є узагальненим рівнянням стану ідеального газу, і його називають рівнянням Клапейрона–Менделєєва. За допомогою цього рівняння розв'язують задачі на обчислення тиску, об'єму та інших величин.

У метеорології користуються молярною універсальною

газовою сталою $R_\mu = R/\mu$. Для сухого повітря $\mu = 28,966 \cdot 10^{-3}$ кг/моль і рівняння (5.3) записують, щоб у нього входила густина ρ : $P = \rho R_\mu T$.

3. Нехай у посудині об'єму V знаходиться суміш не реагуючих газів. Назвемо парціальним тиском i -компоненти суміші, її тиск на стінки посудини, коли б вона одна заповнювала весь об'єм. Дальтон установив дослідним шляхом наступний закон для суміші газів, які не вступають у хімічні реакції: тиск у газовій суміші дорівнює сумі парціальних тисків газів:

$$P = \sum_{i=1}^N P_i, \quad (5.5)$$

де N – кількість компонентів суміші.

Тоді рівняння стану (5.3) для суміші ідеальних газів матиме вигляд:

$$PV = RT \sum_{i=1}^N M_i / \mu_i, \quad (5.6)$$

де M_i і μ_i – маса і молярна маса i -ї компоненти суміші. Закон Дальтона є наслідком відсутності взаємодії молекул ідеального газу.

За законом Авогадро, молі будь-яких газів при однакових тисках і температурах займають однакові об'єми. Так, при нормальних умовах моль будь-якого газу займає об'єм, що дорівнює $22,41 \cdot 10^{-3}$ м³.

При переході газу з одного стану в інший параметри його змінюються. У тому випадку, коли маса газу постійна, а з трьох параметрів (P , V , T) при зміні стану газу один параметр залишається постійним, процес переходу називається ізопроцесом. Наприклад, ізотермічний процес здійснюється при сталій температурі ($T = \text{const}$) системи й описується законом Бойля–Маріотта: при сталій температурі для певної маси газу $M = \text{const}$ добуток тиску на об'єм газу є величиною сталою (5.4), тобто:

$$PV = \text{const}. \quad (5.7)$$

Це рівняння називають рівнянням ізотермічного процесу.

Графічно закон (5.7) зображується гіперболою (рис. 7.2, крива 3), її називають ізотермою.

Ізобарний процес відбувається в газі при сталому тиску ($P = \text{const}$), і, як випливає з (5.4),

$$V/T = \text{const}. \quad (5.8)$$

Це рівняння називають рівнянням ізобарного процесу. Воно виражає закон Гей-Люссака. Залежність об'єму певної маси газу від температури при сталому тиску записують інакше:

$$V = V_0 (1 + \lambda t),$$

тобто об'єм певної маси газу при сталому тиску зростає лінійно із зростанням температури. Тут V – об'єм газу при температурі $t^\circ \text{C}$, V_0 – об'єм при 0°C , λ – термічний коефіцієнт об'ємного розширення. Він для всіх ідеальних газів має однакове значення:

$$\lambda = \frac{1}{273,15} \text{K}^{-1}.$$

На рис. 7.2 ізобарний процес у координатах P, V зображується кривою 2.

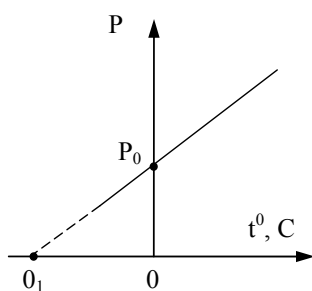


Рис. 5.1,а

Ізохорний процес відбувається при сталому об'ємі ($V = \text{const}$ – крива 1 на рис. 7.2) і описується законом Шарля: тиск певної маси газу при постійному об'ємі зростає лінійно із збільшенням температури:

$$P = P_0 (1 + \gamma t); \text{ або } P/T = \text{const}, \quad (5.9)$$

де P – тиск при температурі $t^\circ \text{C}$, P_0 – тиск при 0°C , величина γ називається термічним коефіцієнтом тиску. Для ідеального газу $\gamma = \lambda$. Графічне зображення цього закону показане на рис. 5.1,а (аналогічний графік у координатах V, t буде і для ізобарного процесу).

Якщо екстраполювати графік в область від'ємних температур (пунктирна лінія), то пряма перетне вісь абсцис у точці O_1 , при цьому $P = 0$. Оскільки в рівнянні (5.9) $P_0 \neq 0$, то множник $1 + \gamma t = 0$. Звідси $t = -1/\gamma$, тобто при $P = 0$, $t = -273,15^\circ \text{C}$, що відповідає абсолютному нулю ($T = 0 \text{K}$). У дійсності задовго до наближення до абсолютного нуля газ (крім гелію) стає твердим тілом, до якого

закони, отримані для ідеального газу, не можуть бути застосовані.

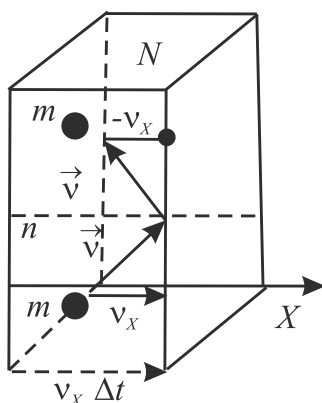


Рис. 5.2

4. Тепер розглянемо макроскопічні характеристики газу як сукупність величезної кількості молекул, які хаотично рухаються. Знайдемо тиск газу на стінки посудини. Відповідно до молекулярно-кінетичної теорії, існування тиску зумовлене ударами молекул об стінки посудини та передачею їм імпульсу віддачі.

Припустимо, що об стінку прямокутної посудини вдаряється молекула ідеального газу масою m , що рухається уздовж осі X зі швидкістю v_x (рис. 5.2). Оскільки удар пружний, то швидкості молекули до удару і після удару рівні за величиною, але змінюються за напрямом, тому молекула надає стінці імпульс: $mv_x - (-mv_x) = 2mv_x$.

Враховуючи, що рух молекул має хаотичний характер, то жоден напрям руху не має переваги перед іншим. Тому, якщо в прямокутнику N молекул, то можна вважати, що $\frac{1}{2} N$ молекул рухається до стінки площею S паралельно осі X , а їх швидкості: $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = 1/3 \overline{v^2}$, де $\overline{v^2}$ – середня квадратична швидкість газових молекул. Тоді стінка S одержить імпульс сили (2.7) за час Δt , який дорівнює

$$F\Delta t = 2mv_x \frac{1}{2} N = mv_x nV = mv_x^2 nS\Delta t = \frac{1}{3} mv^2 nS\Delta t. \quad (5.10)$$

Тут врахували, що зі стінкою S зіштовхуються ті молекули, що знаходяться в об'ємі V на відстані $v_x \Delta t$ від стінки, а n – концентрація молекул. Враховуючи формулу для тиску газу (4.1) з виразу (5.10), отримаємо:

$$P = \frac{2 \cdot mv^2 n}{2 \cdot 3} = \frac{2}{3} nW_k, \quad (5.11)$$

де W_k – середня кінетична енергія поступального руху молекули газу (5.1).

Рівняння (5.11) – це основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії газу. З (5.11) випливає, що тиск ідеального газу на стінки посудини дорівнює добутку концентрації молекул n на $2/3$ середньої кінетичної енергії поступального руху молекули. У такому розумінні тиск є статистичним параметром. Тому немає рації говорити про тиск однієї чи невеликої кількості молекул.

Поєднуючи формули (5.2) для середньої кінетичної енергії і (5.11) для тиску газу, дістанемо:

$$P = nkT, \quad (5.12)$$

тобто тиск газу пропорційний концентрації молекул n і його абсолютній температурі T .

§ 5.3. Атмосфера Землі. Атмосферний тиск. Барометрична формула. Температура атмосфери. Фізичні процеси в атмосфері. Прозорість і непрозорість атмосфери. Озонова діра. Парниковий ефект

1. Земля оточена величезним шаром повітря, який складається із суміші різних газів, водяної пари тощо. Атмосферою прийнято вважати ту область навколо Землі, у якій середовище обертається разом із Землею як єдине ціле. Атмосфера утримується поблизу земної поверхні силами тяжіння. Якби Земля не притягувала молекули повітря, то вони через тепловий рух розсіялися би у світовому просторі. Атмосфера будь-якої планети існує завдяки конкуренції притягання молекул і їх теплового руху.

Характеристиками фізичного стану атмосфери є такі параметри: густина, атмосферний тиск, температура, вологість, наявність твердих і рідинних домішок. Як відомо, повітря – це суміш газів: азоту N_2 (78,08 %); кисню O_2 (20,95 %); аргону Ar (0,94 %); вуглекислого газу CO_2 (0,03 %) та незначні концентрації гелію (He), водню (H_2), озону (O_3), метану CH_4 .

Хімічний склад атмосфери неперервно еволюціонував в історії Землі, як і її маса.

В атмосфері містяться аерозолі природного й антропогенного походження, які завжди мають у своєму складі сульфати, органічні сполуки і твердий вуглець (сажа різного вигляду).

Густина атмосферного повітря у поверхні Землі $(1,24 \div 1,30) \text{ кг/м}^3$. З висотою значення густини повільно зменшується і на висоті $(60 \div 70) \cdot 10^3 \text{ км}$ досягає значення густини міжпланетного простору $\sim 10^{-21} \text{ кг/м}^3$. Маса атмосфери можна оцінити з наступних міркувань. Сила, з якою атмосфера тисне на поверхню Землі, дорівнює: $F = P_o S_z = P_o 4\pi R_z^2$. Ця сила визначається законом Ньютона (2.2) $F = M_{am} g$. З цих формул дістаємо $M_{am} = 4\pi R_z^2 P_o / g \approx 5,3 \cdot 10^{18} \text{ кг}$.

Водяна пара в атмосфері займає від 0,1 до 3 %. Атмосфера відіграє важливу роль у тепловому балансі Землі. Вуглекислий газ і водяна пара атмосфери суттєво поглинають теплове випромінювання Землі, захищаючи її від охолодження (воно не поширюється у космос).

Сила, що діє на кожен квадратний метр поверхні Землі на рівні моря, досягає приблизно 10^5 Н . Оскільки прискорення сили

тяжіння g на висоті декількох кілометрів мало відрізняється від $9,8 \text{ м/с}^2$, то можна оцінити масу стовпа повітря над 1 м^2 поверхні Землі на рівні моря ($F = mg$):

$$m \approx \frac{F}{g} \approx \frac{10^5 \text{ Н}}{9,8 \text{ м/с}^2} \approx 10^4 \text{ кг}.$$

Якби плита розміром $1 \text{ м} \cdot 1 \text{ м}$ і масою 10^4 кг була поміщена на тіло людини, то людина була б знищена. Однак людина, живучи на дні величезного повітряного океану, не відчуває дії такої маси і відповідно атмосферного тиску, який дорівнює приблизно 10^5 Н/м^2 . Такий тиск діє з двох сторін на всі органи тіла людини відповідно до закону Паскаля (§ 4.1).

2. Атмосферний тиск на будь-якій висоті h зумовлений вагою вищележачих шарів повітря. Тоді зміна тиску dP з висотою dh дорівнює:

$$dP = -\rho g dh, \quad (5.13)$$

де ρ – густина повітря на висоті h , знак «мінус» через те, що зі збільшенням висоти тиск зменшується.

За умов, близьких до нормальних, повітря мало відрізняється за своїм поведінням від ідеального газу, тоді з рівняння (5.3) знайдемо густину повітря:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{P\mu}{RT}. \quad (5.14)$$

Зі зміною висоти від 0 до h тиск зменшується від P_0 до P . Тоді з формул (5.13) і (5.14) випливає, що:

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = - \int_0^h \frac{\mu g dh}{RT}. \quad (5.15)$$

Відповідно до сучасних уявлень, атмосфера складається з ряду шарів (тропосфера, стратосфера, мезосфера й іоносфера), які відрізняються один від одного розподілом температури за висотою.

Вважаючи, що температура постійна (випадок ізотермічної атмосфери), з (5.15) інтегруючи отримаємо:

$$\ln P - \ln P_0 = -\frac{\mu g h}{RT},$$

а потенціюючи останнє співвідношення знаходимо, що

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} = P_0 e^{-\frac{m g h}{kT}}, \quad (5.16)$$

де P_0 – тиск на висоті $h = 0$ (на рівні моря), μ – молярна маса, m – маса молекули повітря, e – основа натуральних логарифмів. Тут врахували, що $\mu = mN_A$ та $kN_A = R$. Вираз (5.16) називається

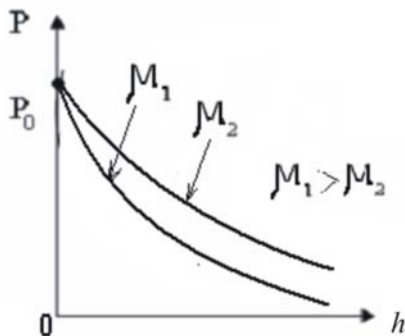


Рис. 5.3

барометричною формулою. З неї випливає, що атмосферний тиск із висотою убиває за експоненціальним законом (рис. 5.3). Відомо, що на кожні 15 км тиск зменшується на порядок, а на висоті $h \sim 100$ км тиск в 10^6 разів менше, ніж у поверхні Землі. Вище починається навколосемний космос. У показник експоненти (5.16) входить маса молекули m і молярна маса μ .

Отже, концентрація більш важких молекул буде убивати швидше ($\mu_1 > \mu_2$). Тому на великих висотах в атмосфері більше атомів гелію і водню в порівнянні з киснем і азотом (рис. 5.3). Зазначимо також, що в розподілі молекул в атмосфері з висотою визначається не тільки формулою (5.16), але і хімічними реакціями.

Формулу (5.16) використовують для визначення висоти над Землею шляхом вимірювання тиску на даній висоті, враховуючи поправку на зміну температури атмосфери.

Зменшення концентрації молекул з висотою залежить також від прискорення сили тяжіння g і відповідно від маси планети (3.4). Чим менше g , тим далі від планети поширені молекули атмосфери, і зрештою вони можуть залишати її. Тому на малих планетах, наприклад на Місяці, атмосфери немає ($g = 1,62 \text{ м/с}^2$).

Атмосферний тиск також зменшується зі зростанням у повітрі кількості водяної пари, тому що маси молекул водяної пари менші за маси молекул повітря.

3. Температура атмосфери змінюється як у горизонтальному, так і у вертикальному напрямку.

Атмосферу поділяють на чотири основні шари: тропосферу, стратосферу, мезосферу й термосферу.

Тропосфера – це приземний шар атмосфери, який простягається до висот 18 км. У полярних широтах товщина тропосфери змінюється до 6-10 км. У тропосфері зосереджено до 80% маси усієї атмосфери.

Тепло Землі поглинає водяна пара й вуглекислий газ, а тому відбувається нагрів тропосфери знизу. У вертикальному напрямку температура спадає зі швидкістю $(6-7) \text{ K/км}$, у горизонтальному – на $(6-7) \text{ K}$ через 500-600 км.

Тропосфера – це найщільніший шар атмосфери. Тут відбуваються різні метеорологічні явища. На верхній межі тропосфери тиск не перевищує $2,6 \cdot 10^3 \text{ Па}$.

У стратосфері від верхньої межі тропосфери до висот 25-30 км вертикальний розподіл температури характеризується відносною її сталістю, а надалі невеликим зростанням до 270 K за рахунок поглинання озonom ультрафіолетового випромінювання Сонця.

Стратосфера простягається до висот 50-55 км. Внаслідок вимерзання водяної пари у верхніх шарах тропосфери у стратосфері практично не відбувається поглинання інфрачервоного випромінювання, що поширюється від Землі. Променева теплопровідність (§ 5.8) стратосфери значно вища, ніж тропосфери. Цим пояснюється стабільність її температури. Тиск на верхній межі знижується до $3 \cdot 10^2 \text{ Па}$.

На висотах 50-85 км розташований шар низьких температур атмосфери, який називають мезосферою. Температура тут падає до 170-140 K. В цю область газової оболонки вже не надходить теплове інфрачервоне випромінювання від земної поверхні. Тиск падає до 7 Па .

Над мезосферою вище 85 км температура починає зростати і на рівні приблизно 400 км досягає максимального значення 1000 K. В період сонячної активності вона збільшується до 1800 K. Вище 400 км температура не змінюється. Ця область ізотермії і називається термосферою. У термосфері газ існує як слабоіонізована плазма, яка утворюється під впливом сонячного випромінювання шляхом іонізації атмосферного кисню й азоту.

Отже, термосферу інколи називають іоносферою. Термосфера простягається до висот 1200 км і далі до 20000 км переходить в протоносферу – водневу корону Землі. Протоносфера складається із іонізованого водню із незначними домішками гелію. Тиск зменшується до 10^{-9} Па .

Характер зміни температури атмосфери Землі та інші її параметри досліджуються за допомогою безпосередніх і посередніх методів. Безпосередні методи використовують прилади: термометри,

барометри тощо. Їх встановлюють на метеозондах, повітряних кулях, ракетах і супутниках.

Посередні методи використовують зондування атмосфери оптичними, акустичними або радіохвилями (з поверхні Землі або зі супутників і ракет), які випромінюються й приймаються спеціальними локаторами.

4. Барометрична формула (5.16) була одержана з уявлень, що атмосфера є статичним утворенням, тобто температура її не змінюється й відсутній вітер. Насправді атмосфера – це динамічна оболонка Землі. В атмосфері спостерігається напрямлений рух (вітер) і макроскопічний вихровий рух (турбулентність).

З розподілом атмосферного тиску біля поверхні Землі пов'язані напрям та сила вітру, тому що більш сильний тиск видавлює повітря у зони з більш низьким тиском.

Отже, вітер повинен дуети у напрям, перпендикулярному до ізобар (на кожній лінії тиск однаковий), тобто туди, де тиск зменшується найбільш швидко. Проте мапи вітрів показують інше.

На напрям руху вітру впливає сила Коріоліса (2.33). На частинки повітря, що рухаються у Північній півкулі, діє сила Коріоліса, яка відхиляє їх праворуч, а у Південній півкулі – ліворуч за рухом. У зв'язку з цим напрям руху вітру утворює кут приблизно у 45° з напрямом ізобар.

Ще більш цікавий вплив сили Коріоліса на напрям вітрів у зонах максимального і мінімального атмосферного тиску. Внаслідок дії сили Коріоліса повітря, відходячи від зони високого тиску, не стікає в усі боки по радіусах, а рухається уздовж кривих ліній – спіралях.

Такі спіральні повітряні потоки закручуються в один і той же бік і створюють у зоні високого тиску круговий вихор, який переміщує повітряні маси за годинниковою стрілкою.

Таке саме відбувається і у зоні зниженого тиску. Якщо сила Коріоліса відсутня, повітря стікалося б до цієї зони рівномірно по радіусах. Однак при переміщенні повітряні маси відхиляються праворуч. У такому випадку утворюється круговий вихор, що рухає повітря проти годинникової стрілки, тобто створюється турбулентність (§ 4.2).

Вітри у зоні низького тиску називають циклонами, вітри у зоні високого тиску – антициклонами.

Циклони виникають в областях приземного шару атмосфери з низьким атмосферним тиском, де вітри дмуть від периферії до центру. Антициклони – область підвищеного атмосферного тиску, де повітря розтікається від центру до периферії.

Максимальний розмір турбулентних вихрів порядку одиниць кілометрів. Головна властивість макроскопічного вихрового руху (турбулентності) полягає в тому, що утворений вихор розпадається на більш дрібні, а вони – на ще більш дрібні й так далі, до тих пір, поки число Рейнольдса (4.15) не стає порядку одиниці. Турбулентність в атмосферних процесах відповідає за переміщення газу.

Біля поверхні Землі швидкість вітру V_e може досягати у середньому приблизно 10 м/с (при урагані 30-40 м/с), а на великих висотах $v_e \leq 50-100 \text{ м/с}$. Характерний час перенесення повітряних мас $t \approx R_z / v_e \approx 6,4 \cdot 10^6 \text{ м} / 10 \text{ м/с} \approx 6,4 \cdot 10^5 \text{ с} \approx 7 \text{ діб}$.

Такого ж порядку і час змінювання погоди. Між повітряними масами з різними фізичними властивостями виникають перехідні зони, їх називають атмосферними фронтами.

Крім циклонів і антициклонів існують постійні повітряні течії – пасати. Вони виникають завдяки нерівномірному нагріву земної поверхні. Найбільш нагріта приєкваторіальна область, ніж приполярна, тому що сонячні промені падають на поверхню Землі паралельно екваторіальній площині. При такому розподілі променевої енергії Сонця в екваторіальній зоні утворюються потоки теплого повітря і внаслідок конвекції (§ 5.8) піднімаються уверх до висот верхньої межі тропосфери. Там повітряний потік під дією сил тяжіння розділяється на дві частини, які рухаються до полюсів, де висота тропосфери нижча. Біля полюсів повітря охолоджується і опускається униз. Потім повітря рухається назад до екватора для компенсації зменшеної маси повітря, що сталося (§ 5.7).

Проте реальна картина ускладнюється тим, що температура повітря, яке піднімається над екватором, різко спадає на великих висотах, вологість його і тиск зменшуються. Вплив цих факторів і сили Коріоліса приводять до того, що така циркуляція повітря не досягає полюсів і закінчується в широтах близько 30°.

Вище цих широт у Північній та Південній півкулях утворюються ще дві стійкі циркуляції зі спадними потоками у зоні

полюсів.

У розглянутій моделі рух вітрів відбувається уздовж меридіанів. Із урахуванням сили Коріоліса пасати дмуть не у меридіальному напрямі, а відхиляються праворуч у Північній півкулі і ліворуч у Південній півкулі.

У районах поширення пасатів над океанами, особливо над областями холодних океанських течій, температура у нижніх шарах повітря нижча, ніж у верхніх, що затримує розвиток висхідних потоків повітря. Погода у цих районах характеризується малою хмарністю.

Біля екватора пасати обох півкуль розділені так званою зоною затишку. У цій зоні інтенсивно розвиваються висхідні потоки, утворюються дощові купасті хмари, бувають рясні зливи. На суходолі це переважно зона вологих тропічних лісів.

5. Для земної атмосфери характерне вибіркове поглинання електромагнітних випромінювань (§ 15.3). Якщо речовина не поглинає падаюче на неї проміння, тоді її називають прозорою до такого випромінювання і навпаки при поглинанні його – непрозорою.

Отже, атмосфера Землі є прозорою для проміння: видимого світла, інфрачервоного та довгохвильового ($\lambda > 3,15 \cdot 10^{-7} \text{ м}$) ультрафіолетового.

Проте атмосфера поглинає рентгенівське та ультрафіолетове ($\lambda < 3,15 \cdot 10^{-7} \text{ м}$) проміння, тобто вона непрозора для цих випромінювань.

Хмари, пил, дим, смоги зменшують (поглинають) кількість сонячної радіації, що надходить до Землі.

6. Основним джерелом надходження ультрафіолетового випромінювання природного походження є Сонце, основний поглинач – озон. Озон є видозмінна молекула кисню, яка налічує в собі три атоми O_3 . Він є дуже сильним окисником, на чому й засноване його застосування, наприклад, для знезараження води. У повітрі озон утворюється за рахунок молекул двоатомного кисню O_2 при ультрафіолетовому опромінюванні повітря, під час грому тощо.

Взаємодія озону з молекулами техногенного забруднення атмосфери при наявності сонячної радіації викликає руйнування

озонового шару. Ці місця озоносфери називають озоновими дірами. Озоновий шар, що знаходиться між висотами 18-25 км, є непрозорим для короткохвильового ультрафіолетового випромінювання і захищає живу природу на Землі від згубної його дії (виникають фізіологічні зміни в організмах тощо).

Метеорологи, які працюють у районах Південного полюса, свідчать, що озоновий шар над цим материком почав зменшуватися. У ньому виникла пульсуюча діра, вміст озону в якій менший від звичайного приблизно на 50%. Також виявлено озонову діру над Шпіцбергенем, але менших розмірів, ніж над Антарктидою. Якщо озон зникне зовсім, буде знищено усе живе на нашій планеті.

У земній атмосфері деякі гази (CO_2 , CH_4 , HNO_3 , SO_2 , CF_4 , водяна пара тощо) діють як скло в парнику: пропускають видиме випромінювання Сонця, але затримують теплове випромінювання Землі. Це викликає розігрівання Землі й, відповідно, підвищення температури приземного шару повітря. Такі гази сьогодні називають парниковими, а їх збільшення спричиняється виробничою діяльністю людини.

Парниковий ефект – підвищення температури повітря біля поверхні Землі – викликаний тим, що в атмосфері збільшується кількість газів, які поглинають інфрачервоне випромінювання Землі, тобто не пропускають його назовні. Цей ефект може привести до істотної зміни клімату Землі (збільшення температури) і відповідно до танення полярних льодових шапок та підйому рівня Світового океану. Це викличе затоплення багатьох прибережних ділянок Землі.

§ 5.4. Розподіл Больцмана. Розподіл Максвелла. Найбільш характерні швидкості газових молекул і атмосфера Землі

1. При розгляді кінетичної теорії газів передбачалося, що на молекули газу не діють ніякі сили, крім короткочасних сил при пружних зіткненнях. Насправді молекули будь-якого газу завжди знаходяться в полі тяжіння Землі. Унаслідок цього на кожную молекулу масою m діє сила тяжіння mg , і відповідно вона має потенціальну енергію (3.35).

Рівняння (5.12) і (5.16) дозволяють за відомими тиском і температурою визначити концентрацію газових молекул залежно

від їхньої потенціальної енергії, якщо замість тисків підставити концентрацію:

$$nkT = n_0 kT e^{-\frac{mgh}{kT}}, \text{ або } n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}. \quad (5.17)$$

Тут n та n_0 – концентрація молекул газу відповідно на висоті h та $h = 0$; mgh – потенціальна енергія молекули на висоті h ($mgh = W_{II}$).

Тоді вираз (5.17) запишемо так:

$$n = n_0 e^{-\frac{W_{II}}{kT}}. \quad (5.18)$$

У такому вигляді формула (5.18) називається розподілом Больцмана, і вона визначає розподіл числа частинок залежно від їхньої потенціальної енергії: там, де потенціальна енергія молекул більша, їхня концентрація менша. З (5.18) випливає також, що при $T = 0$ К (відсутній тепловий рух) усі молекули атмосфери знаходилися б на поверхні Землі (атмосфера не існує).

Розподіл Больцмана (5.18) відноситься не тільки до поля сил тяжіння, але і до будь-якого силового поля з потенціальною енергією W_{II} .

2. Унаслідок безперервного хаотичного руху швидкості газових молекул мають різні значення та напрями, причому через величезне число зіткнень, яких кожної секунди зазнає молекула, швидкість її змінюється безперервно. Тому не можна визначити число молекул, що мають точно задану швидкість v у даний момент часу, але можна підрахувати число молекул, швидкості яких мають значення, що лежать між деякими даними швидкостями v_1 і v_2 .

Розглянемо рівноважний стан ідеального газу, коли існує стійкий у часі розподіл молекул за швидкостями. Нехай із загального числа N молекул dN молекул мають швидкості в інтервалі від v до $v + dv$. Тоді можна стверджувати, що їх число $dN \sim N dv$, тобто залежить від числа молекул N і ширини інтервалу dv . Однак коефіцієнт пропорційності в цьому співвідношенні залежить від самої швидкості v , поблизу якої ми шукаємо число молекул dN , тому:

$$dN = f(v) N dv. \quad (5.19)$$

Цей коефіцієнт $f(v)$ визначає розподіл молекул за швидкостями і називається функцією розподілу. Як випливає з (5.19),

$$f(v) = \frac{dN}{N dv}. \quad (5.20)$$

Таким чином, функція розподілу молекул за швидкостями визначає відносне число молекул, швидкості яких перебувають в інтервалі від v до $v + dv$ поблизу швидкості v .

Задачу визначення функції розподілу (5.20) вирішив Клерк Максвелл на підставі теорії імовірності. Його формула (розподіл Максвелла) має такий вигляд:

$$dN = N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv, \quad (5.21)$$

де m – маса молекули, k – стала Больцмана, T – температура газу.

3. Якщо на осі ординат відкласти функцію розподілу (5.20), а по осі абсцис – швидкість v молекул при $T = \text{const}$, то функція розподілу графічно зображується кривою, наведеною на рис. 5.4.

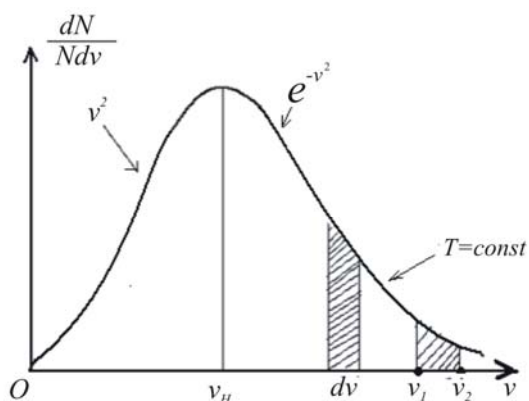


Рис. 5.4

Площа заштрихованої смуги dv під кривою показує, яка частина від загального числа молекул має швидкості, що знаходяться у даному інтервалі. Конкретний вид функції розподілу $f(v)$ залежить від роду газу (маси молекули m) і температури T . Зі збільшенням температури газу максимум кривої буде зміщатися убік

великих швидкостей. Отже, при нагріванні газу число молекул, що мають малі швидкості, зменшується, а число молекул з великими швидкостями збільшується. Крива розподілу швидкостей молекул проходить через початок координат і прямує до нуля при $v \rightarrow \infty$. Це означає, що немає молекул, які б не рухались, а також свідчить про те, що ймовірність наявності молекул з $v \rightarrow \infty$ близька до нуля.

Максимум кривої розподілу відповідає найбільш імовірній швидкості v_H . Цю швидкість (її має найбільше число молекул, рис. 5.4) можна знайти, якщо досліджувати на максимум розподіл Максвелла (5.21), не враховуючи постійний множник, який не залежить від швидкості. Тоді найбільш імовірна швидкість дорівнює:

$$v_H = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}, \quad (5.22)$$

де μ – молярна маса даного газу, R – універсальна газова стала.

Крім найбільш імовірної швидкості, для молекул газу характерні ще середня квадратична ($\overline{v^2}$) і середня арифметична (v_{ap}) швидкості.

Розподіл Максвелла (5.21) дозволяє знайти середню квадратичну швидкість молекули:

$$\overline{v^2} = v_{kv} = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2 dN = \int_0^\infty f(v) v^2 dv = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}, \quad (5.23)$$

середню арифметичну швидкість молекули:

$$v_{ap} = \frac{v_1 + v_2 + \dots + v_N}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i dN = \int_0^\infty f(v) v dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}. \quad (5.24)$$

Тут N – кількість молекул, v_i – швидкість окремої молекули.

Із зіставлення наведених формул (5.22; 5.23; 5.24) випливає, що всі швидкості зростають з ростом температури ($v \sim \sqrt{T}$) і убывають зі збільшенням маси молекул, крім цього: $v_{kv} > v_{ap} > v_n$.

Відповідно до розподілу Максвелла, серед молекул атмосфери є і такі, швидкість котрих більша другої космічної швидкості (3.42), тому що є ймовірність наявності молекул з великою швидкістю (рис. 5.4). Очевидно, що такі молекули покидають атмосферу і потрапляють у космос. Із значень для середніх швидкостей (5.23; 5.24) випливає, що ця ймовірність більша у молекул водню й гелію.

Знаючи густину атмосфери на великій висоті, можна оцінити кількість газу, що відлітає у космос. За час існування атмосфери весь водень за оцінками повинен був залишити атмосферу. Однак його концентрація стабільна, а тому є джерело, що підтримує цю рівновагу. Таким джерелом є молекули води, котрі під дією випромінювання Сонця розпадаються на водень та кисень.

§ 5.5. Реальні гази. Рівняння Ван-дер-Ваальса. Теоретичні й експериментальні ізотерми реального газу. Критичний стан речовини. Визначення критичних параметрів. Зрідження газів

1. Використання рівняння стану ідеального газу (5.3) стає проблематичним при збільшенні тиску і зниженні температури.

Газ, для опису властивостей якого необхідно враховувати сили міжмолекулярної взаємодії, називають реальним газом. Сили

міжмолекулярної взаємодії виявляються на відстанях $r \leq 10^{-9}$ м. Вони мають характер притягання і відштовхування залежно від відстані між центрами молекул (рис. 5.1). На відстанях 10^{-10} м і менше між молекулами переважають сили відштовхування, а на більш далеких (10^{-9} м і більше) – сили притягання. Такі сили діють одночасно.

Внесемо в рівняння стану ідеального газу

$$PV = RT \quad (5.25)$$

поправку b , що враховує власний об'єм молекул (сили відштовхування). Врахування кінцевих розмірів молекул призводить до того, що об'єм, доступний для вільного руху молекул, виявляється менше об'єму V , займаного газом, на деяку величину b , тобто:

$$P(V - b) = RT. \quad (5.26)$$

Теоретичні розрахунки показують, що величина b у чотири рази перевершує власний об'єм молекул ($b \approx 4NV_0$).

Сили притягання між молекулами породжують додатковий тиск, який називають внутрішнім (молекулярним) тиском P_i , і рівняння (5.26) набуває такого вигляду:

$$(P + P_i)(V - b) = RT. \quad (5.27)$$

Величину поправки P_i на внутрішній тиск обчислити не вдається. Можна лише вважати, що сила притягання F , яка діє на молекулу біля стінки посудини, пропорційна концентрації n . Сам тиск P_i також пропорційний n , а враховуючи, що $n = N/V$, то $P_i \sim 1/V^2$, тобто внутрішній тиск обернено пропорційний квадрату об'єму. Якщо ввести деякий коефіцієнт (поправку) a , то внутрішній тиск $P_i = a/V^2$.

Тоді рівняння стану реального газу для одного моля запишемо так:

$$(P + \frac{a}{V^2})(V - b) = RT. \quad (5.28)$$

Рівняння (5.28) отримане Ван-дер-Ваальсом і має його ім'я. Тут поправка a враховує сили притягання між молекулами. Поправки a і b , які залежать від природи газу, визначаються експериментально, і їх значення наводяться в довідкових таблицях.

Для будь-якої маси M газу рівняння Ван-дер-Ваальса (5.28) має таку форму:

$$(P + \frac{a g^2}{V^2}) (V - g b) = g R T, \quad (5.29)$$

де g – кількість молей (M / μ).

Як впливає з рівняння (5.27), реальний газ чинить на стінку посудини тиск, менший на величину P_i у порівнянні з ідеальним газом (5.25).

2. Рівняння Ван-дер-Ваальса (5.29) є кубічним рівнянням відносно об'єму V . Це означає, що при заданих P і T об'єм V може

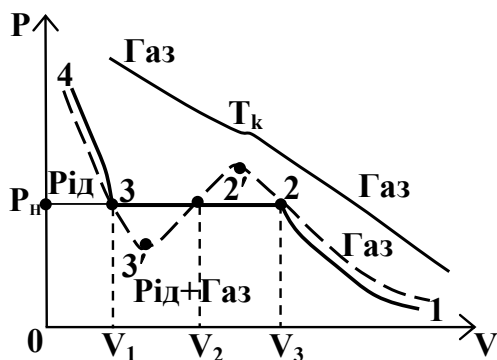


Рис. 5.5

приймати три різні значення. Дослідження рівняння (5.29) зручно зробити, розглядаючи ізо-терми Ван-дер-Ваальса. Для цього при даній температурі $T = \text{const}$ будують графічну залежність молярного об'єму (об'єм одного моля) від тиску (крива 1 – пунктиром, рис. 5.5).

Експериментальні ізоТЕРМИ можуть бути отримані шляхом стиснення газу в ізоТЕРмічних умовах і виміру тиску та об'єму (на рис. 5.5 – суцільні криві).

Видно, що теоретична й експериментальна ізоТЕРМИ на ділянках 1-2 і 3-4 приблизно збігаються. Речовина у газоподібному стані при $T < T_k$ називається парою, а пара, що знаходиться в рівновазі зі своєю рідиною, називається насиченою.

При особливих умовах експерименту (немає центрів конденсації) може бути отримана ділянка ізоТЕРМИ 2-2', що відповідає пересиченій парі, а також ділянка ізоТЕРМИ 3-3', яка відноситься до перегрітої рідини. Ці стани речовини нестабільні. Їх називають метастабільними станами. Вони легко руйнуються та переходять відповідно в рідкий і газоподібний стани. Ділянка ізоТЕРМИ 2'-3' відповідає абсолютно нестійкому стану речовини, який практично не може бути реалізований. Цей стан повинен характеризуватися незвичайними властивостями – зменшення об'єму повинно супроводжуватися також зменшенням тиску (рис. 5.5), але в природі завжди збільшення тиску супроводжується зменшенням об'єму.

Розглянемо процеси, що відбуваються при стиску реального газу. При зменшенні об'єму на ділянці 1-2 (рис. 5.5) із достатнім ступенем точності виконується закон Бойля–Маріотта (5.7). Це ділянка однофазного (газового) стану. На ділянці 2-3 зменшення об'єму відбувається без зменшення тиску. На цій стадії спостерігається зміна агрегатного стану – скраплення газоподібної речовини. Газ у цих умовах вважається насиченою парою. Речовина на ділянці 2-3 знаходиться в двофазовому стані, тобто частина газоподібної речовини перетворилася на рідину. Ордината P_n , що відповідає ділянці 2-3, визначає тиск насиченої пари або, як звичайно кажуть, пружність насиченої пари при даній температурі. Тиск P_n при різних температурах має різні, цілком певні значення.

Точка 3 відповідає стану, коли увесь газ переходить у рідину, а об'єм V_l – речовині в рідкому стані. Оскільки рідина практично не стискається, то подальша незначна зміна об'єму на ділянці 3-4 призводить до значної зміни тиску.

Ділянка 2-3 називається лінією конденсації. Зі зростанням температури лінії конденсації зменшуються і при деякій температурі перетворюються на точку перегину; їй відповідає критична температура T_k (рис. 5.5). Температурам вище критичної відповідає тільки газоподібний стан речовини. У цій області неможливий двофазовий стан речовини, і при жодних тисках газоподібний стан не може бути перетворений у рідкий. При температурах $T > T_k$ (рис. 5.5) ізотерми Ван-дер-Ваальса близькі до ізотерми ідеального газу (рис. 7.2).

Критична температура – це найвища температура, при якій газ може ще бути перетворений на рідину. Таким чином, рівняння Ван-дер-Ваальса (5.28) описує безперервний перехід між газоподібним і рідким станами речовини.

3. Тиск P_k і об'єм V_k , що відповідають точці перегину (T_k) на рис. 5.5, називаються критичними. Параметри T_k , P_k , V_k характеризують так званий критичний стан речовини. При ньому розходження у властивостях пари і рідини відсутні ($\rho_n = \rho_{pid}$). Отже, при критичній температурі, яка притаманна кожній речовині, зникає різниця між рідинним і газоподібними станами. Критичний стан характеризується неперервним переходом рідини у пару і пари у рідину. При цьому питома теплота паротворення та коефіцієнт поверхневого натягу дорівнюють нулю (§ 6.1).

Значення критичних параметрів через сталі a і b можна дістати з рівняння (5.28), оскільки для критичної точки (рис. 5.5) $dP/dV = 0$ і $d^2P/d^2V = 0$. Тоді: $V_K = 3b$; $P_K = a/27b^2$ і $T_K = 8a/27bR$.

Для різних речовин критичні параметри неоднакові. Так, критична температура води 374°C , водню – 240°C , гелію – 268°C . Низькі критичні температури газів створюють утруднення при їхньому зрідженні.

Гази, які мають критичну температуру вище 220 К, звичайно зріджують, стискаючи. Для отримання рідких газів з більш низькими критичними температурами використовують детандер-пристрій, в якому потрібної для зрідження газу температури досягають тим, що охолоджуваний газ виконує роботу не тільки проти сил притягання між молекулами (5.28), а й проти зовнішніх сил. У даний час усі гази отримані у рідкому стані.

За допомогою рідких газів досягають низьких температур близько 4,21 К (рідкий гелій). Коли рідкий гелій кипить при зниженому тиску, температуру його можна знизити до 0,69 К. Сьогодні наднизькі температури $T < 1$ К досягають за допомогою адіабатного розмагнічування.

Гази широко застосовуються і в техніці, і в побуті тощо. Їх використовують як робоче тіло у теплових двигунах. Будь-яка вогнепальна зброя застосовує силу тиску газів, які є продуктами згоряння вибухових речовин. Стиснуті гази, що горять, застосовуються при різанні металів і зварюванні; рідкий метан і пропан використовують як паливо.

Зріджені гази швидко випаровуються. З рідкого повітря шляхом нагрівання отримують азот (випаровується при 77 К), а потім – кисень при 90 К.

§ 5.6. Середня довжина вільного пробігу молекул. Ефективний діаметр молекул. Вакуум. Загальне уявлення про явища переносу

1. Хаотичний рух молекул газу і зіткнення між собою та стінками посудини призводять до того, що молекули порівняно повільно переміщаються з однієї точки простору в іншу. Введемо поняття довжини вільного пробігу λ . Вона представляє собою середню довжину шляху, який молекула проходить між двома послідовними зіткненнями. Отже, для розрахунку такого шляху

підсумовується довжина усіх відрізків λ_i від зіткнення до зіткнення, і цей загальний шлях треба поділити на число відрізків N , що дорівнює кількості зіткнень: $\lambda = \sum \frac{\lambda_i}{N}$,

де λ_i – довжина шляху від зіткнення до зіткнення, N – кількість зіткнень. Довжина вільного пробігу молекул у газоподібному стані за кімнатної температури становить $\lambda \approx 10^{-7}$ м.

Для середнього часу t між двома зіткненнями молекул величина $t \sim \lambda/v$, де v – середня арифметична швидкість теплового руху (5.24).

Середнє число зіткнень Z молекули за 1 с дорівнює:

$$Z = 1/t = v/\lambda. \quad (5.30)$$

Будемо вважати зіткненням лише таке зближення однієї молекули з іншою, при якому змінюється їх швидкість за величиною і напрямом.

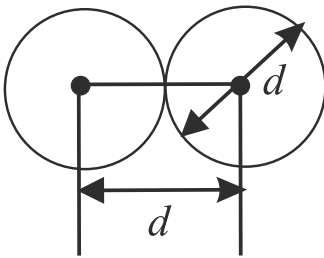


Рис. 5.6

Ефективним діаметром d молекул називається найменша відстань між центрами двох молекул, на яку вони можуть наблизитись при зіткненні (рис. 5.6). Ефективний діаметр молекул залежить від їх енергії, а отже, і від температури. Якщо енергія молекул збільшується, то молекули під час зіткнень наближаються ближче.

Розглянемо молекулу з ефективним діаметром d , яка рухається зі швидкістю v . Після кожного зіткнення молекула може змінювати напрям свого руху, але ми припустимо, що цього не відбувається і

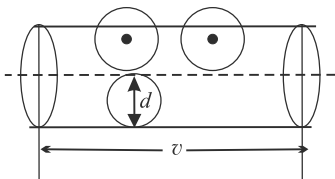


Рис. 5.7

всі молекули, крім даної, нерухомі. Тоді за 1 с дана молекула зіткнеться на своєму шляху з усіма молекулами, центри яких знаходяться всередині циліндра з площею основи πd^2 і довжиною v (вісь циліндра збігається з вектором $\vec{v}$) – рис. 5.7. Число таких молекул

N , відповідно і кількість зіткнень, дорівнює:

$$Z = N = nV = nSv = \pi d^2 nv,$$

де n – число молекул в одиниці об'єму (концентрація).

Якщо провести розрахунок з урахуванням руху всіх молекул, то одержимо:

$$Z = \sqrt{2} \pi d^2 nv = \sqrt{2} \sigma nv, \quad (5.31)$$

де $\sigma = \pi d^2$ називають ефективним поперечним перерізом зіткнення молекул. Отже, σ – це площа навколо даної молекули, де повинен розташуватися центр іншої молекули, щоб вона випробувала зіткнення.

Чим вища температура, тим більша кінетична енергія молекули (5.2) і тим ближче вона може наблизитися до даної молекули, переборюючи сили відштовхування, а значить, ефективний поперечний переріз σ зменшується з підвищенням температури.

Зіставляючи вирази (5.30), (5.12) і (5.31), маємо:

$$\lambda = \frac{v}{Z} = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n} = \frac{kT}{\sqrt{2}\sigma P}, \quad (5.32)$$

де P – тиск газу.

Формула (5.32) показує, що середня довжина вільного пробігу молекули при постійній температурі обернено пропорційна тиску газу. Очевидно, цей висновок справедливий за умови, що довжина вільного пробігу λ менше, ніж розміри ℓ посудини: при $\lambda = \ell$ довжина пробігу молекули λ не залежить від тиску.

Із виразу (5.32) видно, що якщо зафіксувати температуру газу і зменшувати тиск, то довжина вільного пробігу λ збільшується обернено пропорційно тиску. При зниженні тиску газу до 1 Па $\lambda \approx 1$ см. Вакуумом називають стан газу, при якому середня довжина вільного пробігу молекул порівняна або більша лінійного розміру ℓ посудини, в якій міститься газ. Розрізняють такі ступені вакууму: низький $\lambda \ll \ell$; середній $\lambda \leq \ell$; високий $\lambda > \ell$; надвисокий $\lambda \gg \ell$. Газ у стані високого вакууму називають ультрарозрідженим.

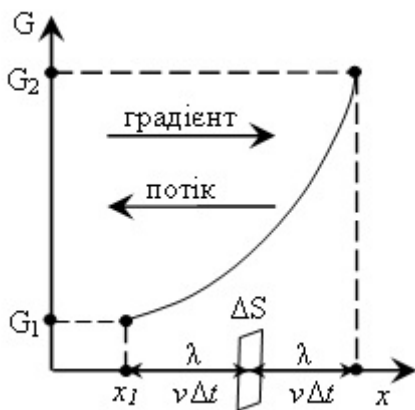


Рис. 5.8

2. Молекули внаслідок теплового руху переміщуються з одного місця в речовині в інше, що призводить до перенесення енергії, імпульсу і маси.

Явищами переносу називаються необоротні процеси, у яких відбувається просторове перенесення маси (дифузія), енергії (теплопровідність), імпульсу (внутрішнє тертя).

Розглянемо явища переносу в газах на основі молекулярно-кінетичної

теорії. Візьмемо два шари, перпендикулярні площині ΔS , на відстані довжини вільного пробігу (λ) від неї, і нехай G_1 і G_2 – значення величини, яка переноситься в цих шарах (рис. 5.8). Тоді за час Δt зліва направо проходять усі молекули, що рухаються в напрямку осі X , які знаходяться в момент t_0 всередині шару завтовшки $v\Delta t$ (рис. 5.8). Число таких молекул $1/6$ відносно повного їхнього числа N у шарі. Оскільки об'єм шару є $\Delta S v \Delta t$, а число молекул в одиниці об'єму дорівнює n , то за час Δt пройде зліва направо молекул: $\Delta N = \frac{1}{6} N = \frac{1}{6} n V = \frac{1}{6} n \Delta S v \Delta t$, де v – середня арифметична швидкість молекул.

Кожна молекула пролітає відстань $v\Delta t$ без зіткнення, переносить із собою величину G_1 , а всі ΔN молекул перенесуть:

$$q_1 = \Delta N G_1 = \frac{1}{6} n v G_1 \Delta S \Delta t.$$

Аналогічно і в зворотному напрямку буде перенесена величина:

$$q_2 = \Delta N G_2 = \frac{1}{6} n v G_2 \Delta S \Delta t.$$

Потік величини G , який переноситься через площину ΔS :

$$\Delta q = q_1 - q_2 = \frac{1}{6} n v (G_1 - G_2) \Delta S \Delta t. \quad (5.33)$$

У розглянутому випадку $G_1 - G_2$ є зміна величини G на відстані $x = 2\lambda$ (рис. 5.8):

$$G_1 - G_2 = -\frac{dG}{dx} 2\lambda. \quad (5.34)$$

Тут знак «мінус» через те, що градієнт і потік напрямлені протилежно (рис. 5.8). Із формул (5.33) і (5.34) дістаємо:

$$\Delta q = -\frac{1}{3} n v \lambda \frac{dG}{dx} \Delta S \Delta t. \quad (5.35)$$

Таким чином, величина потоку залежить від градієнта перенесеної величини dG/dX і від коефіцієнта переносу β , що для газів дорівнює:

$$\beta = \frac{1}{3} n v \lambda. \quad (5.36)$$

§ 5.7. Дифузія. Коефіцієнт дифузії. Дифузія через напівпроникні перетинки і капіляри. Осмос. Осмотичний тиск

1. Дифузія – це процес самовільного змішування та проникнення частинок речовини (газів, рідини, а також і твердих тіл), які дотикаються одна до одної.

Розглянемо стаціонарну дифузію у газі, певним чином підтримуючи сталими різниці густини у ньому. Дифузія зумовлена існуванням у системі градієнта концентрації (густини).

У процесі дифузії через площину ΔS (рис. 5.8) за час Δt переноситься маса речовини:

$$\Delta M = -D \frac{dC}{dx} \Delta S \Delta t, \quad (5.37)$$

де dC/dx – градієнт концентрації, D – коефіцієнт дифузії. Тут C – концентрація, і вона чисельно дорівнює відношенню маси даної речовини до об'єму (V) суміші. Якщо газ однорідний за складом молекул, то концентрацію заміняють густиною ρ . Тоді переноситься маса однієї речовини, й таку дифузію називають самодифузією. Знак «мінус» у формулі (5.37) означає, що маса переноситься убік зменшення концентрації. Фізичний зміст коефіцієнта дифузії: він чисельно дорівнює масі речовини, що переноситься через одиницю площини за одиницю часу при градієнті концентрації, яка дорівнює одиниці.

Рівняння (5.37) називається законом Фіка. Воно справедливе для газів і розчинів. Для твердих тіл, у яких характер теплового руху – це коливання молекул біля положень рівноваги, рівняння (5.37) матиме інший вигляд.

Застосуємо до процесу дифузії рівняння (5.35) для суміші двох газів, склад якої змінюється вздовж осі x . Нехай молекули обох компонент мало відрізняються за масою, тобто $m_1 \approx m_2 \approx m$, а кількість молекул в одиниці об'єму суміші $n = n_1 + n_2$, або концентрація $c = c_1 + c_2$. При дифузії газів перенесеною величиною є концентрація молекул, наприклад, першої компоненти c_1 , тобто $G(x) = c_1(x)/c$. Тоді рівняння (5.35) можна записати у такому вигляді:

$$\Delta M = -\frac{1}{3} v \lambda \frac{dc_1}{dx} \Delta S \Delta t. \quad (5.38)$$

Зіставляючи рівняння (5.37) і (5.38), одержимо, що коефіцієнт дифузії газів

$$D = \frac{1}{3} v \lambda \quad (5.39)$$

і має розмірність $\text{м}^2/\text{с}$.

Він пов'язаний із середньою арифметичною швидкістю руху молекул v і середньою довжиною вільного пробігу λ . Співвідношення (5.39) показує, що коефіцієнт дифузії обернено

пропорційний тиску газу, оскільки $\lambda \sim 1/P$, і прямо пропорційний квадратному кореню із температури, адже $v \sim \sqrt{T}$ (5.24).

Насправді коефіцієнт D зростає із підвищенням температури дещо швидше, ніж $\sqrt{T}$, тому що і λ залежить від температури (5.32).

У розріджених газах дифузія відбувається швидше, ніж у газах при великих тисках ($D \sim 1/P$), тому що довжина вільного пробігу $\lambda \sim 1/P$ (5.32).

Процес дифузії, який ми розглянули (рівняння 5.38), приводить до зникнення градієнта концентрації і перетворює неоднорідну газову суміш в однорідну.

Проте існує дифузія, причина якої – неоднакова температура у різних місцях суміші, яка називається термічною дифузією, (термодифузією). Явище термодифузії полягає в тому, що наявність у газовій суміші градієнта температури спричиняє виникнення різниці концентрацій компонент суміші у напрямі зменшення температури.

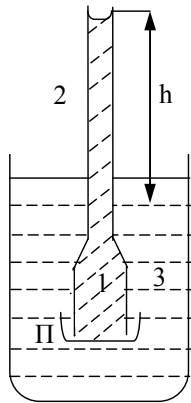


Рис. 5.9

Якщо у газовій суміші існує різниця тисків, то виникає також розділення газових сумішей, і така дифузія називається барочною дифузією (бародифузією).

Мікроскопічні механізми дифузії в рідинах і твердих тілах суттєво відрізняються від газів. У цих середовищах взаємодія частинок не носить характеру зіткнень і дифузія протікає значно повільніше. Так, дифузійні процеси у рідинах характеризуються груповими переходами молекул з одних положень рівноваги в інші.

2. Можлива також дифузія через пористі перешкоди, або напівпроникні перетинки (мембрани). Ці перетинки проникні для молекул одних компонент розчину і не проникні для інших.

Велика кількість мембран рослинного та тваринного походження пропускають воду, але затримують розчинений в ній цукор, солі та ін. Аналогічні напівпроникні перетинки утворюються також штучними способами.

Розглянемо процес дифузії через напівпроникні перетинки. Помістимо розчин цукру у воді у маленьку посудину 1, дном якої є напівпроникна перетинка П, а верхня її частина закінчується довгою трубкою 2 (рис. 5.9).

Нехай посудина 1 розміщена у більшій посудині 3, яка наповнена водою так, що рівні води та розчину збігаються. Напівпроникна перетинка пропускає воду (розчинник) і не пропускає розчин цукру у воді. Молекули розчиненої речовини чинять на перетинку і стінки посудини 1 тиск. Парціальний надлишковий тиск розчиненої речовини в розчині називають осмотичним. Цей тиск піднімає розчин у трубці 2 вгору і одночасно вигинає перетинку П у зворотному напрямі. Рівень розчину в трубці 2 підіймається доти, доки гідростатичний тиск піднятого стовпчика розчину не буде дорівнювати осмотичному тиску розчиненого цукру: $P_{осм} = \rho gh$, де ρ – густина розчину.

Пояснення цього процесу наступне: в момент опускання посудини 1 у воду 3 концентрація молекул води в посудині 1 менше, ніж у посудині 3; молекули води почнуть дифундувати туди, де їхня концентрація менша (в посудину 1).

Отже, підняття розчину в трубці 1 пов'язане з проникненням чистого розчинника в розчин через напівпроникну перетинку. Це явище називається осмосом. Осмос – одностороння вибіркова дифузія розчинника через напівпроникну перетинку від меншої концентрації до більшої.

Згідно із законом Вант-Гоффа, вираз для величини осмотичного тиску аналогічний закону Клапейрона–Менделєєва для ідеальних газів (5.3): $P_{осм} = C_M RT$, де C_M – молярна концентрація розчиненої речовини. Видно, що осмотичний тиск розчину пропорційний молярній концентрації та температурі.

Відомо, що оболонки клітин тваринних і рослинних організмів – це напівпроникні перетинки, і багато важливих обмінів речовин здійснюється через них: проникнення ґрунтових розчинів у кореневі волоски рослин тощо.

Виведення води з рослин у ґрунт – це обернений осмос, він є причиною непроростання рослин на солончаках. Явище осмосу застосовують для знесолення води.

§ 5.8. Теплопровідність. Коефіцієнт теплопровідності. Конвекція. Променевий теплообмін. Конвекція й променевий теплообмін у природі. Теплопередача у гірських породах

1. Теплота може бути передана від одного тіла (або його частини) до іншого за допомогою трьох різних процесів:

теплопровідності, конвекції, випромінювання. Усі види передачі теплоти задовольняють загальному правилу: теплота передається від більш нагрітого тіла до тіла менш нагрітого.

Теплопровідністю називається процес перенесення теплоти у суцільному середовищі, зумовлений наявністю в системі градієнта температури.

Процес теплопровідності у газах складається з безпосередньої передачі кінетичної енергії молекулярного руху від одних молекул до інших (сусідніх) при зіткненні, що і створює потік теплоти. Геофізики таку теплопровідність називають молекулярною теплопровідністю.

Загальний вигляд рівняння теплопровідності для кількості теплоти ΔQ був обґрунтований Фур'є:

$$\Delta Q = -\chi \frac{dT}{dx} \Delta S \Delta t, \quad (5.40)$$

де χ – коефіцієнт теплопровідності, одиниця вимірювання: Дж/(м·с·К), або Вт/(м·К); dT/dx – градієнт температури; Δt – час перенесення теплоти. Фізичний зміст коефіцієнта теплопровідності: він чисельно дорівнює кількості теплоти, що переноситься через площину в 1 м² за 1 с при градієнті температури 1 К/м.

Знак «мінус» у рівнянні (5.40) указує на те, що потік тепла напрямлений у бік зменшення температури.

Рівняння (5.40) характеризує явище теплопровідності з макроскопічної точки зору.

Застосуємо до процесу теплопровідності рівняння (5.35) для газів. Оскільки перенесеною величиною G у випадку теплопровідності є кількість теплоти, тобто $G = C_v T$, де C_v – теплоємність газу при постійному об'ємі (7.21), то рівняння (5.35) можна записати у такому вигляді:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} n v \lambda C'_v \frac{dT}{dx} \Delta S \Delta t. \quad (5.41)$$

Тут C'_v – теплоємність, розрахована на одну молекулу.

Зіставляючи рівняння (5.40) і (5.41), одержимо, що коефіцієнт теплопровідності газів: $\chi = \frac{1}{3} n v \lambda C'_v$.

Цьому виразу можна надати інший вигляд, помноживши і розділивши праву його частину на масу молекули m . Оскільки n – число молекул в одиниці об'єму, то $mn = \rho$ – густина газу, а

$C'_v / m = (C_v)_{\text{пит.}}$ – питома теплоємність при постійному об'ємі.
Отже:

$$\chi = \frac{1}{3} \rho v \lambda (C_v)_{\text{пит.}} \quad (5.42)$$

Коефіцієнт теплопровідності χ не залежить від тиску газу. Це впливає з того, що густина ρ прямо пропорційна тиску P (5.12), а середня довжина вільного пробігу λ обернено пропорційна тиску (5.32); швидкість молекул v і питома теплоємність газу від тиску не залежать. Однак при дуже низьких тисках χ починає залежати від тиску (зменшується).

Для техніки становить великий інтерес залежності коефіцієнта теплопровідності χ від типу газу, тобто від маси молекули газу:

$$\chi \sim \sqrt{1/m}, \text{ тому що швидкість молекули залежить від її маси (5.24).}$$

Видно, що найбільш висока теплопровідність газу, молекули якого мають найменшу масу m . Водень відноситься до числа таких газів. Його теплопровідність виявляється в $6 \div 7$ разів вище теплопровідності повітря, тому він широко використовується для охолодження промислових агрегатів тощо.

У твердих тілах теплопровідність забезпечується за рахунок передачі теплоти при пружних коливальних рухах частинок (атомів і молекул) у вузлах кристалічної решітки і перенесенням енергії вільними електронами.

Теплопровідність металів набагато більша, ніж діелектриків, тому що в перенесенні теплоти беруть участь і вільні електрони. Такі матеріали, як азбест, дерево і особливо газ, є дуже поганими провідниками теплоти. На поганій теплопровідності газів у будівництві використовують пористі матеріали. Цим же пояснюються теплоізолюючі властивості одягу, особливо вовняного і хутряного, в яких є велика кількість дуже маленьких «пухирців» повітря; захист посівів від вимерзання при наявності шарів пухкого снігу і т.д.

Теплопровідність рідин характеризується перенесенням енергії теплового руху молекулами рідини і передачею її при безпосередніх зіткненнях молекул. Вода є поганим провідником теплоти.

2. Передачею теплоти, не пов'язаною з зіткненнями молекул, є конвекція – це перенесення теплоти у газах, рідинах або сипких

середовищах потоками речовини. Інакше кажучи, конвекція – перенесення теплоти у результаті переміщення макроскопічних складових середовища з областей високих температур в області нижчих температур.

Конвекцію поділяють на природну та змушену. Природна конвекція утворюється в полі сили тяжіння при нерівномірному нагріванні (підігрів знизу) текучих чи сипучих речовин.

При стаціонарному підведенні теплоти в речовини виникають стаціонарні конвекційні потоки. Інтенсивність конвекції залежить від різниці температур між шарами і в'язкості середовища.

При змушеній конвекції переміщення речовини відбувається переважно за допомогою насоса й інших пристроїв. Прикладом такої конвекції є водяне опалення, коли гаряча вода, отримана в котельні, транспортується по всьому будинку, а там теплота передається повітрю.

Конвекція широко поширена у природі: у нижніх шарах земної атмосфери, в океані і т.д. Дійсно, в атмосфері спостерігається вертикальне пересування обсягів повітря з одних висот на інші, зумовлене конкуренцією сил тяжіння (3.2) і Архімеда (4.4). Конвекція відбувається тому, що повітря, нагріваючись, розширюється, і густина його зменшується. Якщо нагрівається повітря нижчих шарів атмосфери, то воно легшає в порівнянні з повітрям верхніх шарів і піднімається угору, а холодне повітря важче, і воно повинно опускатися.

Таким чином, у нагрітих газів і рідин густина менше, ніж у холодних, вони стають легшими й піднімаються угору. При цьому потік газу або рідини, що рухається, переносить теплоту.

В атмосфері перенесення теплоти пов'язано також з переміщенням повітряних мас у горизонтальному напрямку, це адвекція.

3. Ще одним способом теплообміну є перенесення енергії від одного тіла до іншого, обумовлене променевим теплообміном, тобто поширенням і поглинанням електромагнітного випромінювання.

Отже, променевий теплообмін полягає у перетворенні внутрішньої енергії тіла в енергію електромагнітних хвиль інфрачервоної частини спектра (§ 15.3), поширення цих хвиль у просторі і їх поглинання речовиною. Променевий теплообмін може протікати і за відсутності матеріального середовища, що розділяє

тіла, тому що електромагнітні хвилі поширюються і у вакуумі (§ 15.2).

Променевий теплообмін між різними тілами відбувається в природі постійно, наприклад, світло від Сонця досягає Землі і поглинається нею.

4. Основними тепловими характеристиками гірських порід є їхня теплопровідність, температуропровідність і теплоємність. Теплопровідність гірських порід характеризує коефіцієнт теплопровідності χ (5.40). З іншого боку, χ води більше χ повітря, тоді збільшення вологості гірських порід супроводжується зростанням їх теплопровідності у декілька разів.

Температуропровідність показує зміну температури при поглинанні або віддаванні теплоти гірською породою при нестационарних теплових процесах. Отже, коефіцієнт температуропровідності α характеризує швидкість зміни температури речовини або це міра її теплоінерційних властивостей. Він чисельно дорівнює відношенню коефіцієнта теплопровідності χ речовини до добутку її питомої теплоємності C_p (при постійному тиску) на густину, тобто $\alpha = \chi / C_p \rho$. Звідси випливає, що коефіцієнт температуропровідності вимірюється у $\text{м}^2/\text{с}$. Підвищення вологості гірських порід супроводжується зниженням їх температуропровідності.

Теплоємність характеризує властивість речовини поглинати теплоту при теплообміні незалежно від напрямку теплового потоку (§ 7.3). В міру заміщення повітря водою в порах гірських порід їхня теплоємність збільшується. Це означає, що зволоження гірських порід приводить до більш повільного їх нагрівання, ніж у сухому стані. Середня теплоємність Землі дорівнює сумі всіх оболонок і складає близько $5,9 \cdot 10^{30} \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$.

Теплопередача відбувається за рахунок різних одночасно діючих процесів. До них належать: молекулярна теплопровідність, конвекція, променевий теплообмін і капілярне теплоперенесення (§ 6.3). Кожний з цих процесів має переважне значення лише за певних умов. Наприклад, для конвекційної теплопередачі необхідна наявність у гірських породах великих повітряних пор і градієнтів температури.

Теплопередача шляхом теплопровідності має атомно-молекулярний характер і складається із передачі теплоти при

пружних теплових коливаннях кристалічної решітки і перенесенням енергії вільними електронами. Наприклад, передача енергії вільними електронами характерна для рудних мінералів.

Променевий теплообмін пов'язують з поширенням і поглинанням інфрачервоного випромінювання. Якщо частота такого випромінювання збігається з частотами коливань молекул, то спостерігається явище резонансного поглинання.

Отже, термічні властивості гірських порід залежать від багатьох факторів: вологості, паруватості, густини, температури тощо.

§ 5.9. Внутрішнє тертя. Коефіцієнт внутрішнього тертя. Надплинна рідина. Фізичні властивості вуглеводневих газів

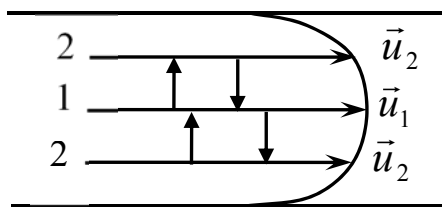


Рис. 5.10

1. Якщо в газі чи в рідині існують шари, які рухаються з різною швидкістю $\vec{u}$ (рис. 5.10), то між ними виникає так зване внутрішнє тертя (в'язкість).

Завдяки тепловому руху молекули газу можуть переходити з одного шару в інший, переносячи імпульс свого впорядкованого руху ($m\vec{u}$), де m – маса молекули. Перехід з більш швидкого шару 1 ($\vec{u}_1 > \vec{u}_2$) у більш повільний 2 призведе до прискорення останнього і навпаки – молекули, що потрапляють із більш повільного шару 2 у більш швидкий 1, маючи менший імпульс ($m\vec{u}_2$), будуть гальмувати даний шар. Отже, обмін молекулами, зумовлений тепловими рухами, призводить до вирівнювання швидкостей течії різних шарів газу.

Сили тертя, які при цьому виникають, напрямлені по дотичній до поверхні шарів (рис. 4.9). Їх називають силами внутрішнього тертя (в'язкості). Внутрішнє тертя є причиною вщухання бурі або вітру та ін.

Застосуємо до процесу внутрішнього тертя газів рівняння (5.35). Оскільки перенесеною величиною є імпульс ($L = G = mu$), то:

$$\Delta L = -\frac{1}{3}nv\lambda m \frac{du}{dx} \Delta S \Delta t, \quad (5.43)$$

$$\text{де} \quad \eta = \frac{1}{3} n v \lambda m = \frac{1}{3} \rho v \lambda \quad (5.44)$$

є коефіцієнт внутрішнього тертя. Тут врахували, що: $nm = \rho$.

Вираз (5.43) називається рівнянням внутрішнього тертя і характеризує явище в'язкості з молекулярно-кінетичної точки зору.

Формула (5.44) дозволяє з'ясувати характер залежності коефіцієнта внутрішнього тертя η від тиску. Оскільки $\lambda \sim 1/P$, а $\rho \sim P$, отже, і η не залежить від тиску.

Цей на перший погляд парадоксальний результат, зумовлений наступними обставинами: при зниженні тиску P зменшується кількість молекул в одиниці об'єму, а отже, зменшується і кількість молекул, що переносять імпульс з одного шару в інший. Однак зростає довжина вільного пробігу молекул λ , завдяки чому молекули потрапляють у даний шар без зіткнень з більш далекого шару, що рухається з іншою швидкістю U . У результаті цих двох причин, що діють у протилежних напрямках, імпульс, перенесений із шару в шар, залишається постійним.

Для газів, у яких довжина вільного пробігу молекули λ більша, ніж лінійні розміри посудини ℓ , де знаходиться газ, формула (5.44) для розрахунку η втрачає сенс.

Згідно з (5.44), коефіцієнт внутрішнього тертя газів повинний зростати з температурою пропорційно $\sqrt{T}$, тому що $v \sim \sqrt{T}$ (5.24).

Насправді залежність η від T виявилась більш значною. Це пояснюється тим, що довжина вільного пробігу (5.32) визначається не тільки густиною газу, але й ефективним діаметром молекули, який зменшується з підвищенням температури, тому що молекули, маючи більшу енергію, переборюють сили відштовхування для зближення.

2. Для рідини коефіцієнт в'язкості η зі зростанням температури зменшується. В'язкість рідин зумовлена рухливістю окремих молекул або атомів (§ 6.1) на відміну від газів, для яких внутрішнє тертя є результатом перенесення імпульсу хаотичним рухом молекул.

Винятком за своєю в'язкістю речовини є рідкий гелій. При атмосферному тиску і температурі $T = 4,2$ К гелій переходить у рідкий стан, а при $T = 2,17$ К коефіцієнт в'язкості не перевищує 10^{-12} Па·с. Він здатний вільно протікати через найбільш тонкі капіляри, отвори, щілини і називається надплинною рідиною.

3. Вуглеводні гази, що розміщені в земній корі, можуть знаходитися у різних станах: вільному, розчиненому, твердому тощо. У вільному стані вони утворюють газові скупчення. У газових скупченнях міститься до 98,8% метану з домішками його гомологів (метан, етан, пропан, бутан тощо), а також є неуглеводні складові: вуглекислий газ, азот та сірководень.

Гази, що складаються з метану (98,8%) і до 0,2% рідинних його гомологів, називають сухими газами.

Гази, що розчинені у нафті, називають попутними нафтовими газами. Властивості цих газів суттєво відрізняються від сухих значною кількістю етану, пропану, бутану і вищих вуглеводнів (в сумі до 50%), а тому їх називають багатими або жирними газами.

Основні параметри, що характеризують фізичні властивості природних газів, наступні: розчинність, густина, в'язкість, критична температура, дифузія.

Рідина завжди поглинає певну кількість газових молекул. Процес поглинання газу об'ємом рідини або твердим тілом називають абсорбцією. Абсорбція – один із процесів розчинення певного газу у рідинному розчиннику; величина абсорбції визначається розчинністю цього газу, а швидкість – різницею його концентрації у газовій суміші та у рідині. Якщо концентрація газу в рідині вища, ніж у газовій суміші, він виділяється з розчину (десорбція).

Розчинність газів при тисках до кількох атмосфер підкоряється закону Генрі, відповідно якому кількість розчиненого газу у рідині прямо пропорційна тиску і коефіцієнту розчинності.

Коефіцієнти розчинності газу у воді залежать від температури і мінералізації води. Залежність розчинності від температури приблизно до 90°C обернена, при більш високих температурах прямо пропорційна. Зі зростанням мінералізації води розчинність зменшується.

Розчинність вуглеводневих газів у нафті приблизно у 10 разів більша, ніж у воді. Жирний газ має більшу розчинність у нафті, ніж сухий, більш легка нафта розчинює більше газу, ніж важка.

При зменшенні тиску і підвищенні температури з газонафтового розчину виділяється газ: спочатку такий, що важко розчиняється (метан), а по ходу зменшування тиску більш важкі

(етан, пропан тощо). Тиск, при якому починається виділятися газ, називають тиском насичення.

Густина газу – це маса 1 м^3 газу при температурі 0°C і тиску 1 атм . Одиниця густини – $\text{кг}/\text{м}^3$. Наприклад, густина метану і бутану становить відповідно ($\text{кг}/\text{м}^3$): $71,66 \cdot 10^{-2}$; $267,20 \cdot 10^{-2}$.

В'язкість газів дуже мала, наприклад, коефіцієнт динамічної в'язкості при 0°C метану становить $1,04 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$ і зі збільшенням температури земної кори зростає.

Для кожного газу існує температура – критична температура, вище якої він не переходить у рідинний стан, яким би великим не був тиск (§ 5.5). Критична температура деяких газів становить: метану $-82,5^\circ\text{C}$; етану $+32^\circ\text{C}$; пропану $+96,8^\circ\text{C}$.

У земній корі навіть не на великій глибині температура вище 0°C . Отже, метан у земній корі не може бути у рідинному стані. Гомологи ж метану (етан, пропан) в умовах земної кори можуть знаходитися у рідинному стані. Критичні тиски для цих газів наступні: етан $46,6 \text{ атм}$; пропан $40,6 \text{ атм}$.

Дифузія газів у земній корі здійснюється переважно через водонасичені пори і тріщини порід й обумовлена в основному різницею концентрації газу. Коефіцієнти дифузії залежать від: складу дифузійного газу, властивостей середовища, через яке відбувається дифузія, температури (збільшується). Коефіцієнт дифузії метану при 0°C і тиску 1 атм становить $0,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

Газ, що розчиняється у нафті, збільшує її об'єм і зменшує густину, в'язкість і поверхневий натяг (§ 6.1). Якщо об'єм газової фази суттєво перевищує об'єм нафти, то при тисках приблизно $193\text{--}233 \text{ атм}$ і температурах $90\text{--}95^\circ\text{C}$ настає обернена розчинність – рідкі вуглеводні починають розчинятися у газі, і при певному тиску і температурі суміш повністю перетворюється у газ. Це явище називають оберненим випаровуванням. При зниженні тиску із суміші починає випадати конденсат у вигляді рідинних вуглеводнів (C_5H_{12} + вищі). Це явище називають оберненою конденсацією.

Отже, фізичні властивості природних газів суттєво впливають на процеси формування покладів нафти і газу та на розміщення їх у земній корі. Наприклад, нафта сама практично не може мігрувати через важкопроникні породи, але у розчиненому стані у газі для неї ці породи не є перешкодою на шляху міграції. Такі властивості

необхідно враховувати при освоюванні нафтових та газових покладів.

§ 5.10. Особливості явищ переносу у розріджених газах. Теплоізоляція

1. Якщо довжина вільного пробігу молекул перевищує розміри посудини ($\lambda > \ell$), то перенесення енергії (теплопровідність) чи імпульсу (в'язкість) здійснюється не шляхом поступової передачі цих величин від молекули до молекули при їхніх взаємних зіткненнях, а за рахунок зіткнення молекул зі стінками посудини.

Теплопровідність спостерігається тоді, коли дві стінки посудини нагріті до різних температур T_1 і T_2 . У такій ситуації молекула, рухаючись від стінки з температурою T_2 , переносить енергію $C_v T_2$ до стінки з температурою T_1 і навпаки.

В'язкість виявляється, якщо дві стінки рухаються з різними швидкостями паралельно одна одній. У цьому випадку молекули переносять імпульси відповідно mu_2 і mu_1 .

В умовах вакууму ($\lambda > \ell$) у формули (5.41) і (5.43) замість градієнта температур потрібно підставляти величину $T_2 - T_1 / \ell$, замість градієнта швидкостей $(u_2 - u_1) / \ell$ і замість середньої довжини вільного пробігу – відстань між стінками ℓ .

Тоді рівняння (5.41) і (5.43) відповідно набувають такого вигляду:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} n v C'_v \ell \frac{T_2 - T_1}{\ell} \Delta S \Delta t; \quad \Delta L = -\frac{1}{3} n v m \ell \frac{u_2 - u_1}{\ell} \Delta S \Delta t.$$

Для коефіцієнтів теплопровідності χ і в'язкості η маємо:

$$\chi = \frac{1}{3} \rho v (C_v)_{\text{пит}} \quad \text{і} \quad \eta = \frac{1}{3} \rho v.$$

Як впливає з отриманих формул, коефіцієнти теплопровідності і в'язкості у розріджених газах пропорційні густині, а отже, і тиску газу; а при великих тисках χ та η не залежать від тиску (5.42) і (5.44).

2. Зменшення теплопровідності розріджених газів при зниженні тиску використовується для теплоізоляції, при виготовленні термосів, посудин Дьюара (для збереження зріджених газів) і т. д.

Звичайний термос є скляна посудина з подвійними стінками.

Повітря з простору між стінками відкачене настільки, що довжина вільного пробігу молекул більша за відстань між стінками. При цих умовах теплопровідність між стінками менша, ніж якби між ними знаходилося повітря при атмосферному тиску.

Для одержання різних ступенів розрідження газів застосовуються спеціальні пристрої – вакуумні насоси, наприклад дифузійні, масляні. Їхнє використання ґрунтується на тому, що пари мастила, конденсуючись у краплі, захоплюють із собою з відкаченої посудини молекули газу. Сучасна вакуумна техніка дозволяє досягати тиску $\approx 10^{-12}$ Па.

Контрольні запитання і завдання

1. Виразіть приблизно кількість молекул у краплі води об'ємом 1 см^3 , якщо її діаметр $3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$.
2. Сформулюйте основні положення молекулярно-кінетичної теорії. Поясніть виникнення тиску у газі з погляду цієї теорії.
3. Виведіть основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії та розподіл Больцмана.
4. Чим викликана присутність атмосферного тиску? Виведіть барометричну формулу. Чому на Місяці відсутня атмосфера?
5. Назвіть фізичні характеристики атмосфери. Як змінюється з висотою склад атмосфери та її температура?
6. Які існують агрегатні стани речовини? Назвіть їх основні характеристики.
7. Проаналізуйте закони ідеального газу. Чим відрізняється ідеальний газ від реального? Запишіть їх рівняння.
8. Накресліть криві, якими будуть відображені ізобарний, ізохорний, ізотермічний і адіабатичний процеси на діаграмі залежності тиску від об'єму.
9. Сформулюйте умови переходу газу у рідкий стан.
10. Що таке абсолютний нуль температури? Що називають критичною температурою? Чому дорівнює абсолютний нуль температури за шкалою: Цельсія; Фаренгейта; Реомюра?
11. Яку швидкість має найбільша кількість молекул газу при даній температурі? Які молекули в атмосфері рухаються швидше – молекули азоту чи молекули кисню?
12. Отримайте вираз для середньої довжини вільного пробігу молекул. Дайте визначення вакууму.
13. Який характер залежності сил молекулярної взаємодії між

молекулами? Яка природа цих сил?

14. Який стан речовини називають критичним? Назвіть його характеристики.

15. Запишіть і проаналізуйте диференціальні рівняння: дифузії, теплопровідності та в'язкості. Дайте визначення конвекції та променевого теплообміну.

16. Завдяки якому із видів теплопередачі ми відчуваємо теплоту вогнища?

17. Чому тепле повітря піднімається вгору?

18. Діелектрик чи метал нагрівається швидше? Чому?

19. У чому полягає принципова відмінність явищ переносу у розріджених газах? Чому термос зберігає температуру кави?

20. Назвіть основні фізичні властивості вуглеводневих газів. Чому метан у земній корі не може бути у рідинному стані?

21. Дайте характеристику теплових властивостей гірських порід.

22. Як можна розрахувати масу атмосфери Землі?

Розділ 6. Рідини й тверді тіла

§ 6.1. Будова рідин. Стисливість рідин. Внутрішній тиск. Теплове розширення. Поверхневий натяг. Поверхнево-активні речовини. Адсорбція й буріння свердловин

1. За своєю будовою рідини займають проміжне положення між твердими кристалічними тілами зі строго визначеною упорядкованістю і газами, які характеризуються відсутністю впорядкованості частинок. У рідинах упорядковане розташування частково зберігається, але лише на невеликих відстанях від даної частинки (близький порядок).

У рідинах середньої кінетичної енергії теплового руху не вистачає, щоб перебороти сили притягання між молекулами. Завдяки цьому рідина здатна зберігати свій об'єм, який під дією сил тяжіння набирає форми посудини. Рідину залишають лише найбільш швидкі молекули при випаровуванні. У рідини існує вільна поверхня.

Кількісно стисливість рідин значно ближча до стисливості твердих тіл, ніж газів. Мала стисливість рідин обумовлена наявністю в них величезного внутрішнього тиску (5.27), пов'язаного із силами притягання між молекулами. Так, для води при 0°C внутрішній тиск складає $1,7 \cdot 10^3$ атм. Коефіцієнт

стисливості рідин β_T у багато разів менший, ніж для газів, і визначається за формулою:

$$\beta_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dP} \right)_T. \quad (6.1)$$

Знак «мінус» вказує на те, що при $dV > 0$ $dP < 0$, а β_T завжди береться додатним. Коефіцієнт стисливості рідин залежить від тиску і температури. Підвищення тиску і температури призводить відповідно до зменшення та до збільшення стисливості рідин.

У твердому тілі кожна частинка (атом, іон) коливається біля свого положення рівноваги.

У рідині є вільні місця, завдяки чому молекули можуть переміщатися, залишаючи своє місце і займаючи одне з прилеглих вільних місць на відстані молекулярних розмірів (10^{-10} м). Середній час, протягом якого молекула рідини коливається біля положення рівноваги, значно більший, ніж проміжок часу між двома перескоками.

Наявність положень рівноваги, хоча і тимчасових, наближає рідину до твердого тіла, а перескоки – з газом. Саме таким перескоком рідина і зобов'язана своєю текучістю, а в'язкість пов'язана з періодом коливання молекул біля положень рівноваги. Чим більший цей період, тим менш рухливі молекули і тим більша в'язкість рідини.

Величина, яка характеризує теплові властивості рідини, є коефіцієнтом теплового розширення:

$$\alpha_P = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dT} \right)_P. \quad (6.2)$$

Він залежить від роду рідини, температури та зовнішнього тиску. Більшість рідин при нагріванні розширюється ($\alpha_P > 0$), і це пов'язано зі збільшенням інтенсивності теплового руху. Проте є і винятки. Наприклад, при нагріванні води від 0°C до $3,98^\circ\text{C}$ її об'єм зменшується, досягаючи мінімального значення при $3,98^\circ\text{C}$. Причиною такого аномального розширення й інших властивостей води є її особлива структура. Для води в інтервалі температур $(0-3,98)^\circ\text{C}$ $\alpha_P < 0$. При $t = 3,98^\circ\text{C}$ $\alpha_P = 0$ і густина води максимальна.

Реальні умови Землі (температура та тиск) дозволяють воді перебувати у трьох агрегатних станах: твердому (крига), рідкому (власне вода), газоподібному (пара).

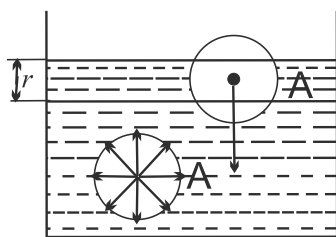


Рис. 6.1

2. Сили молекулярного притягання призводять до того, що на молекулу A (рис. 6.1) у поверхневому шарі рідини діє результуюча сила притягання $\vec{F}$, напрямлена всередину рідини, тому що концентрація молекул у парі над рідиною набагато менша, ніж у рідині.

Товщина поверхневого шару, що розглядається, дорівнює радіусу сфери молекулярної взаємодії ($r \approx 10^{-9} \text{ м}$). Сили у вертикальній площині прагнуть втягнути молекулу у внутрішні шари рідини. Кожна молекула, що розміщена у внутрішніх шарах рідини, рівномірно оточена молекулами, і сили молекулярного притягання будуть зрівноважені в усіх напрямках.

Перехід молекули A з глибини рідини в поверхневий шар за рахунок її кінетичної енергії супроводжується роботою проти сил молекулярного притягання. Отже, молекули в поверхневому шарі мають додаткову потенціальну енергію, яку називають вільною енергією, – це та частина потенціальної енергії системи, що ізоентермічно може перетворитися на роботу.

Вільна енергія будь-якої системи при постійній температурі прагне до мінімуму. Мінімум вільної енергії досягається при мінімальній поверхні рідини. Так, при відсутності зовнішніх сил рідина приймає форму кулі, тобто форму тіла, яке при даному об'ємі має мінімальну поверхню.

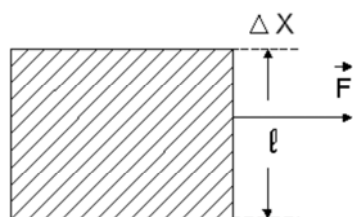


Рис. 6.2

Звідси дія сил молекулярного притягання, під впливом яких рідина приймає форму кулі, аналогічна до дії, що виникла б, якби поверхня рідини являла собою розтягнуту плівку, яка намагається стиснутись. Для того щоб удержати плівку в рівновазі і не дати їй скорочуватись, потрібно перпендикулярно до границі прикласти силу $\vec{F}$, напрямлену по дотичній до поверхні рідини, названу силою поверхневого натягу (рис. 6.2). Ця сила завжди діє вздовж дотичної до поверхні всіх рідин і відіграє важливу роль у природі. Сила $\vec{F}$ визначається довжиною границі плівки:

$$F = \sigma \ell, \quad (6.3)$$

де σ – коефіцієнт, який залежить від природи рідини і називається коефіцієнтом поверхневого натягу.

Видно, що коефіцієнт поверхневого натягу чисельно дорівнює силі, прикладеній до одиниці довжини краю поверхневої плівки рідини. Для даної рідини коефіцієнт поверхневого натягу залежить від температури: з підвищенням температури він зменшується (збільшуються середні відстані між молекулами рідини) і при критичній температурі дорівнює нулю, тому що при критичній температурі відмінність між рідким і газоподібним станами зникає ($\rho_p = \rho_n$).

3. Коефіцієнту поверхневого натягу σ можна дати й енергетичне тлумачення. Для цього визначимо роботу, яку потрібно затратити, щоб збільшити площу поверхневої плівки рідини на деяку величину ΔS . Тому за допомогою сили $\vec{F}$ перемістимо границю плівки на відрізок ΔX паралельно самій собі (рис. 6.2). При цьому виконується робота: $\Delta A = F\Delta X$, а враховуючи (6.3), матимемо:

$$\Delta A = \sigma \ell \Delta X.$$

Добуток $\ell \Delta X$ є збільшення площі плівки ΔS , так що $\Delta A = \sigma \Delta S$.

Ця робота йде на збільшення енергії плівки ΔW . Взявши це до уваги, дістанемо:

$$\Delta W = \sigma \Delta S, \quad (6.4)$$

де ΔW – вільна енергія, яка представляє ту частину внутрішньої енергії плівки, що може бути перетворена на роботу при ізотермічному процесі.

Таким чином, коефіцієнт поверхневого натягу σ чисельно дорівнює відношенню зміни вільної енергії поверхневої плівки до зміни площі цієї плівки. Коефіцієнт поверхневого натягу вимірюється в Дж/м² або в Н/м.

Силами поверхневого натягу визначається форма крапель рідини. Дуже маленькі краплі приймають форму тіла з мінімальною поверхнею, тобто форму кулі, а більш великі краплі при наявності сил тяжіння – форму, яка відповідає мінімуму суми вільної енергії та потенціальної енергії тяжіння.

Завдяки поверхневому натягу тіла, густина яких більша за густину води, можуть лежати на її поверхні, деякі комахи можуть ковзати по воді. Поверхневий натяг ускладнює проникання води

крізь тканину. Багато речовин зменшують поверхневий натяг: їх називають поверхнево-активними. При цьому спостерігається накопичення молекул поверхнево-активних речовин у поверхневому шарі, де їхня концентрація стає значно більшою порівняно з об'ємом, що зумовлює зменшення коефіцієнта поверхневого натягу (адсорбція). Тут сили притягання між молекулами поверхнево-активної речовини і розчинника (наприклад води) менше сил притягання між молекулами води.

До поверхнево-активних речовин належать нафта та її компоненти, амінокислоти, ефіри, спирти, мило та миючі засоби при розчиненні їх у воді тощо. Але існують речовини (сіль, цукор), які збільшують поверхневий натяг рідин. Це пов'язано з тим, що їх молекули взаємодіють з молекулами рідини сильніше, ніж молекули рідини між собою.

Адсорбція спостерігається не тільки на вільній поверхні рідини, але і на поверхні стикання двох рідин або на поверхні поділу рідини й твердого тіла. Для адсорбції необхідно тільки, щоб розчинена речовина зменшувала поверхневий натяг на даній поверхні: їх називають адсорбентами.

Адсорбцію характеризують кількістю речовини, що поглинається одиницею площі поверхні. Вона залежить від взаємодії молекул адсорбенту і адсорбованої речовини, температури, тиску, а також від концентрації адсорбованої речовини.

Відомо, що при адсорбції поверхнево-активних рідин на поверхні твердих тіл механічні властивості змінюються – суттєво знижується їх міцність. Метод адсорбційного зменшення міцності поверхні твердих тіл застосовується при бурінні гірських порід (нафтових свердловин). Для полегшення роботи бура в гірських породах у свердловини розміщують розчини поверхнево-активної речовини, і процес буріння свердловини суттєво прискорюється.

Існує два різні види поглинання газів твердими тілами – це адсорбція та абсорбція. Адсорбція – це поглинання газу поверхнею твердого тіла. Абсорбція (або оклюзія) – це поглинання газу усією масою твердого тіла, тобто цей процес аналогічний розчиненню газу рідиною.

Кількість адсорбційного газу залежить від природи і властивостей газу та твердого тіла й пропорційна величині його поверхні. Властивості активованого вугілля (звільненого

прокаленням від смоляних домішок) адсорбувати велику кількість шкідливих газів використовують у протигазах. Для збільшення поверхні вугілля роздрібнюють на малі частинки.

Далі (§ 6.4) ми побачимо, що у рідини завжди є поглинений газ. Це відноситься не тільки до повітря, але й до інших газів. Рідина завжди поглинає певну кількість газових молекул. Процес поглинання газу об'ємом рідини також називають абсорбцією. Кількість газу, що поглинається, суттєво залежить від природи газу.

§ 6.2. Поверхневі явища на границі рідини і твердого тіла, двох рідин. Флотація. Збагачення руди

1. Розглянемо, що відбувається на границі стикання рідини з твердим тілом. Нехай на поверхні твердого тіла 1 знаходиться крапля рідини 2 (рис. 6.3).

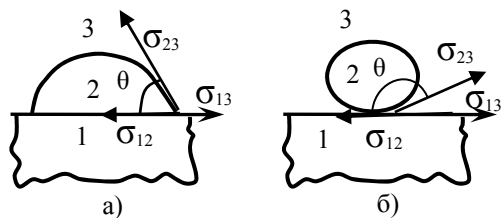


Рис. 6.3

Тут σ_{ij} – сила поверхневого натягу, що діє на одиницю довжини, напрямлена по дотичній до відповідної поверхні. Сила поверхневого натягу σ_{13} намагається розтягти краплю 2 по поверхні твердого тіла 1; навпаки, сила поверхневого натягу σ_{12} прагне стягти краплю до центра.

Умова рівноваги краплі 2 на поверхні тіла 1 має такий вигляд:

$$\sigma_{13} = \sigma_{12} + \sigma_{23} \cos \theta, \quad (6.5)$$

де θ – крайовий кут. Ним називають кут між твердою поверхнею і дотичною до поверхні рідини, відлічений від дотичної вбік рідини (рис. 6.3).

Якщо умова рівноваги не дотримана, то можливі такі випадки. Нехай (рис. 6.3,а):

$$\sigma_{13} > \sigma_{12} + \sigma_{23} \cos \theta. \quad (6.6)$$

При цьому сила σ_{13} розтягує краплю доти, доки кут θ не зменшиться настільки, що буде виконана умова рівноваги (6.5). Але може статися, що $\sigma_{13} > \sigma_{12} + \sigma_{23}$. У цьому випадку крапля розтягується в плівку, тобто відбувається абсолютне змочування ($\theta = 0$), а якщо крайовий кут гострий ($\theta < \pi/2$), то спостерігається змочування рідиною поверхні твердого тіла.

Нехай тепер (рис. 6.3,б)

$$\sigma_{13} < \sigma_{12} + \sigma_{23} \cos \theta . \quad (6.7)$$

При такій умові крайовий кут θ збільшується доти, доки не настане рівновага. Може виявитися, що $\cos \theta$ стане від'ємним. При дуже великих σ_{12} одержимо $\sigma_{13} < \sigma_{12} - \sigma_{23}$ ($\theta = \pi$). У цьому випадку при відсутності сили тяжіння крапля повинна була б стягтися в кулю.

Таким чином, рідина не змочує, якщо крайовий кут лежить у межах $\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi$. Абсолютне незмочування буває в тому випадку, коли крайовий кут $\theta = \pi$. Наприклад, ртуть стосовно скла – рідина, така, що не змочує, а стосовно платини змочує. Вода стосовно скла є змочувальна рідина, а стосовно парафіну – незмочувальна.

Отже, якщо сили взаємодії молекул твердого тіла і молекул рідини більші від сил взаємодії між молекулами рідини, то рідина змочує тверде тіло (вода-скло). В іншому випадку рідина не змочує твердого тіла (ртуть-скло).

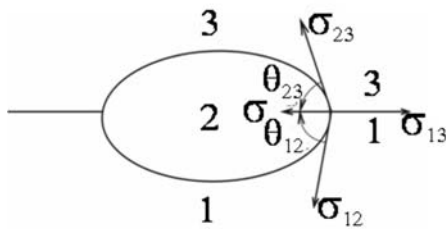


Рис. 6.4

2. Тепер розглянемо, що відбувається на границі стикання двох не змішуваних рідин (рис. 6.4), де крапля рідини 2 знаходиться на поверхні іншої рідини 1.

Сили поверхневого натягу σ_{12} і σ_{23} додаються, і їх рівнодіюча σ , яка напрямлена усередину краплі, намагається стягти краплю. Навпаки, сила поверхневого натягу σ_{13} намагається розтягти краплю.

Умова рівноваги краплі на поверхні рідини буде, коли $\sigma = \sigma_{13}$.

Кути θ_{12} і θ_{23} усередині краплі між дотичними до поверхонь краплі та поверхнею рідини називаються крайовими кутами. З рис. 6.4 випливає, що $\sigma = \sigma_{12} \cos \theta_{12} + \sigma_{23} \cos \theta_{23}$, а максимальне значення: $\sigma = \sigma_{12} + \sigma_{23}$.

Тому за умови:

$$\sigma_{12} + \sigma_{23} > \sigma_{13} \quad (6.8)$$

рівновага краплі на поверхні іншої рідини можлива.

Коли $\sigma_{12} + \sigma_{23} < \sigma_{13}$, то рівновага неможлива і крапля розтікається по поверхні рідини у вигляді тонкої плівки (наприклад, продукти нафти на поверхні води). Явище змочування зумовлює ефективність фарбування, склеювання, паяння, прання тощо.

3. Збагачення руд (відділення руди від пустої породи) та

інших корисних копалин ґрунтується на явищі флотації. Вона полягає в розділенні суміші речовин на основі їхнього вибіркового замочування різними рідинами.

Для реалізації флотації заздалегідь роздрібнену породу перемішують у воді, яка містить незначні концентрації поверхнево-активних рідин, наприклад масла.

Рідина змочує кусочки руди і не змочує кусочки пустої породи (силікати, вапняки, кварц тощо). Якщо рідина не розчиняється у воді, то при надиманні в цю суміш повітря можна відділити обидві складові.

Покриті плівкою кусочки руди будуть прилипати до бульбашок повітря і разом з ними підніматися на поверхню рідини, а пуста порода буде переміщуватися на дно.

§ 6.3. Тиск під викривленою поверхнею рідини. Формула Лапласа. Явище капілярності

1. Сили поверхневого натягу напрямлені по дотичній до поверхні розділу фаз рідин – пара. Отже, сили поверхневого натягу

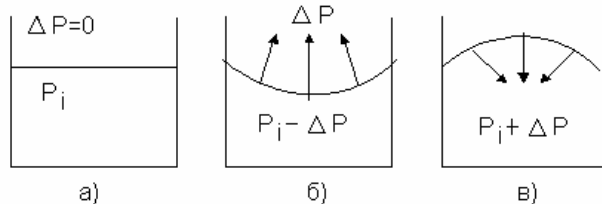


Рис. 6.5

у випадку викривленої (не плоскої) поверхні рідини створюють додатковий тиск ΔP , який збільшує або послаблює внутрішній тиск P_i . Тиск, обумовлений кривиною поверхні рідини і напрямлений до центру

кривини, називається додатковим, або лапласівським тиском (рис. 6.5).

Тоді під плоскою поверхнею рідини (рис. 6.5,а) додаткового тиску немає, а у випадках: б) тиск у рідині $P = P_i - \Delta P$; в) тиск у рідині $P = P_i + \Delta P$. Додатковий тиск ΔP під викривленою

поверхнею рідини визначається за формулою Лапласа:

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (6.9)$$

де R_1 і R_2 – радіуси кривини поверхні рідини у двох взаємно перпендикулярних напрямках (рис. 6.6), наприклад напрямів АОВ і МОН. Ці

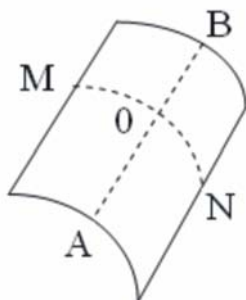


Рис. 6.6

лінії одержуються перетинанням поверхні рідини двома взаємно перпендикулярними площинами, проведеними через нормаль до поверхні рідини в точці О.

Підррахуємо додатковий (лапласівський) тиск ΔP для окремих випадків:

а) якщо поверхня рідини плоска, кривина її дорівнює нулю, і тоді $\Delta P = 0$;

б) якщо поверхня рідини сферична, то $R_1 = R_2 = R$ (R – радіус сфери), тоді

$$\Delta P = 2\sigma/R; \quad (6.10)$$

в) коли дві тверді, близько розташовані паралельні пластини занурені в рідину, між пластинами утворюється циліндрична поверхня, то $R_1 = R$, а $R_2 = \infty$ і $1/R_2 = 0$, і формула (6.9) набуває такого вигляду:

$$\Delta P = \sigma/R. \quad (6.11)$$

2. Капілярність – це підняття або опускання рідини у вузьких

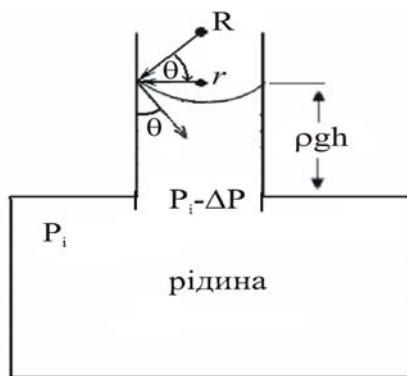


Рис. 6.7

трубках (капілярах), занурених у посудину з рідиною. Якщо рідина змочує стінки капіляра, її рівень у капілярі вищий, ніж у посудині (рис. 6.7, розмір капіляра збільшений). При незмочуванні рівень рідини в капілярі встановлюється нижче рівня в посудині, наприклад ртуть у скляній посудині.

Визначимо висоту підняття рідини в капілярі радіуса r . У цьому випадку рідина в капілярі внаслідок змочування утворить увігнуту поверхню (її називають меніском). Під увігнутою поверхнею внутрішній тиск менший, ніж під плоскою поверхнею поза капіляром, на величину $2\sigma/R$ (6.10).

Тому рідина через різницю тисків поза капіляром та всередині капіляра буде підніматися доти, доки гідростатичний тиск $P = \rho gh$ стовпа рідини в капілярі не зрівноважить цю різницю тисків (рис. 6.7), тобто:

$$P_i - (P_i - \Delta P) = \rho gh.$$

При рівновазі, вважаючи поверхню меніска сферичною, маємо $\rho gh = 2\sigma/R$, де ρ – густина рідини, g – прискорення сили тяжіння.

З рис. 6.7 видно, що радіус кривини меніска $R = r / \cos \theta$, де r – радіус капіляра. Тому висота підняття змочувальної рідини в капілярі $h = 2\sigma \cos \theta / \rho g r$.

При абсолютному змочуванні $\theta = 0$, тоді

$$h = 2\sigma / \rho g r. \quad (6.12)$$

Чим менший радіус капіляра, тим вище піднімається в ньому рідина.

Глибина h , на яку опускається рідина, також визначається за формулою (6.12). Рідини, які змочують поверхню капілярів, мають увігнутий меніск (рис. 6.7), а рідини, які не змочують поверхню капілярів, мають опуклий меніск.

Явище капілярності надзвичайно поширене в природі й техніці. Наприклад, проникнення вологи з ґрунту в рослини та дерева зумовлене капілярністю. Завдяки капілярам у ґрунті волога з глибини переміщується до його поверхні.

Для зменшення випаровування вологи ґрунт розпушують, руйнуючи капіляри.

До капілярних процесів відносять такі явища, як рух вологи по стінах і фундаменту, також кровообіг. Для захисту стін і фундаменту від ґрунтових вод і вологи застосовують гідроізоляційні матеріали.

Дрібні пори й вузькі тріщини в гірських породах мають властивості капілярних трубок, тому вода спроможна підніматися на деяку висоту (6.12).

§ 6.4. Випаровування і кипіння рідин. Вологість повітря. Точка роси. Хмари. Пружність насиченої пари над кривою поверхнею рідини. Утворення краплі дощу. Штучний дощ. Смоги

1. Процеси переходу з рідкого стану в газоподібний і навпаки широко поширені в природі. Випаровування або пароутворення – це перехід найбільш швидких молекул з поверхні рідини в пару, відбувається при будь-якій температурі. Одночасно молекули з пари повертаються в рідину (процес конденсації). Якщо рідина міститься у відкритій посудині, то молекул випаровується більше, ніж конденсується, і маса рідини зменшується.

Вийти з рідини може тільки досить швидка молекула, тому що вона повинна перебороти сили притягання збоку молекул,

розташованих у поверхневому шарі рідини. Робота, необхідна для цього, називається роботою виходу. Тому молекула, яка залишає рідину, повинна мати кінетичну енергію

$$mv^2 / 2 \geq A_{\text{вих}} , \quad (6.13)$$

де m – маса молекули, v – її швидкість.

Оскільки рідина втрачає найбільш швидкі молекули, вона при випаровуванні охолоджується. Випаровування представляє собою процес охолодження. Дійсно, Ви помічали це, коли після припинення теплового дощу відчувається холод при випаровуванні води з Вашого тіла.

Для підтримання незмінної температури при випаровуванні рідини потрібно надати їй теплоту. Кількість теплоти Q , яку необхідно надати одиниці маси рідини для її випаровування при постійній температурі, називається питомою теплотою випаровування:

$$g = Q / m . \quad (6.14)$$

Швидкість випаровування рідини залежить від властивостей, температури, площі її поверхні та тиску. З (6.14) видно, що розмірність g – Дж/кг.

У приморській береговій смузі у повітрі є хімічні елементи, що не характерні для інших районів, – це натрій, хлор, йод, бром, фтор тощо. Ці елементи потрапляють у повітря внаслідок випаровування з поверхні моря.

Швидкість випаровування води визначається кількістю води, що випаровується з одиниці поверхні за одиницю часу.

Кількість випарованої води прийнято виражати у міліметрах водяного стовпа, тобто як і атмосферні опади.

При випаровуванні з водяної поверхні ця величина залежить від температури поверхні води, швидкості вітру, атмосферного тиску і дефіциту вологості повітря (недостача насичення).

З підвищенням температури поверхні води, збільшенням швидкості вітру й збільшенням дефіциту вологості швидкість випаровування збільшується, при підвищенні атмосферного тиску – зменшується.

Випаровування з поверхні суходолу крім метеорологічних умов залежить від характеру і структури ґрунту, рельєфу, ступеня зволоження ґрунту, виду рослинного покриву тощо.

Виявляється, що робота виходу (6.13) для молекули з поверхні рідини залежить від форми поверхні рідини (рис. 6.5): $A_{увіг} > A_{пл} > A_{опук}$.

Отже, інтенсивність випаровування з увігнутої поверхні рідини менша, а з опуклої більша, ніж з плоскої.

Якщо рідину помістити в закриту посудину, то вона вся не випаровується. При випаровуванні рідини росте концентрація молекул пари над поверхнею, але через хаотичний рух частина їх потрапляє назад у рідину. Через якийсь час настає динамічна рівновага, коли кількість молекул, які залишили рідину і повернулися назад за одиницю часу, однакова. Пара, яка перебуває в динамічній рівновазі з рідиною, називається насиченою. Насичена пара не підпорядковується газовим законам. Наприклад, зменшення об'єму пари не приводить до збільшення тиску (тиск не може бути вищий за тиск насиченої пари), а викликає конденсацію частини пари.

Якщо випаровування рідини переважає над конденсацією, то пара ненасичена. Така пара підкоряється газовим законам. Чим далі стан пари від насичення, тим краще вона відповідає цим законам.

Критерієм насиченої пари є присутність рідини в об'ємі, що займає її пара (водяна пара в атмосфері у дощову або туманну погоду є насиченою), а водяна пара не насичує атмосферу у спекотні й сухі літні дні.

Рідини, що швидко випаровуються, називаються леткими, наприклад: аміак, хлористий етил і т. д. Для прискорення випаровування необхідно видаляти пару, що утвориться. Вітер прискорює випаровування у природних умовах (висихання ґрунтів).

Під час конденсації пари виділяється така сама кількість теплоти, яка була потрібна при перетворенні рідини на пару. Випаровуються не тільки рідини, а й тверді тіла. Випаровування твердих тіл називається сублімацією.

2. Кипіння рідини – це випаровування, що відбувається не тільки з поверхні, але і в її об'ємі при постійній температурі. Зазвичай усередині рідини випаровування відбувається в дуже маленькі бульбашки повітря або іншого газу, які завжди є в рідині, якщо тільки рідина не звільнена спеціально від них. У бульбашки пара насичена. Всередині такої бульбашки на присутнє там повітря і насичену пару діють тиски: а) увігнута поверхня самої бульбашки (6.10); б) стовп рідини над бульбашкою (ρgh); в) атмосфера ($P_{\text{атм}}$).

При кипінні по всьому об'єму утворюються швидко зростаючі бульбашки, які спливають на поверхню. Для випаровування рідини всередину такої бульбашки і її розширення необхідно, щоб тиск насиченої пари в ній перевищував суму зазначених трьох тисків:

$$P_{\text{нп}} \geq \frac{2\sigma}{R} + \rho gh + P_{\text{атм}}. \quad (6.15)$$

У звичайних умовах, якщо глибина посудини десятки см, а не метрів, а радіус бульбашки – порядку 10^{-2} см, то головну роль у правій частині (6.15) відіграє атмосферний тиск, і тоді умови кипіння можна записати так (додатковим і гідростатичним тисками нехтуємо):

$$P_{\text{нп}} \geq P_{\text{атм}}. \quad (6.16)$$

Отже, рідина кипить при температурі, коли тиск її насиченої пари дорівнює атмосферному (зовнішньому) тиску. Чим більший зовнішній тиск, тим вища температура кипіння. Тиск насиченої пари рідини визначається концентрацією молекул пари і температурою (5.12). І навпаки, при зменшенні тиску температура кипіння знижується. Вода в горах може кипіти при $t = 60^\circ\text{C}$, але зварити, наприклад, м'ясо в цих умовах неможливо. В герметично закритих посудинах вода кипить при підвищеному тиску. Тому температура кипіння більша 100°C . Таким чином, певній температурі кипіння відповідає повний тиск, його називають пружністю пари.

Досліди показують, що температура кипіння розчинів завжди вища, ніж чистих розчинників. Наприклад, чиста вода кипить при нормальному тиску при 100°C , а розчин, що містить 25 г солі на 100 г води, кипить при 105°C .

На відміну від випаровування, кипіння відбувається тільки при підведенні енергії ззовні.

3. Однією зі складових частин повітря є водяна пара, яка завжди присутня у повітрі, оскільки відбувається випаровування з поверхні океанів, морів, озер і річок, ґрунту, рослинності тощо. Наявність водяної пари в атмосфері залежить від місцевості й часу.

Незважаючи на величезні площі води на Землі, водяна пара в повітрі ненасичена. Переміщення повітряних мас призводить до того, що в одних місцях нашої планети в даний момент випаровування води переважає над конденсацією, а в інших, навпаки, переважає конденсація. Центрами конденсації водяної пари в повітрі є: пил, тверді частинки палива, дрібні краплі рідини,

іони тощо. Водяна пара атмосфери майже 60% поглинає теплого випромінювання Землі, що сприяє її потеплінню.

Повітря, що містить водяну пару, називається вологим, причому вологість повітря може бути різного ступеня. Вміст водяної пари в повітрі характеризується двома величинами: абсолютною і відносною вологістю.

Абсолютна вологість – це маса водяної пари в грамах, що міститься за даних умов в одиниці об'єму повітря (1 м^3) і вимірюється на практиці в г/м^3 . В метеорології абсолютну вологість характеризують парціальним тиском водяної пари. Парціальним тиском водяної пари називається тиск, що утворила б пара, якби вона одна займала весь наданий їй простір, а його найбільша величина дорівнює тиску насиченої пари води.

Відносна вологість повітря – це відношення парціального тиску P водяної пари, яка є в повітрі при даній температурі, до тиску насиченої пари $P_{\text{нп}}$ за такої самої температури. Відносна вологість виражається у відсотках:

$$B = \frac{P}{P_{\text{нп}}} \cdot 100 \% . \quad (6.17)$$

Звідси випливає, що коли вологість близька до 100 %, у повітрі знаходиться майже вся водяна пара, що може бути в ньому. При відносній вологості 40-50 % повітря вважається сухим, при 80–90 % – сирим. Найсприятливішим для життя людини вважається атмосферне повітря з відносною вологістю від 40 до 60 %.

4. Вважається, що повітря насичене водяною парою, коли парціальний тиск води в повітрі дорівнює тиску насиченої пари при цій температурі. Якщо парціальний тиск води перевищує тиск насиченої пари, то говорять, що повітря перенасичене. Така ситуація виникає при раптовому зниженні температури. Надлишок води конденсується і випадає у вигляді роси. Точка роси – це така температура, при якій водяна пара, яка є в повітрі, стає насиченою. Коли повітря охолоджується до точки роси, починається конденсація пари: випадає роса (конденсація на поверхні ґрунту, рослинах та твердих тілах); виникає туман (центри конденсації – пил). При відсутності центрів конденсації водяна пара може переохолоджуватися нижче точки роси. Якщо точка роси нижче нуля (0°C), то конденсована волога набуває вигляду інею. Метеорологічні спостереження вологості, умов, при яких накопичується пара, їх передбачення дають можливість

прогнозувати погоду (хмарність, дощ, сніг). Вологість повітря вимірюють спеціальними приладами – гігрометрами і психрометрами.

Адіабатне розширення потоку нагрітого повітря і ненасиченої пари з нижніх шарів атмосфери є основною причиною зниження температури потоку, конденсації водяної пари і утворення хмар.

Хмари – це скупчення в атмосфері краплин води, кристаликів льоду та їх суміші.

При опусканні повітряних мас відбувається зворотній адіабатний процес, внаслідок якого температура підвищується. На адіабатне нагрівання і охолодження повітря в атмосфері накладаються ще теплові ефекти: теплове випромінювання, теплопровідність тощо.

Основними фізичними характеристиками хмар є: агрегатний стан їх частинок, розміри краплин, форма та розміри твердих частинок, число частинок в одиниці об'єму (об'ємна концентрація), водність (вміст сконденсованої води в одиниці об'єму).

За агрегатним станом хмари поділяють на краплиннорідкі, або водяні, льодяні, або кристалічні та мішані, які складаються із суміші крапель і кристаликів льоду.

Краплі води та кристалики льоду, досягши певних розмірів, коли сила притягання стає більше сили Архімеда, випадають з хмари у вигляді атмосферних опадів.

5. Випаровування рідини відбувається з її поверхні. Через це зміна властивостей поверхневого шару повинна змінити умови рівноваги між рідиною та паром над нею. За умов рівноваги це означає, що на пружності (тиску) насиченої пари повинна позначатися кривина поверхні рідини.

Отже, пружність насиченої пари над кривою поверхнею рідини повинна відрізнятися від пружності її над плоскою поверхнею.

Дійсно, при випаровуванні рідини з плоскої поверхні її поверхнева енергія не змінюється, тому що залишається незмінною площа її поверхні (§ 6.2). Але уявімо собі сферичну краплю рідини, що випаровується. По мірі випаровування радіус краплі, а разом з ним і площа її поверхні зменшуються. Отже, зменшується і поверхнева енергія рідини в краплі.

З іншого боку, будь-яка система намагається перейти в стан рівноваги, при якому її енергія мінімальна. Отже, при розташуванні

в одній замкнутій посудини рідини з плоскою поверхнею та сферичної краплі тієї ж рідини рівновага установиться лише після того, як крапля цілком випаровується і сконденсується на плоскій поверхні.

Це значить, що пружність насичених парів над сферичною краплею більша, ніж над плоскою поверхнею решти рідини. Це відноситься не лише до сферичної краплі води, а і до усяких рідин з опуклою поверхнею. Навпаки, над увігнутою поверхнею пружність насиченої пари завжди менша, ніж над плоскою поверхнею.

Покажімо, наскільки пружність насиченої пари над кривою та плоскою поверхнями відрізняються.

Пружність пари над увігнутою поверхнею (рис. 6.7) визначимо, використовуючи формули (5.16) і (6.12):

$$P_{\text{увіг}} = P_{\text{пл}} - \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_0}{\rho}.$$

Тут ρ_0 – густина насиченої пари, σ – коефіцієнт поверхневого натягу, ρ – густина рідини. Видно, що пружність насиченої пари над увігнутою поверхнею менша, ніж над плоскою, на величину $2\sigma\rho_0/r\rho$.

Якщо капіляр розмістити у рідину, що не змочує, то над опуклою поверхнею пружність насиченої пари більша, ніж над плоскою, на ту же величину. Виявляється, що при радіусі краплі $r \approx 10^{-9} \text{ м}$ пружність насиченої пари утричі більша для плоскої поверхні (нормальної).

Це відіграє суттєву роль у таких явищах, як утворення дощових крапель, кипіння рідини тощо.

Дійсно, в атмосфері часто утворюються такі умови, за яких парціальний тиск парів води перевищує пружність насиченої пари за тієї ж температури. Для встановлення рівноваги пари повинні конденсуватися й утворювати краплі рідини.

Проте не завжди так буває. Адже на початку процесу конденсації краплі дуже малі за розміром. А це означає, що пружність парів над ними набагато більша нормальної. Більша вона і парціального тиску парів води в атмосфері. Отже, крапельки випаровуються ще до того, як вони досягнуть достатнього розміру краплин дощу.

Ріст утворених крапель можливий лише у випадку, коли парціальний тиск парів води у повітрі більший не лише пружності

насиченої пари за тієї ж температури, але і при пружності парів над поверхнею краплі малого радіуса.

В іншому випадку для росту крапель необхідно, щоб вони мали з самого початку достатньо великі розміри. Цим пояснюється той факт, що присутні в атмосфері маленькі пилинки (аерозолі) суттєво полегшують конденсацію парів і утворення достатньо великих крапель, які випадають у вигляді дощу.

Пружність парів над ними лише незначно перевищує пружність пари над плоскою поверхнею. У таких умовах достатньо навіть невеликого перенасичення повітря вологою, щоб краплі могли утворитися й безперешкодно виростати до тих пір, поки не випадають у вигляді дощу.

Іноді вдається викликати дощ, якщо штучно ввести в атмосферу пилінки, котрі стають центрами конденсації. Насправді заповишеність повітря частіше призводить до утворення густих туманів, ніж дощів.

Центрами конденсації можуть бути і електрично заряджені частини (іони), які присутні в газі (§ 21.5).

За допомогою авіації людина може керувати опадами. Наприклад, якщо скинути з літака тверду вуглекислоту в хмари, то можна викликати штучний дощ. Тверда вуглекислота має температуру -79°C , тому водяні пари, які є у хмарах, дадуть величезне перенасичення. На частинках твердої вуглекислоти швидко утвориться лід безпосередньо з водяної пари. Кристали льоду швидко зростають і падають униз, перетворюючись на дощові краплі. Так можна одержати дощ, коли вже існують хмари. Однак під час посухи в повітрі міститься настільки мало пари, що дощові хмари не можуть утворюватися і не можна викликати штучні опади.

6. Смоги – це їдкі тумани, що виникають у приземному шарі повітря. Вони складаються з дуже дрібних крапель кислот та інших шкідливих речовин, що є значно токсичнішими, ніж первинні забруднювачі повітря. Смоги виникають в результаті складних фотохімічних реакцій у повітрі, забрудненому вуглеводнями, окисами азоту, пилом і сажею під впливом сонячного світла, підвищеної температури нижніх шарів повітря та великої кількості озону. Тут озон виділяється в результаті розпаду двоокису азоту під дією олефінів та ультрафіолетового випромінювання.

Сприятливими умовами для появи смогів є сонячні літні безвітряні дні.

Це явище може виникати в районах, де розташовано багато металургійних та хімічних заводів, у містах, перевантажених автотранспортом тощо. Окремо взяті речовини, що забруднюють повітря, менш шкідливі, ніж їх суміші.

Існує декілька видів смогів: вологий смог – в його основі накопичення у повітрі первинних забруднювачів сірчаного ангідриду, сажі й крапель туману; фотохімічний (сухий) – його первинними складовими є оксиди азоту, вуглеводні тощо. Накопичування в повітрі цих первинних забруднювачів під впливом сонячного випромінювання призводить до вторинного забруднення продуктами фотохімічних реакцій. Так, оксиди азоту при участі ультрафіолетового випромінювання з'єднуються з вуглеводнями і утворюють фотохімічні окислювачі тощо. Другим основним компонентом фотохімічного смогу є озон, який теж активно втягується в окислювальні процеси.

В районах, де виникають смоги, поширені хвороби: бронхіальна астма, рак, алергія тощо. Листя рослин набувають сріблястого або бронзового кольору і починають в'янути. Людство вже відчуває вплив смогів.

§ 6.5. Фізичні характеристики води й нафти. Елементи фізики гідросфери Землі. Забруднення водних ресурсів

1. Найбільш поширена в природі рідина – вода. Вона є однією з найважливіших сполук на Землі. Хімічно чиста вода має хімічну формулу H_2O . Її молекула за масою складається з 11,11% водню і 88,89% кисню. Відзначимо, що хімічно чиста вода в природі майже ніколи не зустрічається.

Модель молекули води має вигляд тетраедра, у центрі якого розташоване ядро кисню, а ядра атомів водню – у двох кутах тетраедра. Отже, вона володіє дипольним моментом, тобто є полярною молекулою (§ 8.6).

Вода в природі може перебувати у трьох агрегатних станах (фазах) – рідкому, твердому (крига) і газоподібному (пара). Кожен з цих станів води характеризується певними фізичними властивостями.

Перехід води з одного агрегатного стану в інший зумов-

люється температурою і тиском. Температура замерзання дистильованої води й танення льоду при нормальному атмосферному тиску ($P_{\text{атм}} = 1_{\text{атм}}$) прийнята за 0°C , а температура кипіння води залежить від її солоності – це загальна кількість солей, уміщених у 1000 г води. Чим більша солоність води, тим нижча її температура замерзання й вища температура кипіння. Відомо, що морська вода замерзає при $-(1,0 \div 2,0)^{\circ}\text{C}$, а кипить при $(100,08 \div 100,64)^{\circ}\text{C}$, якщо тиск нормальний.

У пароподібному стані вода складається звичайно з однорідних простих молекул, які називаються гідролями і відповідають формулі H_2O . Характерною особливістю молекул води є їх властивість об'єднуватися в агрегатні – сполуки кількох молекул. Агрегат з двох простих молекул $(\text{H}_2\text{O})_2$ називають дигідролем, сполучення трьох молекул $(\text{H}_2\text{O})_3$ – тригідроєм.

Вода в рідкому стані складається із суміші молекул: гідролів, дигідролів і тригідролів. У воді в твердому стані (крига) переважають тригідролі, які мають найбільший об'єм. При зміні температури води співвідношення між кількістю простих і складних молекул у ній змінюється, а також змінюються й відстані між молекулами. Особливості структури молекул води і природи водневого зв'язку пояснюють деякі аномалії фізичних властивостей води. Так, хімічно чиста вода найбільшу густину має при температурі $3,98^{\circ}\text{C}$. При температурах вище і нижче $3,98^{\circ}\text{C}$ густина води зменшується.

Розширення води під час замерзання спричиняє розлам в гірських породах, руйнування посудин, в яких вона міститься. Отже, воду у водопровідних трубах не можна доводити до замерзання – при цьому труби тріскаються.

Відзначимо, що густина води також залежить від солоності й тиску. Густина води при 20°C становить $0,998 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, а льоду при 0°C – $0,0917 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Отже, лід легший за воду, а тому при замерзанні води крига спливає на поверхню (§ 4.1) і оберігає від замерзання нижчі шари води.

Вода порівняно з іншими рідинами має великий коефіцієнт поверхневого натягу: $\sigma = 7,3 \cdot 10^{-2} \text{ Н/м}$ при 20°C . Із усіх рідин більший коефіцієнт поверхневого натягу належить тільки ртуті.

Якщо на поверхню води помістити малі грудочки камфори, то вони швидко переміщатимуться по поверхні води, безладно

рухаючись, – камфора, розчиняючись у воді, зменшує поверхневий натяг.

Вода має здатність змочувати поверхні більшості твердих тіл. Завдяки поверхневому натягу і здатності до змочування вода може підніматися у вузьких вертикальних щілинах та порах (явище капілярності).

Воді властива в'язкість – вона чинить опір при переміщенні однієї її частини щодо іншої. Коефіцієнт кінематичної в'язкості для води при температурі 0°C дорівнює $1,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, при температурі 50°C – $0,55 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, тобто він дуже незначний і зменшується при підвищенні температури. Отже, у порівнянні з в'язкістю інших рідин в'язкість води невелика – це теж специфічна її властивість.

Для води характерний величезний внутрішній тиск, пов'язаний із силами притягання між молекулами. Він при 0°C складає $1,7 \cdot 10^3 \text{ атм}$. Тому вода чинить великий опір зовнішньому тиску і практично при цьому дуже мало зменшується у власному об'ємі.

Для води характерна й аномально висока порівняно з іншими рідинами питома теплоємність (§ 7.3), яка при 15°C дорівнює $4,19 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$. Теплоємність води дуже мало змінюється зі зміною температури.

Внаслідок великої теплоємності води її використовують як теплоносії у системах опалення; вода нагрівається й охолоджується повільніше, ніж повітря.

Води океанів, морів, річок та озер акумулюють (поглинають) при нагріванні теплоту, яку при зниженні температури випромінюють в атмосферу. Здатність води накопичувати великі запаси теплової енергії дозволяє згладжувати різкі зміни температури на земній поверхні протягом доби і в різні пори року, а тому в районах, близьких до водяних мас, існує м'який клімат. Ось чому океан є кухнею погоди на земній кулі. За оцінками 1 м^3 води, охолонувши на 1 K , може нагріти на 1 K понад $3,3 \cdot 10^3 \text{ м}^3$ повітря.

Вода є поганим провідником теплоти. Для хімічно чистої води при 0°C коефіцієнт теплопровідності $\alpha = 0,551 \text{ Вт}/\text{м} \cdot \text{K}$. У зв'язку з тим, що теплопровідність води мала, водні маси у водних об'єктах нагріваються в основному внаслідок конвекції.

Питома теплота випаровування води найвища серед усіх речовин і складає при 0°C $2,5 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{K}$, а при 100°C –

$2,26 \cdot 10^6$ Дж/К. Стільки ж теплоти виділяється при конденсації водяної пари.

Однією з характерних властивостей води є її рухомість. Основними причинами, які викликають рух води, є сила земного тяжіння, гравітаційні сили з боку Місяця і Сонця, зміни густини води й вітер.

Внаслідок дії цих сил маси води переміщуються, утворюють течії у річках, морях, океанах, проникають у ґрунти.

Хімічно чиста вода майже не проводить електричного струму (відсутні вільні електричні заряди). Електропровідність води значно зростає зі збільшенням солоності й трохи збільшується з підвищенням температури. Вода має найвищу діелектричну проникність (при 20°C $\epsilon = 81$), що дозволяє розчиняти в ній більшість речовин і в більших кількостях, ніж в інших рідинах.

Вода – добрий провідник звуку. Швидкість поширення звуку у воді становить 1400-1600 м/с, і вона збільшується зі збільшенням солоності і зростанням тиску.

Світло проникає у воду на невелику глибину. Так, у чистій воді на глибині 3 м інтенсивність світла становить лише 73% інтенсивності світла на поверхні, а на глибині 100 м зберігається лише біля 1 % інтенсивності світла.

Вода за магнітними властивостями є діамагнетик (§ 11.3). Властивості води змінюються після її намагнічування. При дії на воду магнітного поля у ній прискорюються протікання хімічних процесів і кристалізація розчинених речовин, інтенсифікуються процеси адсорбції тощо. Магнітна обробка води є ефективною при боротьбі з накипом, опрісненні морської та солоної води. Магнітна обробка допомагає запобігти випаданню неорганічних солей з води та значно зменшує відкладання органічних речовин, наприклад парафінів. Така обробка є корисною при добуванні й перекачуванні високопарафіністої нафти.

Практичне застосування знаходить й активована вода, наприклад при підготовці глинистого бурового розчину. Вона стабілізує розчин без спеціальних домішок при бурінні нафтових свердловин.

Присутність у воді срібла добре інактивує віруси різних штамів, знищує патогенні організми, що спричиняють небезпечні водні епідемії.

У воді в малих кількостях (менше 1мг/л) знаходяться мікроелементи, а також радіоактивні елементи як природного, так і антропогенного походження.

Багато з мікроелементів необхідні для життєдіяльності людини, але підвищена концентрація деяких з них у воді може перетворити воду на отруту.

Відомо, що не всі молекули води мають однакову атомну масу. Поряд зі звичайними молекулами з атомною масою 18 є значна частина молекул з атомною масою 19, 20, 21 і навіть 22. Це пояснюється тим, що крім атомів кисню з атомною масою 16 зустрічаються атоми з атомною масою 17 і 18, а крім атомів водню з атомною масою 1 є атоми з атомною масою 2 і 3. Такі більш важкі атоми одного і того ж елементу називаються ізотопами (§ 22.1). Одним із ізотопів водню саме і є дейтерій, атомна маса якого дорівнює 2. Важка вода являє собою ізотопний різновид води, в якій звичайний водень ${}^1_1\text{H}$ (протій) заміщений його ізотопом дейтерієм ${}^2_1\text{H}$.

Хімічна формула важкої води – ${}^2\text{H}_2\text{O}^{16}$. У невеликих кількостях вона присутня в природних умовах. Зовнішньо така вода нічим не відрізняється від звичайної, а фізичні властивості її інші. Наприклад, густина важкої води на 10% більша, ніж у звичайної, – $1,106 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, в'язкість більша на 23%, кипить вона при температурі $101,42^\circ\text{C}$, замерзає – $3,82^\circ\text{C}$, а температура найбільшої густини $+11,5^\circ\text{C}$.

Виявлені й інші ізотопи води. Так, в її складі місце водню може займати важчий, ніж дейтерій, його природній ізотоп тритій ${}^3_1\text{H}$. Він радіоактивний, атомна маса дорівнює 3. Отже, утворюється надважка вода (тритієва). Основну масу природних вод (понад 90%) складає протієва ${}^1\text{H}_2\text{O}^{16}$ вода.

2. Газ, вугілля, нафта – це природні органічні сполуки. Причина їх виникнення – перетворення органічної речовини, початком якої є останки живих організмів. Загальна спрямованість цих перетворень починається на земній поверхні (або на дні водоймища), продовжується по мірі їх занурення у надра земної кори і полягає у поступовому збагачуванні органічної речовини вуглецем.

Умови накопичення останків, продукти їх перетворення і

форми існування в земній корі суттєво відрізняються. Нафта й газ є рухомими речовинами, а вугілля існує у формі твердого тіла (вугільні пласти).

Отже, нафта – це рідкий горючий мінерал, що складається із органічних сполук, де основною частиною є вуглеводні. Всього з нафти відділено та ідентифіковано більше 500 хімічних сполук. Елементарний склад нафти характеризується обов'язковим вмістом п'яти хімічних елементів: вуглець, водень, кисень, сірка, азот. Проте кількість вуглецю і водню досягає більше ніж 90%, а максимальна кількість останніх трьох елементів може бути до $5 \div 8\%$ – головним чином за рахунок сірки.

У золі нафти виявлені: нікель, ванадій, натрій, срібло, кальцій, алюміній, мідь та ін.

Із фізичних характеристик нафти найбільше значення мають густина, поверхневий натяг, в'язкість, теплота згоряння, температура кипіння, а також електричні та оптичні властивості.

На практиці користуються відносною густиною – це відношення густини нафти при температурі 20°C до густини води при 4°C (${}_4\rho^{20}$). Відносна густина нафти коливається звичайно у межах $0,82 \div 0,92$. Однак зустрічається нафта густиною менше, ніж 0,77 (легка) та важка – ${}_4\rho^{20} > 1,00$.

Відмінність густини нафти пов'язана з кількісними співвідношеннями вуглеводнів окремих компонентів. Відомо, що нафта з переважним вмістом метанових вуглеводнів легше нафти, що багата на ароматичні вуглеводні. Густина нафти також залежить від співвідношення кількості легких і важких фракцій. Як правило, у легких фракціях переважають легкокип'ячі (бензин, керосин), а у важких компоненти – мастила, смоли. Отже, густина нафти показує приблизно її склад. Відзначимо також, що густина нафти у пластових умовах менша, ніж на поверхні Землі, тому що в Землі нафта містить розчинені гази.

Коефіцієнт поверхневого натягу нафти при 20°C дорівнює $2,6 \cdot 10^{-2}$ Н/м. Поверхневий натяг – це наслідок дії молекулярних сил, котрі у різних речовин різні. Молекулярні сили зчеплення між водою і породою більші, ніж між нафтою і породою. Це може приводити до витискування нафти з дрібних пустот у більш великі, тобто до міграції нафти у гірських породах. Додаючи в нафту поверхнево-активні рідини, можна змінювати її поверхневий натяг.

Із різних вуглеводнів, що складають нафту, найменша в'язкість характерна для парафінових, а найбільша – поліметиленових. Відносна в'язкість виражається відношенням абсолютної в'язкості нафти до в'язкості води. Відносну в'язкість визначають за допомогою віскозиметра. Методика полягає у вимірі часу течії нафти певного об'єму крізь калібровану ємність. За відносною в'язкістю розраховують кінематичну (§ 4.3).

Питома теплота згоряння (величина, яка дорівнює відношенню кількості теплоти, що виділяється при згорянні палива, до маси палива, яке згоріло) нафти дорівнює $(43,25 - 45,50) \cdot 10^3$ Дж/кг.

Температура кипіння вуглеводнів залежить від їх будови: чим більше атомів вуглецю входить до складу молекули, тим вища температура кипіння. Природна нафта містить компоненти, що википають в інтервалі температур від 30°C до 600°C .

Із нафти шляхом перегонки одержують окремі фракції. На першій стадії (тиск атмосферний) отримують дистилятні фракції, що википають при температурах до 350°C (бензиновий дистилят – до 180°C , керосиновий – від 150 - 200°C , дизельний – від 250 - 350°C , і решта – мазут – вище 350°C). Він проходить другу стадію перегонки (у вакуумі); із нього одержують мастильні дистиляти (соляровий, машинний тощо).

Звичайно нафта в природі зустрічається у рідинному стані. Проте деяка нафта застигає при температурах від -11°C до -20°C . Температура застигання нафти залежить від її складу: чим більше в ній твердих парафінів, тим вище її температура застигання.

Нафта не проводить електричний струм – немає вільних електричних зарядів. Ця її властивість використовується для виявлення нафтоносних шарів електромагнітними методами.

Оптичні властивості нафти неоднакові. Колір нафти залежить від її складу й змінюється від чорного, темно-коричневого до червонуватого, жовтого й світло-жовтого. Вуглеводнева нафта безкольорова. Чим більше у нафти смолисто-асфальтових сполук, тим темніше нафта.

Деякі нафти при освітленні не тільки відбивають частину падаючого на них світла, але й самі починають світитися, люмінесціюють (§ 19.1). Отже, використовуючи джерела світла, що містять значну кількість ультрафіолетових променів, можна

виявити незначну кількість нафти в гірських породах або розчинах (люмінесцентний аналіз).

Нафта вміщує оптичноактивні речовини – це поліциклічні нафтени. При проходженні крізь них плоскополяризованого світла площина поляризації обертається на деякий кут (§ 17.3). Той факт, що у нафти виявлена оптична активність, є доказ на користь теорії її органічного походження.

3. Гідросфера Землі – водяна сфера нашої планети. Вона складається з сукупності усіх водних об'єктів: океанів, морів, вод континентів, льодовикових і снігових покривів.

У Світовий океан входять усі океани й сполучені з ними моря. Він займає площу $S_o \approx 3,6 \cdot 10^{14} \text{ м}^2$ або 71 % усієї земної поверхні.

Маса океанської води становить $M_o \approx 1,4 \cdot 10^{21} \text{ кг}$. Середня глибина океану $h = 3711 \text{ м}$, максимальна глибина океану у Маріанській западині – 11022 м. Температура океанських глибин – близько $T_o \approx 275\text{-}276 \text{ К}$.

Оцінимо теплову енергію океану $W_T \approx C_v M_o T_o \approx 1,5 \cdot 10^{27} \text{ Дж}$, де C_v – питома теплоємність води. Отже, в океані накопичена величезна енергія. У зв'язку з цим він є термостатом, а для визначаючих погоду атмосферних процесів холодильником, тому що середня температура поверхні Землі дорівнює 288 К (океану – 276 К). Підрахуємо запас холоду, враховуючи, що різниця температур поверхні Землі й температури океану $\Delta T = -12 \text{ К}$. Тоді $Q_x \approx C_v M_o \Delta T \approx -7 \cdot 10^{25} \text{ Дж}$.

В атмосфері у будь-який момент часу знаходиться вода. Вона надходить в атмосферу, в основному, з поверхні океанів та морів, а також із поверхні суші. У вертикальному стовпі повітря вміст вологи неоднаковий: 70% усієї води утримується у перших 3,5 км, 90% – у перших 5 км.

Основну масу води на Землі становлять солоні води Світового океану. Середня солоність цих вод $\approx 35\%$. Це показує, що в одному літрі океанічної води міститься 35 г солей.

У всіх природних водах у розчиненому стані містяться різні гази, переважно азот, кисень й вуглекислий газ.

Уся маса води на Землі перебуває в безперервному русі – кругообігу. Вода, випаровуючись з поверхні Світового океану, річок та поверхні суші, поповнює запаси атмосферної вологи. З

атмосфери у вигляді дощу й снігу вона повертається на сушу і в океан.

Моря та океани – це джерела продуктів харчування, хімічних і мінеральних ресурсів. Велика доля кисню, яким дихає населення нашої планети, продукується в процесі фотосинтезу. Близько 20% газу та нафти видобувається на шельфі.

Найсерйозніша проблема для біосфери – це забруднення водних ресурсів. Раніше річки самоочищувалися у процесі біологічного очищення, оскільки стічні води містили в собі продукти органічного походження. Сьогодні у них містяться синтетичні речовини, які не підлягають біологічному очищенню.

Промислові підприємства скидають у річки стічні води, які містять нафтопродукти, кислоти, феноли та інші отруйні речовини.

Велика кількість отруйних речовин потрапляє у підземні води, річки й озера у результаті обробки сільськогосподарських культур різними отрутохімікатами й хімічними добривами.

Забруднення розповсюджується на моря та океани (в основному продуктами нафти).

§ 6.6. Тверді тіла. Кристалічна решітка. Моно- і полікристали. Мінерали. Пружні властивості твердих тіл. Рідкі кристали і полімери

1. Тверде тіло – це агрегатний стан речовини, який зберігає постійним не тільки свій об'єм і форму, а також характеризується особливим порядком у розміщенні частинок (атомів, іонів або молекул) та їх теплового руху.

Тверді тіла поділяють на дві групи, які істотно відрізняються за своїми властивостями. Першу групу утворюють кристалічні, другу – аморфні тіла.

Суттєвою особливістю кристалічного тіла є впорядкованість у розміщенні частинок (далекій порядок), з яких воно побудоване.

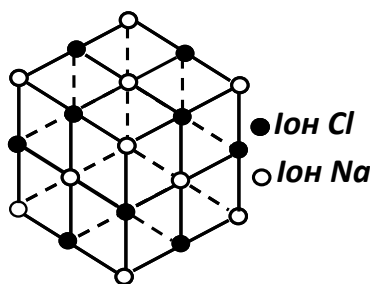


Рис. 6.8

Структуру, для якої характерне регулярне розташування частинок з періодичним повторюванням у трьох вимірах, називають кристалічною решіткою, а точки, в яких розташовані частинки, є вузли цієї решітки. У вузлах решітки можуть бути розміщені як поодинокі атоми, так і група атомів або іонів (рис. 6.8).

На рис. 6.8 показано будову кристалічної решітки кристала $NaCl$, де по чергово розміщені іони натрію Na^+ (світлі точки) і хлору Cl^- (чорні точки).

Видно, що іони розміщуються один відносно одного на певній відстані, яка називається періодом решітки.

Вивчення будови кристалів за допомогою рентгенівського випромінювання підтвердило, що частинки кристалів мають упорядковане розміщення та утворюють просторову кристалічну решітку.

Для аморфних тіл характерним є лише ближній порядок у розташуванні частинок: якщо розглядати впорядкованість відносно деякого атома аморфного тіла, то найближчі від нього атоми розміщуватимуться у певному порядку, але з віддаленням від нього цей порядок порушується. Цим вони подібні до рідин.

Аморфні тіла, хоча і вважаються твердими, є переохолоджені рідини. Їх особливість – це відсутність у них певної температури плавлення. Аморфні тіла бувають штучні (скло, бакеліт, плавлений кварц, різні полімери тощо) і природні (смола, бітум, опал, янтар).

У свою чергу кристалічні тіла можна поділити на дві групи: монокристали і полікристали. Монокристали – тверді тіла, частинки яких утворюють єдину кристалічну решітку, що відповідає ідеальній впорядкованості цих частинок. Кристалічна структура монокристалів виявляється за іншою зовнішньою формою – наявністю граней, що закономірно чергуються. Монокристаллами є більшість мінералів. Монокристали гірського кришталю досягають розмірів зросту людини. Однак великі природні монокристали зустрічаються дуже рідко. Більшість монокристалів вирощують штучно. Умови росту великих монокристалів (чистий розчин, повільне охолодження тощо) часто не підтримуються, а тому більшість твердих тіл мають дрібнокристалічну структуру, тобто складаються з великої кількості хаотично орієнтованих дрібних кристалів. Такі тверді тіла називають полікристаллами. До них належать більшість гірських порід, метали, сплави.

Характерною особливістю монокристалів є їх анізотропія – це залежність фізичних властивостей (пружних, механічних, теплових, електричних, магнітних, оптичних) від напрямку. Анізотропія

монокристалів пояснюється тим, що густина розташування частинок у кристалічній решітці за різним напрямом неоднакова.

Зауважимо, що у кристалах, елементарна комірка яких має форму куба, не всі перелічені властивості залежать від напрямку (коефіцієнт теплопровідності, електричний опір, показник заломлення світла й деякі інші).

У полікристалах анізотропія спостерігається тільки для окремих малих кристаликів, але їх усіляка орієнтація призводить до того, що властивості полікристала за всіма напрямками в середньому однакові. Проте під впливом зовнішніх дій (механічних, теплових тощо) полікристали можуть стати анізотропними.

Залежно від характеру сил взаємодії й виду частинок, що розміщені у вузлах кристалічних решіток, усі кристали поділяють на чотири групи: іонні, атомні, металічні, молекулярні.

У вузлах кристалічних решіток іонних кристалів розміщені по черзі іони різних знаків. Сили взаємодії між іонами є електростатичними. Зв'язок, що обумовлений електростатичними силами притягання між різнойменними зарядженими іонами, називають іонним (гетерополярним). Іонний зв'язок досить сильний і відповідно іонні кристали мають малий коефіцієнт теплового розширення й високу температуру плавлення. Електропровідність цих кристалів при кімнатних температурах незначна, але зростає із підвищенням температури. Вони є гарними поглиначами інфрачервоного випромінювання.

До іонних кристалів належать більшість галогенних сполук лужних металів ($NaCl$, $CsCl$, KBr тощо), а також оксидів різних елементів (MgO , CaO тощо).

У вузлах кристалічних решіток атомних кристалів розміщені нейтральні атоми. Ці атоми затримуються у вузлах решітки ковалентними (гомеополярними) зв'язками. Ковалентний зв'язок здійснюється електронними парами, причому від кожного атома бере участь тільки один електрон. Кількість зв'язків, в яких може брати участь атом, визначається його валентністю. Так, для кристала алмаза кожен атом вуглецю утворює чотири ковалентні зв'язки, віддаючи для усупільнення кожному з них один зі своїх валентних електронів і одержуючи другий електрон від сусіднього атома. Ковалентний зв'язок досить сильний. Атомні кристали

мають високу температуру плавлення, високу механічну міцність і твердість, погану електропровідність, винятково малу леткість.

Прикладами атомних кристалів є алмази, графіт, сірка, йод, деякі неорганічні сполуки (ZnS , BeO тощо), а також типічні напівпровідники – германій та кремній.

У вузлах кристалічних решіток металічних кристалів розміщені позитивні іони. У просторі між ними хаотично рухаються колективізовані валентні електрони, які одночасно належать усьому кристалу, і вони утворюють так званий електронний газ.

Зв'язок у металічних кристалах забезпечують сили притягання між позитивними іонами з колективізованими валентними електронами. Ці сили притягання врівноважуються силами відштовхування, що діють між позитивними іонами.

Отже, металічний зв'язок здійснюється не через електронні пари (ковалентний зв'язок), які сумісно належать двом атомам, а за допомогою вільних електронів, які належать усьому кристалу. Енергія металічного зв'язку значно менша, ніж у ковалентних та іонних кристалів, а тому для них температура плавлення нижча. Наявність великої концентрації вільних електронів у металів зумовлює їхню добру електропровідність і теплопровідність. Метали є оптично непрозорими і мають велику відбивну здатність, а тому володіють характерним блиском.

У вузлах кристалічних решіток молекулярних кристалів розміщуються певним способом орієнтовані нейтральні молекули з вандерваальсовим зв'язком (§ 5.5), що зумовлений електричною взаємодією між молекулярними диполями. Цей тип зв'язку між молекулами дуже слабкий, тому молекулярні кристали мають невисоку температуру плавлення, великий коефіцієнт теплового розширення й стисливість. До молекулярних кристалів належить переважна більшість органічних кристалів, а молекулярні неорганічні кристали трапляються рідко. Вони за фізичними властивостями є ізоляторами й прозорими для більшості електромагнітного випромінювання.

Зауважимо, що у деяких твердих тілах одночасно здійснюється декілька типів зв'язку. Так, у кристалах графіту існує три типи зв'язку: ковалентний і металічний – у межах одного шару; вандерваальсовий – між шарами. Цим пояснюється м'якість графіту,

тому що його шари можуть ковзати один відносно іншого.

Більшість мінералів із кристалічною будовою внаслідок певного розміщення частинок утворюють добре виражені правильні природні багатогранники. Елементами огранювання кристалів є плоскі грані, прямі ребра і вершини кутів. Вони пов'язані між собою наступною залежністю: $\Gamma + B = P + 2$, де Γ – кількість граней, B – кількість вершин, P – кількість ребер. Наведемо основні емпіричні закони кристалографії. Закон плоскогранності та прямореберності: грані кристала є площинами, а ребра – прямими лініями. Закон сталості гранних кутів: кути між відповідними гранями та ребрами кристала залишаються сталими для різних екземплярів тієї самої кристалічної речовини. За величиною гранних кутів можна визначити кожний мінерал. Закон симетрії: у кристалах можуть існувати осі симетрії тільки першого, другого, третього, четвертого та шостого порядків. Вісь симетрії L є пряма лінія, при повороті навколо якої на деякий кут $2\pi/n$ фігура набуває свого попереднього стану, де n – порядок осі симетрії.

До елементів симетрії також належать центр симетрії або інверсії (C), площина симетрії (P). Центр симетрії – особлива точка всередині фігури, будь-яка проведена через неї пряма по обидва боки від неї на рівних відстанях досягає однакових точок фігури. Площина симетрії – це така площина, яка ділить фігуру на дві дзеркально рівні частини.

У кристалах всі елементи симетрії взаємозв'язані. Внаслідок залежності одних елементів симетрії від інших взаємні їх поєднання досить обмежені. Відомо, що у кристалів можливі 32 різні комбінації (види) елементів симетрії. Групи видів симетрії, які мають один або декілька подібних елементів симетрії (з обов'язковим урахуванням осей симетрії вищого порядку та за однакової кількості одиничних напрямів), об'єднані в сингонії. Просторові решітки кристалів однієї й тієї ж сингонії мають елементарні комірки (паралелепіеди). Періодичним повторенням численних елементарних комірок утворюється макроскопічний кристал. За ступенем складності усі види елементів симетрії умовно групують у сім кристалографічних сингоній.

Метричними параметрами елементарних комірок, якщо для описання їх узяти координатні осі (рис. 6.9), які збігаються з

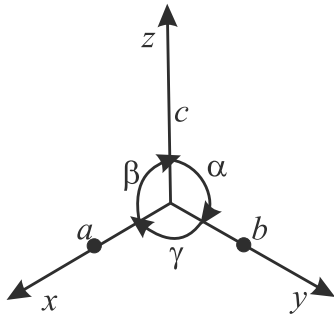


Рис. 6.9

напрямами сторін паралелепіпеда, будуть довжини сторін паралелепіпеда a , b , c та кути між його ребрами α , β , γ . Отже, при зміні цих параметрів і зберігаючи при цьому симетрію, дістанемо сім кристалічних систем. Їх назви та основні ознаки наступні.

Триклінна: $a \neq b \neq c$, $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$.

Моноклінна: $a \neq b \neq c$, $\alpha = \gamma = 90^\circ$, $\beta \neq 90^\circ$. Ромбічна: $a \neq b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Тетрагональна: $a = b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Ромбоедрична (тригональна): $a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$. Гексагональна: $a = b \neq c$, $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$. Кубічна: $a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

Триклінна, моноклінна і ромбічна сингонії належать до нижньої категорії, тетрагональна, тригональна і гексагональна – до середньої, кубічна сингонія – до вищої. Кожна сингонія характеризується певним числом осей і площин симетрії, наявністю або відсутністю центра інверсії.

Значна кількість мінералів, схожих за складом із майже тотожними кристалічними формами, утворює змінні за складом сполуки.

2. Наведемо приклади кристалів, що належать до різних сингоній. У триклінній сингонії кристалізуються польові шпати. До моноклінної сингонії належать гіпс, слюда, каолініт, малахіт та ін. Представниками ромбічної сингонії є сірка, барит, топаз та ін. До тетрагональної сингонії належать мідний колчедан, рутил, олов'яний камінь та ін. У тригональній сингонії кристалізуються гранат, кальцит, телур, цинкова обманка та ін. У гексагональній сингонії кристалізуються графіт, рубін, лід, вісмут, корунд, апатит, ізумруд та ін. Більшість металів належать до кубічної сингонії.

Мінерали представляють собою природні, переважно тверді, фізично і хімічно однорідні тіла кристалічної, приховано кристалічної, а також аморфної будови, що виникли внаслідок фізико-хімічних процесів у земній корі. Зустрічаються мінерали в рідинному (природна ртуть) і газоподібному (сірководень) стані.

Кожен мінерал має певний хімічний склад і внутрішню будову, від якої залежать його фізичні властивості й зовнішня форма. Обов'язковими є ознаки, які визначають для кожного мінералу: густина, злам, блиск, колір, колір риски мінералу, спайність, прозорість, твердість.

За густиною мінерали поділяють на: легкі – густиною до $2,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, середні – $(2,5 \div 4,0) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ і важкі – понад $4,0 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

Під твердістю мінералів розуміють ступінь опору його поверхні дряпанню. Твердості вимірюють спеціальними приладами, наприклад мікротвердоміром в кг/мм^2 .

Алмаз – найтвердіший мінерал, що не має аналога за твердістю в природі (10060 кг/мм^2). Аморфні й порошковаті різновиди багатьох мінералів мають дуже малі твердості.

Спайність – це здатність деяких мінералів колотися у певних кристалографічних напрямках з утворенням дзеркальних поверхонь – площин спайності. Спайність відсутня, коли під час удару мінералу він розколюється у випадкових напрямках і з'являються нерівні поверхні зламу.

Злам визначається при розколюванні мінералів, коли у них виникають специфічні поверхні зламу. Мінерали, які мають спайність, дають рівний злам. Якщо спайність відсутня, можуть бути такі види зламів: нерівний – характеризується нерівною поверхнею без блискучих спайних ділянок тощо.

3. Усі реальні тіла під дією прикладених сил змінюють свою форму і розміри, тобто деформуються. Деформація називається пружною, якщо після припинення дії прикладених сил тіло приймає початкові розміри й форму. Пластична або залишкова – це деформація, яка повністю або частково зберігається в тілі після припинення дії зовнішніх сил. Вид деформації залежить не тільки від природи тіла, а й від прикладених сил. Деформації реальних тіл завжди є пластичні тому, що всі деформації після припинення дії зовнішніх сил не зникають повністю. Але в деяких тілах залишкові деформації незначні і їх можна не враховувати.

При деформації тіла відбувається зміщення його частинок (атомів, молекул, іонів) із деяких початкових положень рівноваги в нові. Цьому зміщенню протидіють сили, що виникають в тілі, які називаються силами пружності F_{np} . Такі сили зумовлені взаємодією між частинками, з яких складається тіло, і є електричними за своїм походженням. Пружні сили є результуючими сил притягання та відштовхування, що діють між частинками (останні – це електричні системи).

Коли пружна деформація встановиться, тоді результуюча внутрішніх пружних сил $F_{пр}$, що виникають в будь-якому поперечному перерізі тіла, зрівноважує прикладені до нього зовнішні сили F .

Отже, при пружній деформації внутрішні пружні сили можна визначити через зовнішні сили, що прикладені до тіла. Силу, що діє на одиницю площі поперечного перерізу, називають напруженням (механічним напруженням):

$$Q = F/S. \quad (6.18)$$

Видно, що механічне напруження вимірюється в Н/м², тобто в паскалях. Напруження називають нормальним, якщо сила F направлена перпендикулярно до поверхні S , і тангенціальним, якщо вона дотична до цієї поверхні.

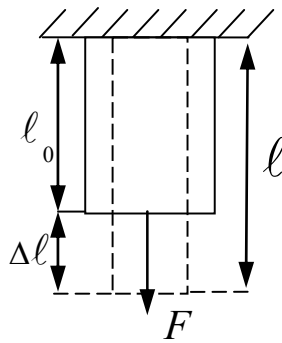


Рис. 6.10

Розглянемо однорідний стрижень завдовжки ℓ_0 і площею поперечного перерізу S (рис. 6.10), до кінця якого прикладена сила F . Після деформації довжина стрижня змінюється на величину $\Delta\ell$, і це є абсолютна деформація розтягу. Очевидно, що для розтягу величина $\Delta\ell > 0$, а для деформації стиску $\Delta\ell < 0$.

Кількісною мірою, що характеризує ступінь деформації тіла, є відносна деформація. Вона дорівнює відношенню абсолютної деформації до початкової довжини стрижня (поздовжня деформація): $\varepsilon = \Delta\ell / \ell_0$.

При деформаціях розтягу або стиску відбувається зміна поперечних розмірів, яку характеризують відносним поперечним розтягом або стиском: $\varepsilon' = \Delta d / d_0$, де d_0 – діаметр стрижня до деформації.

Деформації ε і ε' завжди мають різні знаки. Наприклад, при стиску величина $\Delta\ell$ – від'ємна, а Δd – додатна.

Для даного тіла відношення відносної поперечної деформації до відносної поздовжньої деформації є величина стала, тобто $\varepsilon / \varepsilon' = \mu$, де μ – безрозмірна величина й називається коефіцієнтом Пуассона. Він залежить тільки від властивостей тіла.

Р. Гук установив, що в межах пружних деформацій нормальна механічна напруга σ і відносна деформація ε пов'язані співвідношенням

$$\varepsilon = \alpha \sigma. \quad (6.19)$$

Вираз (6.19) називають законом Гука. Тут α – коефіцієнт, який характеризує пружні властивості речовини: він визначається відносним видовженням, що відбувається під впливом механічної напруги, яка дорівнює одиниці.

Величину, обернену до коефіцієнта пружності α , називають модулем поздовжньої пружності, або модулем Юнга: $E = 1 / \alpha$.

Тоді закон Гука (6.19) запишемо у вигляді:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E} \sigma, \quad \text{або} \quad \sigma = E \varepsilon. \quad (6.20)$$

Із виразу (6.20) випливає, що модуль Юнга визначається напруженням, яке спричиняє відносне видовження, що дорівнює одиниці та має розмірність тиску (Н/м^2).

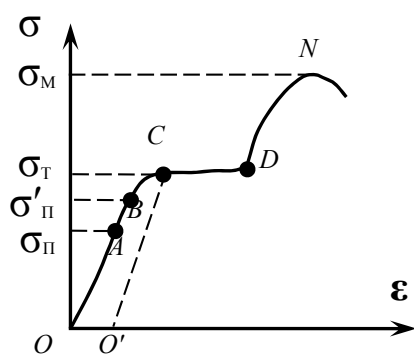


Рис. 6.11

Деформація твердих тіл описується законом Гука (6.20) до певної межі, яка називається межею пропорційності – σ_n на рис. 6.11, де наведена характерна залежність між деформацією розтягу ε і напруженням σ для металевих зразків (діаграма напруження).

Як видно із діаграми напруження, лінійна залежність, що відповідає закону Гука (6.20), виконується лише у визначених межах до так званої межі пропорційності σ_n . Якщо далі збільшувати напруження до межі σ'_n , то деформація ще пружна і залишкові деформації не виникають, хоча залежність $\sigma(\varepsilon)$ стає нелінійною.

За межами пружності у металевому зразку виникають залишкові деформації. Після припинення напруження тіло повертається у стан із залишковою деформацією – точка O' на діаграмі напруження, тобто повернення в початкове положення визначається кривою CO' .

Напруження, при якому виникає помітна залишкова деформація (точка C на рис. 6.11), називають межею текучості σ_T .

Тут деформація зростає майже без збільшення напруження. Ця область відповідає пластичній деформації або ділянці текучості (CD). Матеріали, для яких ділянка текучості значна, називають в'язкими, для яких її практично немає – крихкими.

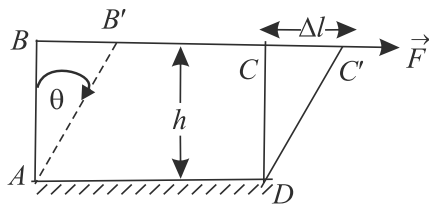


Рис. 6.12

При подальшому розтягу тіло руйнується. Максимальне напруження, що виникає в тілі до руйнування (точка N), називають межею міцності σ_M .

Деформацію зсуву можна здійснити, якщо взяти тіло у формі куба, нижня поверхня якого закріплена нерухомо, і прикласти силу $\vec{F}$, дотичну до поверхні (рис. 6.12). Під час дії сили на верхню грань куба відбувається зсув шарів, паралельних верхній грані відносно нижнього шару. Тоді квадрат $ABCD$ перетворюється на ромб $AB'C'D$. Зсув шарів, паралельних верхній грані відносно нижнього шару, характеризують кутом зсуву θ . При малому зсуві відносна деформація зсуву визначається за формулою $\operatorname{tg} \theta \approx \theta = \Delta l / h$, де Δl – абсолютний зсув паралельних шарів тіла (одного відносно іншого), h – відстань між шарами.

Якщо сила F рівномірно розподілена по площі верхньої грані, то у будь-якому перерізі, паралельному цій грані, виникають тангенціальні напруження $\tau = F/S$, де S – площа верхньої грані. Тоді закон Гука для деформації зсуву можна записати у вигляді:

$$\tau = G\theta, \quad (6.21)$$

де коефіцієнт пропорційності називають модулем зсуву. Модуль зсуву, як і модуль Юнга, має розмірність тиску.

При деформації тіла виконується робота, яка перетворюється в потенціальну енергію пружно деформованого тіла. Якщо процес деформації є повільним, то накопичена тілом енергія визначається як повна робота, здійснена при деформації. Враховуючи, що при деформації розтягу $dl = l_0 d\varepsilon$, і на підставі формул (6.18) і (6.20) маємо:

$A = W_{II} = \int F dl = \int E V \varepsilon d\varepsilon = \frac{E \varepsilon^2}{2} V + \text{const}$, де $V = S \cdot l_0$ – об'єм стрижня. Об'ємна густина енергії пружної деформації розтягу:

$$W_V = \frac{W_{II}}{V} = \frac{E \varepsilon^2}{2}. \quad (6.22)$$

Відповідно можна записати формулу і для об'ємної густини енергії пружної деформації зсуву, якщо врахувати вираз (6.21):

$$W_3 = \frac{G\theta^2}{2}. \quad (6.23)$$

4. Рідкі кристали – це рідини, для яких характерним є певний порядок розміщення молекул, проміжний між упорядкованістю молекул у кристалах і аморфних тілах. У рідких кристалах спостерігається анізотропія механічних, електричних, магнітних та оптичних властивостей. Рідкі кристали поділяють на три типи: нематичні, смектичні та холестеричні.

Багато органічних сполук є рідкими кристалами, наприклад білок в ядрі клітин, ДНК, віруси, сполуки холестерину, мила тощо.

У рідких кристалах нематичного типу при спостереженні під мікроскопом помітні тонкі рухливі нитки. Смектичні рідкі кристали були виявлені вперше в милоподібних речовинах.

Нематичні рідкі кристали характеризуються такою структурою: центри тяжіння видовжених молекул розміщені хаотично, а їхні довгі осі орієнтовані вздовж певного напрямку. Молекули кристалів можна вважати простими стрижнями.

Смектичні кристали мають шарувату структуру, причому можливі різні типи упаковок молекул у шарах, а самі шари дуже рухливі. Поздовжні осі молекул орієнтуються перпендикулярно до поверхні шарів.

У холестеричних кристалів довгі осі всіх молекул орієнтовані в одному напрямку на відстанях порядку розмірів молекул, тобто як і у нематиків. Однак напрям осей молекул у кожному з наступних шарів повернутий на певний кут відносно напрямів цих осей у попередніх шарах, і поступово утворюється спіральна структура. Крок спіралі в різних сполуках різний (до 10^{-6} м) і залежить від температури.

Рідкі кристали дуже чутливі до зміни зовнішніх умов: деякі їхні властивості різко змінюються при зміні температури, електричного поля, а також під впливом світла, і це використовується для створення різних пристроїв.

Наприклад, робота рідкокристалічних матриць заснована на явищі поляризації світла (§17.4). Якщо взяти два поляризатори, площини поляризації яких розташовані під кутом 90° одна до одної, світло через них пройти не зможе. При розташуванні між ними речовини, яка зможе повертати вектор поляризації світла на

потрібний кут, можна управляти яскравістю світіння, гасити і запалювати світло.

5. Високомолекулярні сполуки, що відрізняються ланцюговою будовою молекул, довжина яких досягає декількох мікрометрів, називаються полімерами. Молекули полімерів складаються з великого числа (до десятків тисяч) однакових ланок (мономерів).

До полімерів відноситься багато органічних речовин, як природних: хутро, дерево, крохмаль та ін., так і штучних: поліетилен, полістирол, плексиглас (оргскло) і т. д. При звичайній температурі полімери є твердими тілами чи рідинами. До природних полімерів належать і біополімери: білки, нуклеїнові кислоти, що є складовими клітин всіх живих організмів.

Полімери мають дуже вдосконалені механічні властивості, які поєднують у собі велику міцність з високою еластичністю. Макромолекули полімеру, з'єднуючись між собою, утворюють довгі вигнуті нитки, тісно переплетені між собою. Шляхом механічної обробки нитки розпрямляються та витягуються, утворюючи міцний та еластичний матеріал. Для поліпшення механічних властивостей нитки полімеру часто додатково скріплюють між собою «містками» із домішкових атомів, що зв'язуються з окремими мономерами із сусідніх ланцюжків полімеру. Наприклад, у гумі такі містки утворюють атоми сірки, що зв'язують між собою молекули каучуку.

Застосування полімерів у сучасній техніці дуже різноманітне: вони замінюють різні матеріали, починаючи від скла і закінчуючи металами.

§ 6.7. Плавлення та кристалізація твердих тіл. Фазові переходи. Потрійна точка

1. У твердих тілах завжди є молекули, які мають енергію достатню для подолання сил притягання з боку молекул поверхні. Такі частинки спроможні відірватися від поверхні твердого тіла і перейти у навколишнє його середовище. Цей процес для твердих тіл називають сублімацією. Отже, сублімація – це перехід із твердої фази у газоподібну, минаючи рідкий стан.

Для більшості твердих тіл процес сублімації при звичайних температурах незначний і тиск пари над поверхнею твердого тіла

малий; він зростає з підвищенням температури. Процес сублімації можна спостерігати у нафталіні, камфорі, твердій вуглекислоті, йоді, льоду, зниканні снігу без його танення під дією холодного сухого вітру. Процесу сублімації відповідає обернений процес десублімації, або аблімації, – безпосередній перехід речовини із газоподібного стану у твердий.

Якщо тверде тіло нагрівати, то його внутрішня енергія (вона складається з енергії коливань частинок у вузлах решітки й енергії взаємодії цих частинок) зростає. При цьому амплітуда коливань може стати такою великою, що вже буде порівнянною з періодом решітки, далекий порядок порушиться, кристалічна решітка руйнується – тверде тіло плавиться.

На рис. 6.13 зображена приблизна залежність $T(Q)$, де Q – кількість теплоти, що отримує тіло при плавленні. Ділянка 1-2 відповідає нагріванню твердого тіла до температури плавлення T_m . Точка 2 відповідає температурі, котра для кожного кристалічного тіла має певне значення, – це температура плавлення, яка не змінюється протягом всього часу плавлення (ділянка 2-3). Теплота, що підводиться ззовні, йде не на нагрівання тіла, а на розрив міжатомних зв'язків, і відповідно руйнується кристалічна решітка. Під час плавлення кристалічне тіло перебуває одночасно у твердому й рідкому станах. Точка 3 відповідає закінченню плавлення, а ділянка 3-4 – нагріванню рідини. Тут теплота йде на збільшення енергії частинок рідини, і її температура збільшується.

Кількість теплоти, що необхідна для розплавлення 1 кг речовини, називають питомою теплотою плавлення. Одиниця вимірювання – Дж/кг.

Якщо рідину охолоджувати, то процес переходу речовини з рідкого стану у твердий кристалічний відбувається за тієї самої температури, що й плавлення. Цей процес супроводжується виділенням теплоти кристалізації, яка дорівнює теплоті плавлення.

Для кристалізації речовини необхідна наявність центрів кристалізації – це не тільки кристалики речовини, що кристалі-

ЧАСТИНА 3

ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ

Розділ 8. Електричне поле

§ 8.1. Електричний заряд. Закон збереження електричного заряду. Точковий заряд. Закон Кулона. Теорема Ірншоу. Діелектрична проникність середовища

1. У природі існують два види електричних зарядів. Умовно їх назвали негативні (–) і позитивні (+). Носіями електричного заряду є елементарні частинки, наприклад, електрону приписують негативний заряд $e^- = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, протону (частинка ядра атома) – позитивний $p^+ = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Електричний заряд є невід’ємною властивістю багатьох елементарних частинок. Відокремити частину заряду, наприклад, у електрона, не можна. Електричний заряд – квантова величина. Це означає, що заряд тіла може змінюватись лише на ціле число, кратне заряду електрона, але у зв’язку з вивченням структури елементарних частинок висловлено гіпотезу про існування кварків, і допускається існування електричних зарядів, менших від заряду електрона. Електричний заряд визначає інтенсивність електромагнітних взаємодій. Заряд тіла, яке складається з N заряджених частинок, кратний цілим значенням заряду електрона: $q_T = \pm Ne$. Величина заряду, що вимірюють у різних інерціальних системах відліку, завжди однакова і не залежить від того, рухається він чи перебуває у спокої.

Усі тіла живої і неживої природи побудовані з атомів, до складу яких входять заряджені частинки – електрони і протони. Кількість електронів у них дорівнює кількості протонів. Унаслідок зовнішніх впливів деякі атоми, що входять до складу тіла, можуть втрачати один-два електрони, які слабше інших зв’язані з ядром, і перетворюються в позитивний іон, а тіло в цілому здобуває позитивний заряд. Накопичення надлишкового заряду в тілі називається електризацією. Тіло електризується позитивно, якщо його атоми втрачають електрони, і негативно, якщо тіло приймає надлишкові електрони ззовні.

2. Заряди не виникають і не зникають, а лише передаються від одного тіла до іншого або переміщуються всередині даного тіла. У цьому полягає закон збереження електричних зарядів, який

можна сформулювати так: в ізольованій системі (тіло не має електричного контакту з іншими тілами) алгебраїчна сума зарядів залишається незмінною, тобто:

$$\sum_{i=1}^N q_i = \text{const}, \quad (8.1)$$

де N – кількість зарядів у даному тілі.

Закон збереження електричного заряду є одним із фундаментальних законів природи (енергії, імпульсу та ін.).

3. Розділ електродинаміки, в якому вивчають взаємодію нерухомих електричних зарядів, називають електростатикою. Така взаємодія здійснюється через електростатичне поле.

Кулон дослідним шляхом установив, що сила електричної взаємодії між двома точковими нерухомими зарядами у вакуумі пропорційна добутку цих зарядів і обернено пропорційна квадрату відстані між ними:

$$F_0 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (8.2)$$

де $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ – електрична стала, залежна від вибору одиниць, Ф (фарад) – одиниця електричної ємності (§ 8.8).

Точкові заряди – це такі заряджені тіла, лінійні розміри яких ℓ набагато менші відстаней r між ними ($\ell \ll r$). Сила $\vec{F}_0$ напрямлена вздовж прямої, яка з'єднує взаємодіючі заряди, і тому є центральною. Такі сили називаються кулонівськими, і вони відносяться до виду електромагнітних взаємодій. Між зарядами, що рухаються, існує також і магнітна взаємодія. При взаємодії електронів і ядер (протонів) в атомах основну роль виконує кулонівська сила, тому що гравітаційна взаємодія (3.1) в багато разів менша. Електромагнітна взаємодія притаманна довільним зарядам або зарядженим тілам.

Запишемо закон Кулона (8.2) у векторній формі:

$$\vec{F}_{21} = -\frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad \text{і} \quad \vec{F}_{12} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{4\pi\epsilon_0 r^3}, \quad (8.3)$$

де $\vec{r}_{12}$ – радіус-вектор, напрямлений від заряду q_1 до заряду q_2 (рис. 8.1), причому $|\vec{r}_{12}| = r$.

Тут $\vec{F}_{21}$ – сила, що діє на заряд q_2 з боку заряду q_1 , а сила $\vec{F}_{12}$ – відповідно на заряд q_1 з боку заряду q_2 , причому $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ за третім

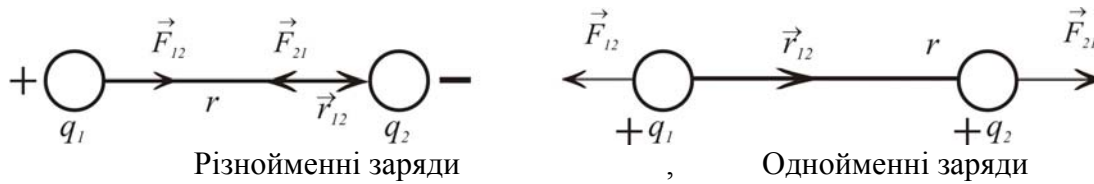


Рис. 8.1

законом Ньютона (2.8). Видно, що однойменні заряди відштовхуються, а різнойменні – притягуються. Одиницею заряду є кулон ($1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ с}$). Це заряд, що проходить за 1 с крізь поперечний переріз провідника при силі струму 1 А.

4. Під дією кулонівських сил однойменні заряди можуть зміщуватися на нескінченно великі відстані, різнойменні – зближатися до злиття і нейтралізації. Це твердження справедливе для будь-якого числа зарядів при будь-якому їхньому розташуванні: усяка конфігурація нерухомих електричних зарядів нестійка, якщо між ними діють тільки кулонівські сили. Це положення називається теоремою Ірншоу. З неї випливає, що модель атома як система, що складається з електричних зарядів, не може бути статичною. Безупинний рух електронів в атомах – умова його стійкості, тобто атоми є динамічними системами.

5. Якщо взаємодіючі заряди знаходяться в ізотропному середовищі, то закон Кулона (8.2) має вигляд:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2}, \quad (8.4)$$

де ϵ – діелектрична проникність середовища – безрозмірна величина, яка вказує, у скільки разів сила взаємодії F_0 точкових електричних зарядів у вакуумі більша, ніж сила взаємодії F у даному середовищі:

$$\epsilon = F_0 / F. \quad (8.5)$$

Вплив середовища на взаємодію зарядів пов'язаний з його поляризацією (§ 8.6): під дією електричного поля зарядів, розміщених у діелектричному середовищі, відбувається зміщення заряджених частинок атомів і молекул, і зменшується, як наслідок, сила їх взаємодії.

Значення ϵ різні для різних речовин: для газів її значення може бути у межах $1,0002 \div 1,006$; для рідин – від 1,8 до 81; для

кристалічних тіл – від 4 до 10^5 , а для вакууму $\varepsilon = 1$.

§ 8.2. Напруженість електростатичного поля. Принцип суперпозиції. Лінії напруженості

1. Заряджені тіла і частинки, знаходячись на відстані, взаємодіють між собою за посередництвом їх електричних полів. Це поле є один з видів матерії. Інакше кажучи, у навколишньому просторі, що оточує електричний заряд, завжди існує електричне поле. Отже, заряди природно вважати джерелами поля, тобто об'єктами, що породжують поле. Основною ознакою наявності електричного поля є те, що на будь-який заряд, внесений у це поле, діє сила. Поле нерухомих зарядів називається електростатичним. Воно не змінюється з часом і характеризується двома фізичними величинами: напруженістю $\vec{E}$ і потенціалом φ .

Електричне поле виявляється за силами, що діють на пробний заряд відповідно до закону Кулона (8.4), якщо внести його в це поле. Пробний заряд q_0 – це заряд такої величини, що своєю присутністю не спотворює помітно досліджуване поле.

Відношення величини сили $\vec{F}$ до величини пробного заряду q_0 , внесеного в дану точку поля, є силова характеристика поля $\vec{E}$ в цій точці. Цю векторну величину називають напруженістю електричного поля в даній точці:

$$\vec{E} = \vec{F} / q_0. \quad (8.6)$$

Відповідно до формули (8.6) напруженість поля чисельно дорівнює відношенню сили, що діє з боку поля на вміщений у дану точку пробний заряд, до величини q_0 цього заряду. Напруженість електричного поля вимірюється в Н/Кл чи В/м. Формула (8.6) справедлива й у тому випадку, коли у вигляді пробного заряду узятий негативний заряд ($q_0 < 0$). У цьому випадку вектори $\vec{E}$ і $\vec{F}$ мають протилежні напрями, тобто

$$\vec{F} = \pm q_0 \vec{E}.$$

Із зіставлення формул (8.4) і (8.6) випливає, що напруженість поля точкового заряду q пропорційна величині цього заряду і обернено пропорційна квадрату відстані r від заряду до даної точки поля:

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} \quad (8.7)$$

або у векторному вигляді

$$\vec{E} = \frac{q \vec{r}}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3}, \quad (8.8)$$

де $\vec{r}$ – радіус-вектор, напрямлений від заряду q до даної точки поля, причому $|\vec{r}| = r$.

Поле називається однорідним, якщо його напруженість $\vec{E}$ у всіх точках однакова за модулем і напрямом (рис. 8.7). Напруженість електростатичного поля не змінюється з часом, але залежить від координат.

2. Якщо маємо декілька точкових нерухомих зарядів, то напруженість електричного поля системи зарядів дорівнює векторній сумі напруженостей полів, утворених кожним із цих зарядів окремо:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_N = \sum \vec{E}_i = \sum \frac{q_i \vec{r}_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_i^3}, \quad (8.9)$$

де N – кількість зарядів, що створюють поле в даній точці простору, $\vec{E}_i$ – напруженість, яку створює i -й заряд у заданій точці поля, $\vec{r}_i$ – радіус-вектор, проведений від точкового заряду q_i до точки поля, що розглядається.

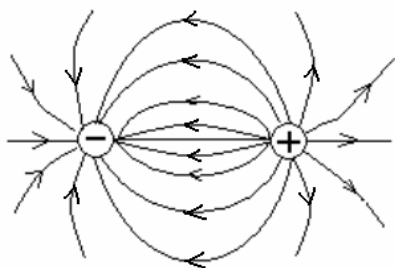


Рис. 8.2

Дане положення називається принципом суперпозиції (накладання) електричних полів і використовується для їхнього розрахунку. Електричне поле прийнято зображувати графічно за допомогою ліній напруженості (силових ліній), тобто ліній, проведених у полі так, що дотична до

яких у кожній точці збігається з напрямом вектора $\vec{E}$ у цій точці (рис. 8.2). Лінії напруженості є умовним поняттям і реально не існують. Прийнято вважати, що лінії напруженості електростатичного поля починаються на позитивних і закінчуються на негативних зарядах (рис. 8.2) або прямують у нескінченність.

На рис. 8.2 лініями напруженості показана картина електричного поля двох однакових за модулем різнойменних точкових зарядів, розташованих на деякій відстані. Лінії напруженості від одного джерела ніколи не перетинаються,

оскільки у кожній точці поля вектор $\vec{E}$ має тільки один напрям. Вважають, де лінії густіше, напруженість більша, і навпаки.

§ 8.3. Робота сил електростатичного поля. Потенціальність поля. Потенціал. Зв'язок між напруженістю й потенціалом. Еквіпотенціальні поверхні

1. Нехай джерелом електростатичного поля є точковий заряд $+q$ (рис. 8.3). Тоді при переміщенні пробного заряду q_0 в електростатичному полі кулонівські сили виконують роботу. У загальному випадку елементарна робота на малій ділянці переміщення (3.14), на якій силу можна вважати постійною (рис. 8.3),

$$dA = F d\ell \cos \varphi,$$

де φ – кут між силою $\vec{F}$ і переміщенням $d\vec{\ell}$.

Враховуючи, що $d\ell \cos \varphi = dr$, повна робота при переміщенні заряду q_0 від точки 1 до точки 2 дорівнює сумі елементарних робіт, тобто інтегралу

$$A_{12} = \int_1^2 F dr = \int_1^2 q_0 E dr = \int_1^2 \frac{q_0 q dr}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_{r_1}^{r_2} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (8.10)$$

де q – заряд, що створює поле. Тут враховані формули (8.6) і (8.7).

З формули (8.10) видно, що робота електростатичних сил не залежить від форми траєкторії переміщення заряду між точками 1-2, а визначається тільки початковим і кінцевим положеннями пробного заряду q_0 . Це означає, що електростатичне поле є полем потенціальним, а електростатичні (кулонівські) сили – консервативними (3.17).

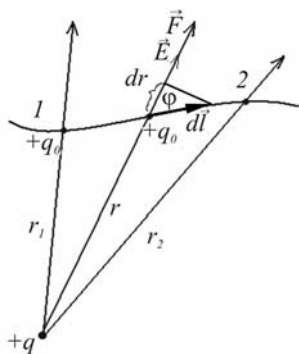


Рис. 8.3

2. Робота, яку виконують сили електростатичного поля, переміщаючи пробний q_0 по

замкненому контуру L , може бути подана у вигляді:

$$A = q_0 \oint_L \vec{E} d\vec{\ell}.$$

У випадку замкненого контуру початкова і кінцева його точки збігаються. Тому, як випливає з формули (8.10), робота, виконана при переміщенні електричного заряду по будь-якому замкненому

контур ($r_1 = r_2$), дорівнює нулю ($\oint dA = 0$), отже, і $q_0 \oint \vec{E} d\vec{\ell} = 0$. Оскільки $q_0 \neq 0$, то

$$\oint \vec{E} d\vec{\ell} = 0. \quad (8.11)$$

Силове поле, напруженість якого задовольняє умові (8.11), називається потенціальним, або безвихровим. У такому полі немає замкнених ліній напруженості: вони починаються на позитивних зарядах і закінчуються на негативних зарядах або прямують у нескінченність (рис. 8.2).

Отже, лінії напруженості електростатичного поля є незамкненими, а рівняння (8.11) є інтегральною формою запису потенціальності електростатичного поля.

Лінійний інтеграл (8.11), обчислюваний за замкненим контуром, називають циркуляцією вектора $\vec{E}$. Тоді рівняння (8.11) формулюється так: циркуляція вектора напруженості електростатичного поля по довільному замкненому контуру дорівнює нулю – воно є одним з фундаментальних рівнянь електростатики.

3. Заряд в електростатичному полі має потенціальну енергію W_{Π} , яка дорівнює роботі, виконаній силами поля по переміщенню пробного заряду з даної точки поля в деяку фіксовану точку простору, де напруженість поля дорівнює нулю, тобто в точці $r_2 = \infty$ (8.10) і якщо $r_1 = r$, тоді:

$$A_{l\infty} = W_{\Pi} = q_0 q / 4\pi\epsilon_0 \epsilon r. \quad (8.12)$$

Відношення W_{Π}/q_0 не залежить від величини пробного заряду і є енергетичною характеристикою поля, названою потенціалом:

$$\varphi = W_{\Pi} / q_0. \quad (8.13)$$

Таким чином, потенціал електростатичного поля є фізична величина, що дорівнює відношенню потенціальної енергії, яку має пробний заряд q_0 у даній точці поля, до величини цього заряду. Потенціал – скалярна величина.

Розмірність потенціалу (8.13) – 1 Дж/1 Кл = 1 вольт (В). Отже, потенціал у 1 В такої точки поля, в якій заряд в 1 Кл має потенціальну енергію в 1 Дж. На практиці нульовим потенціалом вважають потенціал Землі.

Потенціал поля точкового заряду q на відстані r , згідно з (8.12) і (8.13), визначається за формулою

$$\varphi = q / 4\pi\epsilon_0 \epsilon r. \quad (8.14)$$

Якщо заряд q_0 переміщається із точки з потенціалом φ_1 у точку з потенціалом φ_2 , то електростатичні сили виконують роботу (8.13)

$$A_{12} = W_{\Pi 1} - W_{\Pi 2} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2), \quad (8.15)$$

яка дорівнює добутку заряду на різницю потенціалів. Знак потенціалу визначається знаком заряду, що створює поле. Потенціали точок поля позитивного заряду вважають додатними, а негативного – від’ємними.

Коли поле утворене довільно розташованими зарядами $q_1, q_2, \dots, q_N$, потенціал його φ в даній точці дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N$, створюваних кожним зарядом окремо, тобто принцип суперпозиції набуває вигляду:

$$\varphi = \sum \varphi_i = \sum \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_i}, \quad (8.16)$$

де r_i – відстань від точкового заряду q_i до точки, де визначаємо потенціал поля.

Потенціальна енергія $q(\varphi_1 - \varphi_2)$ електростатичного поля перетворюється в кінетичну енергію носія заряду q ; тобто пройшовши різницю потенціалів, заряд здобуває енергію

$$q(\varphi_1 - \varphi_2) = mv^2 / 2.$$

Таким чином, можна створити електронні, іонні і плазменні пучки, що використовуються в різних наукових, технічних і військових цілях. Наприклад, так одержують рентгенівське випромінювання в рентгенівських трубках.

4. Кожну точку електростатичного поля можна характеризувати як вектором напруженості $\vec{E}$, так і величиною потенціалу φ . Знайдемо зв’язок між ними.

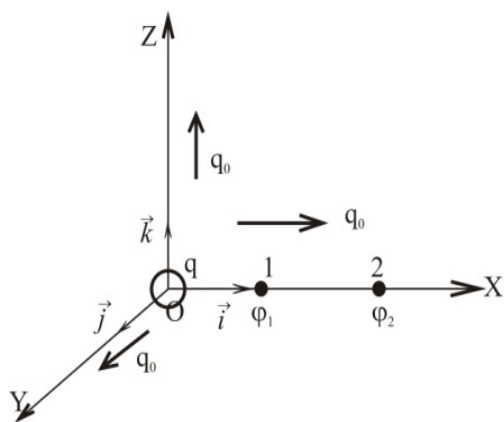


Рис. 8.4

Нехай 1 і 2 – нескінченно близькі точки поля, розташовані на осі x (рис. 8.4), так що $x_2 - x_1 = dx$. Робота з переміщення заряду q_0

$$dA = F_x dx = q_0 E_x dx,$$

де E_x – проекція вектора $\vec{E}$ на вісь x . З іншого боку, робота (8.15) $dA = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) = -q_0 d\varphi$. Знак «мінус» тому, що $\varphi_2 < \varphi_1$ (рис. 8.4), де q – заряд, що створює поле.

Порівнюючи вирази для робіт, одержимо $E_x dx = -d\varphi$, або

$$E_x = -\partial\varphi / \partial x .$$

Застосувавши аналогічні міркування для осей y і z , отримаємо:

$$E_y = -\partial\varphi / \partial y \quad \text{і} \quad E_z = -\partial\varphi / \partial z .$$

Тут символ частинної похідної означає, що функцію $\varphi(x, y, z)$ треба диференціювати тільки за x , вважаючи y і z при цьому постійними, аналогічно і для величин E_y і E_z .

Знаючи проекції E_x, E_y і E_z вектора $\vec{E}$, можна записати і сам вектор $\vec{E}$ у вигляді

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \vec{k} \right), \quad (8.17)$$

де $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – одиничні вектори (орти) (рис. 8.4).

Вираз в дужках теж є вектор. Він називається градієнтом потенціалу і позначається $grad \varphi$ чи $\nabla\varphi$. Тут $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}$ є оператор Гамільтона.

Тому формулу (8.17) можна записати у такому вигляді:

$$\vec{E} = -grad \varphi = -\nabla\varphi . \quad (8.18)$$

Знак «мінус» показує, що вектор $\vec{E}$ спрямований убік зменшення потенціалу. Градієнт функції φ є вектор, спрямований убік найбільш швидкого зростання цієї функції, а його довжина дорівнює першій похідній цієї функції φ за координатою, спрямованою за напрямом вектора. Отже, $grad \varphi$ – вектор, напрямлений убік максимального зростання потенціалу.

За допомогою формули (8.18) можна відновити поле $\vec{E}$, знаючи функцію $\varphi(x, y, z)$, і навпаки.

5. Сукупність точок, що мають однаковий потенціал, називається екіпотенціальною поверхнею (поверхнею однакового потенціалу). Переміщення заряду уздовж цієї поверхні не супроводжується роботою (8.15), тому що $\varphi = const$. Це означає, що лінії напруженості вектора $\vec{E}$ перпендикулярні до екіпотенціальних поверхонь.

§ 8.4. Розподіл електричних зарядів. Потік вектора $\vec{E}$.

Теорема Гаусса для вектора $\vec{E}$ у вакуумі. Електричне поле рівномірно зарядженої нескінченної площини, двох площин

1. Для спрощення розрахунків електричних полів у деяких

випадках можна перейти до неперервного розподілу заряду в тілі і ввести поняття густини заряду. Такий підхід не вносить значних помилок, хоча розподіл заряду – дискретний. Можливі наступні випадки.

Якщо заряд dq неперервно розподілений у деякому малому об'ємі dV , то об'ємна густина електричних зарядів

$$\rho = dq / dV \quad \text{і розмірність } Кл/м^3. \quad (8.19)$$

Якщо заряд dq неперервно розподілений по малій ділянці поверхні dS , то поверхнева густина електричних зарядів

$$\sigma = dq / dS \quad \text{і розмірність } Кл/м^2. \quad (8.20)$$

Якщо заряд dq неперервно розподілений уздовж малої ділянки лінії завдовжки $d\ell$, то лінійна густина електричних зарядів

$$\tau = dq / d\ell \quad \text{і розмірність } Кл/м. \quad (8.21)$$

2. Щоб за допомогою ліній напруженості можна було характеризувати не тільки напрям, але і числове значення напруженості електростатичного поля, їх проводять з певною

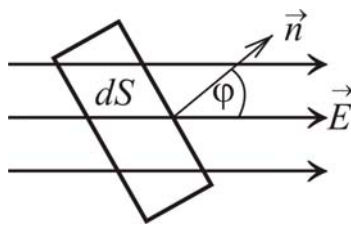


Рис. 8.5

густиною: число ліній напруженості, що пронизують одиницю площі поверхні, перпендикулярну лініям напруженості, повинне дорівнювати модулю вектора $\vec{E}$. Тоді число ліній напруженості, що пронизують нескінченно малу поверхню dS , дорівнює $E dS \cos \varphi = E_n dS$ (рис. 8.5), де

E_n – проекція вектора $\vec{E}$ на нормаль $\vec{n}$ до поверхні dS . Величина $d\Phi = E_n dS = \vec{E} d\vec{S}$ називається потоком вектора напруженості $\vec{E}$ крізь поверхню dS . Тут $d\vec{S} = dS \vec{n}$ – вектор, модуль якого дорівнює dS , а напрям вектора збігається з напрямом нормалі $\vec{n}$ до поверхні.

Певний потік вектора напруженості $\vec{E}$ крізь довільну замкнену поверхню S буде

$$\Phi = \oint E_n dS = \oint \vec{E} d\vec{S}. \quad (8.22)$$

3. Обчислення напруженості поля системи електричних зарядів за допомогою принципу суперпозиції (8.9) можна значно спростити, використовуючи теорему Гаусса, яка визначає потік вектора напруженості електричного поля крізь довільну замкнену поверхню.

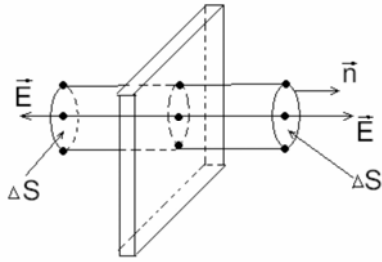


Рис. 8.6

Теорема стверджує, що потік вектора напруженості електричного поля у вакуумі крізь довільну замкнену поверхню S зсередини назовні дорівнює алгебраїчній сумі тих точкових зарядів q_i , які охоплюються поверхнею S , поділений на електричну сталу ϵ_0 , тобто:

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum^N q_i. \quad (8.23)$$

Тут N – кількість зарядів, які містяться усередині цієї поверхні.

4. Розглянемо приклад електростатичних полів, що створюються симетричним розподілом зарядів і напруженість яких зручно розраховувати з застосуванням теореми Гаусса, – поле рівномірно зарядженої нескінченної площини (рис. 8.6). Площину називають нескінченною, якщо відстанню від точки, в якій визначають напруженість поля, до площини можна нехтувати порівняно з геометричними розмірами площини. Нескінченна площина заряджена з постійною поверхневою густиною заряду σ (8.20). Внаслідок симетрії поля лінії напруженості перпендикулярні площині (рис. 8.6). У вигляді гауссової поверхні побудуємо циліндр, твірні якого перпендикулярні зарядженій площині, а основи паралельні їй і лежать по різні сторони від неї на однакових відстанях.

Потік вектора напруженості крізь бічну поверхню циліндра дорівнює нулю, оскільки лінії паралельні твірним і не перетинають бічної поверхні, а потік крізь кожен з основ (вони розташовані в точках розрахунку напруженості поля) знайдемо, використовуючи теорему Гаусса (8.23):

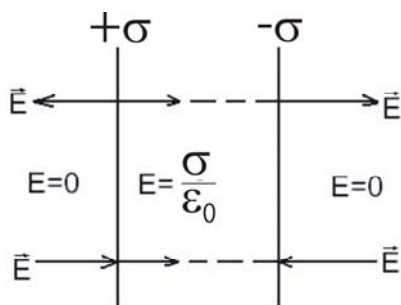


Рис. 8.7

$$2 \int_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum^N q_i = \frac{1}{\epsilon_0} \int_S \sigma dS.$$

Тут заряд q_i виразили через поверхневу густину (8.20).

В усіх точках основ циліндра $E_n = E = \text{const}$. Тому напруженість електростатичного поля рівномірно зарядженої нескінченної площини дорівнює:

$$2ES = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma S \quad \text{і} \quad E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}. \quad (8.24)$$

Той факт, що E не залежить від відстані до площини, означає, що електричне поле в даному випадку буде однорідним, а напруженість його в будь-якій точці поля однакова.

Напруженість поля, створюваного двома нескінченними паралельними площинами, зарядженими з густинами $+\sigma$ і $-\sigma$, можна знайти як суперпозицію полів (8.9), створюваних кожною з площин окремо (рис. 8.7). Тут верхні стрілки відповідають лініям напруженості від позитивно зарядженої площини, нижні – від негативно зарядженої площини. За межами площин вектори $\vec{E}$ від кожної з них направлені протилежно, тому за межами площин поля немає. В області між площинами вектори напруженостей $\vec{E}$ мають однакові напрями, і згідно з (8.24) це поле

$$E = \sigma / \varepsilon_0. \quad (8.25)$$

Видно, що поле в два рази більше в порівнянні з полем однієї площини (8.24). Зазначимо, що між двома однойменно зарядженими з однаковою поверхневою густиною заряду паралельними площинами поле $E = 0$.

§ 8.5. Провідники в електростатичному полі. Електростатична індукція. Електростатичний захист. Вістря

1. За електричними властивостями речовини можна поділити на групи: провідники, напівпровідники і діелектрики. До провідників належать усі метали, водні розчини солей, кислот і лугів, розігріті гази, розплавлені солі.

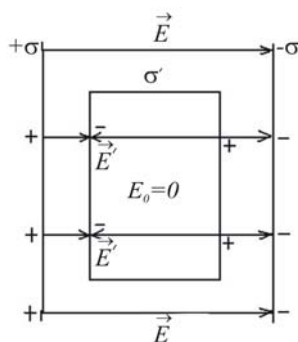


Рис. 8.8

Провідники за природою електропровідності поділяють на: провідники першого роду (метали) – носії заряду електрони; провідники другого роду – вони мають іонний механізм провідності.

У металевих провідниках налічується велика кількість вільних зарядів (їх концентрація 10^{28} м^{-3}). Це електрони, які втратили зв'язок зі своїм атомом. Їх рух має хаотичний характер і залежить від температури. Рух таких електронів аналогічний руху частинок газу, тому сукупність вільних електронів називають електронним газом.

Внесемо металевий провідник в електростатичне поле $\vec{E}$

(рис. 8.8). Тоді на вільні заряди провідника діє сила $\vec{F} = -q\vec{E}$, переміщаючи їх доти, доки не настане такий їх перерозподіл на поверхні провідника, при якому поле $\vec{E}'$ компенсує поле $\vec{E}$, тобто $E_0 = E - E' = 0$, де E' – поле, створене вільними зарядами на поверхні провідника (рис. 8.8); E_0 – результуюче поле у провіднику. Поверхнева густина вільних зарядів $\sigma' = \sigma$. Рух зарядів припиняється. При цьому поверхня провідника у напрямі поля $\vec{E}$ зарядиться позитивно, в протилежному напрямі негативно.

Таким чином, у статичному випадку електричне поле усередині провідника відсутнє: зовнішнє поле $\vec{E}$ повністю компенсується полем $\vec{E}'$.

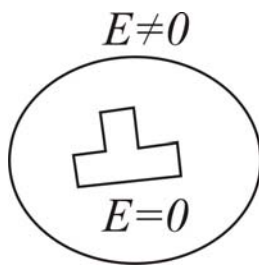


Рис. 8.9

Відсутність поля усередині провідника означає, що потенціал φ у провіднику однаковий у всіх його точках, тобто провідник є екіпотенціальною поверхнею. Крім того, у поверхні провідника силові лінії повинні бути направлені перпендикулярно до поверхні. Це обумовлено тим, що складова поля $\vec{E}$ уздовж поверхні

відсутня – у противному випадку у провіднику весь час проходив струм.

2. Негативні і позитивні заряди, що виникли на поверхні провідника, внесеного в електростатичне поле, називаються наведеними (індукованими) зарядами, а саме явище перерозподілу зарядів та появи поверхневих зарядів на провіднику – електростатичною індукцією або електризацією через вплив. Поверхнева густина заряду залежить від кривизни поверхні. Досліди показують, що поверхнева густина заряду є більшою там, де більша кривизна поверхні. В місцях з великою кривизною (вістря) напруженість поля набуває великих значень. Це сприяє стіканню електричних зарядів із металевих вістер, а в оточуючому повітрі спостерігається іонізація молекул.

3. На відсутності електричного поля усередині провідника ґрунтується електростатичний захист – екранування приладів від впливу зовнішніх електростатичних полів. Оскільки усередині металевого тіла електростатичне поле дорівнює нулю, то можна вирізати його внутрішню область і залишити тільки оболонку, помістивши там прилади та пристрої, чутливі до електричного поля

(рис. 8.9). Від гравітаційного поля захиститися не можна. Роль оболонки може виконувати досить густа металева сітка (телевізійний провід).

При тісному контакті різнорідних тіл електрони можуть перейти з одного тіла на інше, тому що значення сил, що їх утримують у кожному з тіл, різні.

Щільний контакт таких тіл при терті призводить до значної їхньої електризації внаслідок перерозподілу електронів. Електризація може відбуватися в процесах, пов'язаних з ковзанням, здрибнюванням, перемішуванням тіл тощо. Вона супроводжується накопиченням на поверхні значних статичних зарядів і утворенням поблизу них сильних електричних полів.

У виробничих процесах, пов'язаних з переробкою й одержанням окремих речовин, іскрові розряди, що виникають у результаті електризації тіл, часто є причиною вибухів і пожеж на хімічних виробництвах. При інтенсивному перекачуванні пального з однієї ємності в іншу (заправлення літака і т.д.) різниця потенціалів між рідким паливом і ємністю може досягати величин, достатніх для виникнення пробою і загоряння.

Для запобігання електричних розрядів виконують заземлення обладнання, зволоження або іонізацію повітря, нанесення на поверхню електроіонізуючих тіл провідних речовин.

§ 8.6. Діелектрики в електростатичному полі. Електричний диполь. Вектор поляризації. Види поляризації. Сегнетоелектрики. П'єзоелектричний ефект. П'єзоелектричні сейсмографи

1. Діелектриками (ізоляторами) називаються речовини, не здатні проводити електричний струм. Всі електричні заряди діелектрика зв'язані з молекулами речовини і можуть зміщатися тільки в межах атома або молекули. Їх називають зв'язаними зарядами. Вони створюють електричне поле так само, як і вільні заряди.

Діелектриками можуть бути речовини у будь-якому із трьох агрегатних станів: твердому (кварц, скло, фарфор), рідкому (дистильована вода, продукти нафтопереробки), гази за звичайних температур та ін.

Питомий електричний опір діелектриків змінюється у межах від $\rho \sim 10^6 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ до $\rho \sim 10^{15} \text{ Ом}\cdot\text{м}$.

Вся теорія поведінки діелектрика в електричному полі

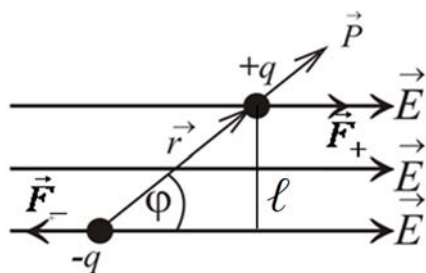


Рис. 8.10

побудована на понятті електричного диполя. Ним називають систему, яка складається з двох рівних за величиною і протилежних за знаком точкових зарядів $+q$ і $-q$, розташованих на деякій відстані r один від одного (рис. 8.10). Основна характеристика диполя –

електричний (дипольний) момент

$$\vec{P} = q\vec{r}, \quad (8.26)$$

де $\vec{r}$ – радіус-вектор, спрямований від негативного до позитивного заряду (рис. 8.10), причому $|\vec{r}| = r$. Напрямок вектора $\vec{P}$ збігається з напрямком радіуса-вектора $\vec{r}$. Модуль вектора $|\vec{P}| = q|\vec{r}|$. Якщо відстань між зарядами не змінюється, то такий диполь називають жорстким.

Зовнішнє електростатичне поле впливає на диполь. Якщо диполь знаходиться в однорідному полі (рис. 8.10) з напруженістю $\vec{E}$ і вектор $\vec{P}$ утворює кут φ з напруженістю поля $\vec{E}$, то з боку поля на нього діють сили $\vec{F}_+$ і $\vec{F}_-$. Момент M цієї пари сил, або обертальний момент, якщо врахувати (8.6) і (8.26), визначається за формулою:

$$M = F\ell = qErsin\varphi = PEsin\varphi \quad \text{або у векторній формі:} \quad \vec{M} = [\vec{P}\vec{E}] \quad (8.27)$$

Цей момент намагається повернути диполь так, щоб вектори $\vec{P}$ і $\vec{E}$ були паралельними ($\varphi = 0$). Таке положення диполя буде стійким і відповідає мінімальній енергії.

У неоднорідному полі, де напруженість поля $\vec{E}$ змінюється від точки до точки, вільний диполь не тільки орієнтується уздовж ліній напруженості, але і втягується в область більш сильного поля, тому що сили $\vec{F}_+$ і $\vec{F}_-$ в різних точках відрізняються ($\vec{F}_+ \neq \vec{F}_-$).

Молекули діелектрика можуть бути неполярними і полярними. У неполярних молекул «центри ваги» позитивних (ядро) і негативних зарядів (електронів) під час відсутності зовнішнього електричного поля збігаються ($r = 0$), і дипольний

момент $\vec{P}$ молекули дорівнює нулю, наприклад: H_2 , O_2 , N_2 , CH_4 та ін. У несиметричних молекул, таких як CO , H_2O , NH_3 та ін., центри ваги зарядів різних знаків не збігаються, і при $E = 0$, $r \neq 0$. У цьому випадку молекули мають власний дипольний момент $\vec{P}$ і називаються полярними.

2. Процес появи орієнтованих диполів у діелектрику при внесенні його в зовнішнє електростатичне поле називається поляризацією. Ступінь поляризації діелектрика характеризують вектором поляризації

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^N \vec{P}_i / V, \quad (8.28)$$

де $\vec{P}_i$ – дипольний момент i – молекули, N – їх кількість, V – об'єм діелектрика. Одиниця виміру $Kл/м^2$. Внаслідок цього на поверхні діелектрика виникає зв'язаний заряд. Усередині діелектрика негативні й позитивні заряди диполів компенсують один одного, і середній зв'язаний заряд дорівнює нулю. Поляризацію речовини можна подати як

$$\vec{P} = n \langle \vec{P}_i \rangle, \quad (8.29)$$

де n – концентрація диполів; $\langle \vec{P}_i \rangle$ – середній дипольний момент i – молекули.

3. Розрізняють такі види поляризації.

а) Орієнтаційна, або дипольна поляризація діелектрика з полярними молекулами. За відсутності зовнішнього електричного поля дипольні моменти молекул розташовані невпорядковано, і вектор поляризації $\vec{P} = 0$. При внесенні в поле $\vec{E}$ дипольні моменти орієнтуються переважно уздовж його ліній напруженості (рис. 8.10), і вектор $\vec{P} \neq 0$.

При цьому всередині діелектрика різнойменні заряди диполів взаємно компенсуються, а на поверхні утворюються некомпенсовані зв'язані заряди диполів. Вони утворюють поле $\vec{E}'$, яке зменшує зовнішнє поле $\vec{E}$. Ця поляризація тим сильніша, чим більша напруженість електричного поля і чим нижча температура, тому що хаотичний тепловий рух перешкоджає створенню упорядкованої орієнтації всіх диполів.

б) Електронна (деформаційна) поляризація діелектрика з неполярними молекулами виникає у зовнішньому електричному

полі за рахунок деформації електронних орбіт і ядра атома у протилежні боки.

Причина деформації – це сили, що діють на заряди з боку поля (рис. 8.10). Цей дипольний момент (його іноді називають індукованим) пропорційний напруженості поля і збігається за напрямом з вектором $\vec{E}$. На торцях діелектрика з'являються поверхневі зв'язані заряди різного знаку з поверхневою густиною $+\sigma'$ і $-\sigma'$. Електронна поляризація не залежить від температури діелектрика.

в) Іонна поляризація спостерігається у кристалічних діелектриках, що мають іонну кристалічну решітку, наприклад $NaCl$. Тут під час дії на іонний кристал зовнішнього електричного поля відбувається зсув іонів кристалічної решітки: позитивних – у напрямку поля, а негативних – у протилежному напрямі, що приводить до виникнення на поверхні діелектрика зв'язаних зарядів диполів і відповідно з'являється відмінний від нуля результуючий дипольний момент.

г) Спонтанна поляризація спостерігається, коли за відсутності зовнішнього електричного поля у речовини існують малі області ($\sim 10^{-3}$) – їх називають доменами, в яких дипольні моменти повністю упорядковані, тобто вони самочинно поляризовані до насичення.

Проте орієнтація дипольних моментів окремих доменів є різною, отже, результуючий момент усього кристала відсутній. Розділяються домени доменними стінками, у яких відбувається плавний поворот вектора поляризації від його напрямку у даному домені до напрямку у сусідньому.

Поляризація таких речовин (їх називають сегнетоелектриками) зводиться до того, що під дією зовнішнього електричного поля доменні границі зміщуються так, що об'єми доменів, поляризованих за полем, збільшуються за рахунок доменів, поляризованих проти поля. На наступному етапі відбувається поворот дипольних моментів доменів у напрямі поля. У сильному полі увесь сегнетоелектрик може перетворитися в один домен.

Після вимикання електричного поля деяка упорядкованість у розташуванні доменів залишається, тобто кристал зберігає залишкову поляризацію. Кожний сегнетоелектрик має температуру, при якій він втрачає наведені властивості і кристал стає звичайним діелектриком. Ця температура називається точкою Кюрі. Поведінка

сегнетоелектриків у зовнішньому електричному полі збігається з поведінкою феромагнетиків у магнітному полі (§11.3).

4. Серед діелектриків є кристали, в яких виникають зв'язані заряди на їх поверхні без електричного поля, а внаслідок деформації. Такі кристали називають п'єзоелектричними, а саме явище виникнення зв'язаних електричних зарядів на поверхні кристала під час його деформації п'єзоелектричним ефектом (вперше було виявлено на кристалі кварцу).

Існує і обернений п'єзоэффект, коли при розміщенні кристала діелектрика в електричному полі у кристалі виникають пружні деформації, тобто кристал деформується. У змінному електричному полі пластина із кварцу деформується з частотою коливань поля, і він стає випромінювачем ультразвукових хвиль.

П'єзоэффект спостерігається у турмаліні, титанаті барію, сегнетовій солі та в інших речовинах. Використовують п'єзоелектричні матеріали для п'єзодатчиків, призначених перетворювати механічні коливання в електричні, та акустичних генераторів – для перетворення електричних у звукові коливання. З них виготовляють п'єзоелектричні сейсмографи для реєстрації коливань земної кори.

§ 8.7. Зв'язок вектора поляризації $\vec{P}$ з вектором напруженості $\vec{E}$. Діелектрична сприйнятливості речовини. Вектор електричної індукції $\vec{D}$. Зв'язок між векторами $\vec{D}$ і $\vec{E}$. Графічне зображення електричного поля в діелектрику

1. Для більшості ізотропних діелектриків за винятком сегнетоелектриків між векторами $\vec{P}$ і $\vec{E}$ спостерігається лінійна залежність

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}, \quad (8.30)$$

де χ – безрозмірна додатна величина, названа діелектричною сприйнятливості речовини. Ця величина не залежить від напруженості поля, вона характеризує властивості самої речовини, тобто її реакцію на поле $\vec{E}$ (здатність до поляризації).

Діелектрична сприйнятливості $\chi = n\beta$, де n – кількість диполів (молекул) в одиниці об'єму, а β – поляризованість молекули, яка пропорційна третьому ступеню радіуса молекули. Для діелектриків

з полярними молекулами $\chi \sim 1/T$, тобто зі збільшенням температури здатність до поляризації зменшується. Кристалічні діелектрики можуть бути електрично анізотропними.

2. Теорема Гаусса для вектора $\vec{P}$ має наступний вигляд:

$$\oint \vec{P} d\vec{S} = -\sum q_{зв'яз.} \quad (8.31)$$

Потік вектора поляризації $\vec{P}$ крізь довільну замкнену поверхню S дорівнює узятому із негативним знаком надлишковому зв'язаному заряду діелектрика в об'ємі, охоплюваному поверхнею S . Слід зазначити, що зв'язані заряди визначають не поле вектора $\vec{P}$, а тільки потік цього вектора крізь замкнену поверхню S .

Оскільки джерелом електричного поля є всі електричні заряди – вільні і зв'язані, то теорему Гаусса (8.23) для вектора $\vec{E}$ в речовині можна записати так:

$$\oint \varepsilon_0 \vec{E} d\vec{S} = \sum q_{віль.} + \sum q_{зв'яз.} \quad (8.32)$$

Ця формула виражає властивості невідомого поля $\vec{E}$ через зв'язані заряди ($q_{зв'яз.}$), які у свою чергу визначаються невідомим полем $\vec{E}$.

3. Для визначення поля в речовині введемо допоміжний вектор, потік якого не залежить від величини зв'язаних зарядів. Якщо виразимо $q_{зв'яз.}$ у (8.32) через потік вектора $\vec{P}$ (8.31), то одержимо

$$\oint (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) d\vec{S} = \sum q_{віль.}$$

Нехай

$$\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \vec{D}, \quad (8.33)$$

тоді

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = \sum q_{віль.} \quad (8.34)$$

Вираз (8.34) є теорема Гаусса для вектора $\vec{D}$. Потік вектора $\vec{D}$ крізь довільну замкнену поверхню S дорівнює алгебраїчній сумі вільних зарядів, які охоплюються цією поверхнею.

Як випливає з (8.33), вектор індукції $\vec{D}$ складається із суми двох векторів зовсім різних величин $\varepsilon_0 \vec{E}$ і $\vec{P}$. Величину $\vec{D}$ називають індукцією електричного поля або електричним зміщенням. Отже, вектор $\vec{D}$ – допоміжна величина, що спрощує вивчення електричного поля у діелектриках. Одиниця виміру електричної індукції – Кл/м², така само, як і вектора поляризації $\vec{P}$.

Поле вектора $\vec{D}$ зображують графічно лініями електричного зміщення, так само, як поле $\vec{E}$ – лініями напруженості. Лінії

електричного зміщення – це лінії, дотичні до яких у кожній точці збігаються за напрямом з електричним зміщенням $\vec{D}$. Вони починаються на позитивних (вільних) зарядах і закінчуються на негативних зарядах.

Використовуючи формули (8.30) і (8.33), одержуємо:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}, \quad \text{або} \quad \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad (8.35)$$

де ε – діелектрична проникність речовини (8.5)

$$\varepsilon = 1 + \chi. \quad (8.36)$$

Діелектрична проникність ε є основною електричною характеристикою речовини. Для всіх речовин $\varepsilon > 1$. Для вакууму $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$ (він не поляризується).

На рис. 8.11 графічно показане електричне поле в діелектрику, для якого $\varepsilon = 2$, який внесений у зовнішнє поле $\vec{E}$. Поле $\vec{E}$ створюють вільні заряди, густина яких σ . Унаслідок поляризації на поверхні діелектрика з'являються зв'язані заряди ($q_{зв'яз}$), які створюють поле $\vec{E}'$, спрямоване протилежно зовнішньому $\vec{E}$. Модуль напруженості результуючого електричного поля в діелектрику дорівнює (рис. 8.11):

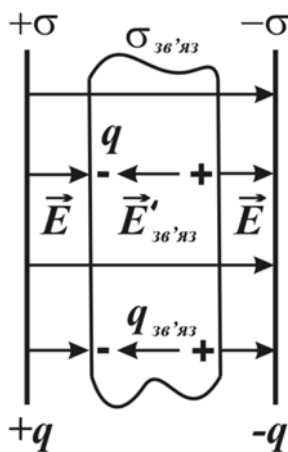


Рис. 8.11

$$E_0 = E - E' \quad \text{і} \quad \varepsilon = E / E'. \quad (8.37)$$

Отже, діелектрична проникність ε показує, у скільки разів ослаблене поле в діелектрику.

Ослаблення поля в діелектрику зумовлене поляризацією діелектрика. Видно, що результуюче поле в діелектрику зменшується вдвічі (кількість ліній напруженості поза діелектриком і усередині відрізняється) і відповідно $\sigma \neq \sigma_{зв'яз}$, тобто поверхнева густина вільних і зв'язаних зарядів різна.

§ 8.8. Електроємність. Конденсатори. З'єднання конденсаторів. Енергія зарядженого конденсатора. Енергія електричного поля. Електричне поле Землі

1. Розглянемо відокремлений провідник, який віддалений від інших заряджених тіл настільки, що він не відчуває впливу їх електричних полів, і будемо йому надавати заряди $q_1, q_2, \dots, q_N$. Тоді він заряджатиметься відповідно до потенціалів $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N$. Для

кожного провідника відношення $q_1 / \varphi_1 = q_2 / \varphi_2 = \dots = q_N / \varphi_N$ є величиною сталою, котру називають електроємністю (ємністю) провідника:

$$C = q / \varphi . \quad (8.38)$$

Ємність провідника чисельно дорівнює заряду, який потрібний для зміни потенціалу провідника на одиницю. Ємність провідника залежить від його розмірів, форми і діелектричної проникності навколишнього середовища і не залежить від маси провідника, тому що вільний заряд розподіляється тільки на його поверхні. Одиниця виміру ємності – фарад (Ф): 1 Ф=1Кл/1В. Фарад – занадто велика ємність. Ємність в 1 Ф має куля радіусом $9 \cdot 10^9$ м, тобто радіусом у 1500 разів більше радіуса Землі. Тому ємність на практиці виражають у часткових одиницях: 1 мікрофарад (мкФ = 10^{-6} Ф); 1 пікофарад (пФ = 10^{-12} Ф). Електроємність Землі дорівнює 700 мкФ.

2. Система двох близько розташованих провідників, розділених шаром діелектрика, називається конденсатором. Ємність конденсатора визначається за формулою

$$C = q_1 / \varphi_1 - \varphi_2 = q / U , \quad (8.39)$$

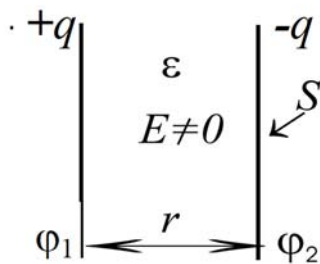


Рис. 8.12

де $\varphi_1 - \varphi_2$ – різниця потенціалів або напруга U між провідниками (обкладками конденсатора), q – заряд на одній із його обкладок. Отже, ємність двох провідників характеризує її здатність накопичувати електричний заряд.

За типом обкладок конденсатори поділяють на: плоскі, циліндричні, сферичні, а за типом діелектрика між обкладками – на паперові, слюдяні, керамічні тощо.

Обчислимо ємність плоского конденсатора, схематично зображеного на рис. 8.12, де S – площа кожної пластини, r – відстань між ними і ε – діелектрична проникність середовища, що заповнює простір між пластинами. Через те, що r мала в порівнянні з розмірами пластин, електричне поле між ними можна вважати однорідним. Тоді з урахуванням формул (8.25) і (8.20) маємо:

$$E = q / \varepsilon_0 \varepsilon S .$$

З (8.18) випливає, що:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_0^r E dr = \int_0^r \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S} dr = \frac{qr}{\varepsilon_0 \varepsilon S},$$

а враховуючи (8.39), одержуємо формулу для ємності плоского конденсатора:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon S / r. \quad (8.40)$$

Видно, що ємність конденсатора залежить від геометричних факторів: площі пластин і відстані між ними, а також від електричних властивостей середовища (ε) і не залежить від матеріалу обкладок конденсатора. Відзначимо, що плоский конденсатор ємністю в 1Ф повинен мати площу пластини $S = 100 \text{ км}^2$ з відстанню між пластинами $r = 1 \text{ мм}$.

Крім ємності, кожен конденсатор характеризується робочою напругою U_p . При напрузі, що перевищує U_p (пробивна напруга), може відбутися пробій конденсатора (електричний розряд через шар діелектрика), і він виходить із ладу.

3. Для збільшення ємності конденсаторів без зміни їх лінійних розмірів конденсатори з'єднують паралельно в батарею (рис. 8.13). Тут напруга U на кожному з конденсаторів є однаковою, а їхні заряди дорівнюють відповідно: $q_1 = c_1 U$; $q_2 = c_2 U$; ...; $q_N = c_N U$.

Заряд батареї конденсаторів $q = q_1 + q_2 + \dots + q_N = (c_1 + c_2 + \dots + c_N) U = U \sum_{i=1}^N c_i$.

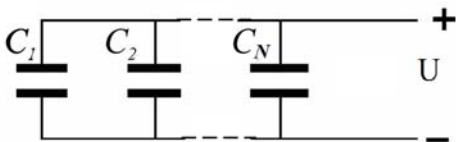


Рис. 8.13

Тому ємність батареї конденсаторів

$$C = q / U = \sum_{i=1}^N c_i. \quad (8.41)$$

Отже, при паралельному з'єднанні N конденсаторів ємність батареї дорівнює сумі ємностей окремих конденсаторів. З'єднувати паралельно доцільно такі конденсатори, у яких однакова робоча напруга.

При послідовному з'єднанні (рис. 8.14) середні обкладки електризуються через вплив, а тому їх заряди є рівними і протилежними за знаком, тобто повний заряд батареї дорівнює заряду одного конденсатора q . Напруга ж батареї U буде дорівнювати сумі напруг на окремих конденсаторах:

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_N = \sum_{i=1}^N U_i = \sum_{i=1}^N q / c_i.$$

Оскільки $U / q = 1 / c$, то:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \dots + \frac{1}{c_N} = \sum \frac{1}{C_i}. \quad (8.42)$$

З формули (8.42) видно, що $C < C_i$, тобто при послідовному

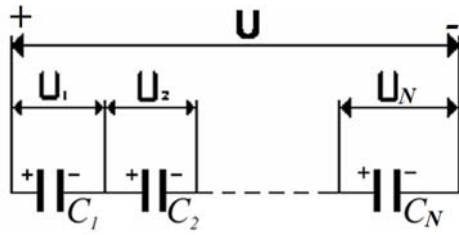


Рис. 8.14

з'єднанні конденсаторів ємність батареї завжди менша від найменшої ємності конденсатора, що входить до батареї, але при цьому й напруга на кожному з конденсаторів U_i менше загальної напруги U , що зменшує ймовірність пробою конденсатора.

4. Якщо обкладки зарядженого конденсатора замкнуті металевим провідником через лампочку, то по колу йтиме електричний струм, лампочка спалахне і горітиме доти, доки конденсатор не розрядиться. Це означає, що у зарядженому конденсаторі накопичується електрична енергія.

Вона вимірюється роботою, яка виконується при його зарядці. Елементарна робота при перенесенні малої порції заряду з однієї обкладки на другу (8.15)

$$dA = dq(\varphi_1 - \varphi_2),$$

а враховуючи (8.39), повна робота, витрачена при зміні заряду, дорівнює електричній енергії конденсатора:

$$W = A = \int_0^q \frac{q dq}{C} = \frac{q^2}{2C}, \quad (8.43)$$

де q – заряд на одній з обкладинок конденсатора. Конденсатори найбільше застосовуються в радіотехніці.

5. Електричне поле є матеріальним носієм енергії. У межах електростатики не можна поставити дослід, який доводив би, що електрична енергія зарядженого тіла зосереджена в його полі, оскільки поле нерозривно зв'язане із нерухомими зарядами і переносу енергії немає. Але електричне поле може існувати й у відриві від зарядів, наприклад, електромагнітні хвилі, що представляють собою електричні і магнітні поля, які поширюються в просторі з перенесенням енергії (радіо- і телесигналів та ін.).

Енергія зарядженого конденсатора (8.43) зосереджена між його обкладками, яку виразимо через характеристики електричного поля за допомогою формул (8.20), (8.40) і (8.24):

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon^2 E^2 S^2 d}{2\varepsilon_0 \varepsilon S} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V, \quad (8.44)$$

де V – об'єм простору між обкладками конденсатора (об'єм, займаний електричним полем).

Величина $W_V = W/V$ називається об'ємною густиною енергії електричного поля. З (8.44) випливає, що

$$W_V = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}. \quad (8.45)$$

Отже, об'ємна густина енергії електростатичного поля залежить від властивостей середовища і напруженості поля. Вираз (8.45) визначає і змінне електричне поле.

Якщо електричне поле неоднорідне, то його можна поділити на такі елементарні об'єми dV , у межах яких поле однорідне. Тоді вся енергія електричного поля в однорідному ізотропному діелектрику, враховуючи (8.35), дорівнює

$$W = \int_V \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} dV = \int_V \frac{ED}{2} dV. \quad (8.46)$$

Тут інтегрування виконується за всім об'ємом. Формула (8.46) відображає той факт, що електростатична енергія зосереджена в електростатичному полі об'єму V .

6. Земля має негативний заряд, величина якого оцінюється

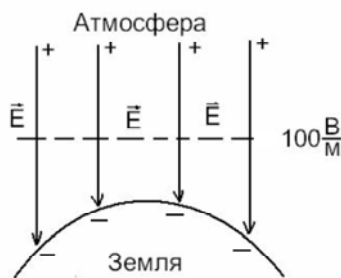


Рис. 8.15

в $-5 \cdot 10^5$ Кл. Рівний йому позитивний заряд міститься в атмосфері, у шарі заввишки порядку десятків кілометрів. Напруженість електричного поля в атмосфері спрямована униз (рис. 8.15) і зменшується з висотою. У поверхні Землі величина напруженості поля має величину $100 \div 150$ В/м, а на висоті 6 км

приблизно 10 В/м. При грозах напруженість поля в атмосфері може у 10^2 разів перевищувати нормальну. Опади, хмари, пил, туман, які присутні в атмосфері, збільшують електричне поле Землі.

Таким чином, людство і навколишня природа знаходяться в помітному електричному полі. Це означає, наприклад, що потенціал нашого тіла на висоті 1 м більше, ніж на рівні ступні, на 100 В. Болючу дію такого поля ми не відчуваємо, тому що наше тіло – достатньо гарний провідник і зовнішнє поле дуже швидко компенсується (§ 8.6), коли людина знаходиться на поверхні Землі,

але вплив поля на організм людини ще повністю не вивчений.

Коли ж ми торкаємося до полюсів батареї чи електричної мережі з такими напругами, то через тіло довгостроково проходить електричний струм, що викликає неприємні болючі відчуття і може мати небезпечні наслідки для здоров'я.

Космічні фактори впливають на біосферу через електричне поле Землі. Це найпомітніше на рослинах. Дійсно, щоб рослина ефективно поглинала вуглекислоту, необхідно, щоб іони CO_2^+ притягувались до листя рослин, які заряджені негативно. Чим більше різниця потенціалів, тим більша швидкість поглинання вуглекислоти, тобто відбувається стимулювання розвитку рослин. При зменшенні електричного поля розвиток рослин уповільнюється. При високій сонячній активності електричне поле збільшується і ріст рослин стає ефективнішим, наприклад, річні кільця дерев ширші.

Контрольні запитання і завдання

1. Сформулюйте закони збереження електричного заряду та Кулона. Запишіть закон Кулона у векторній формі.
2. Що характеризує діелектрична проникність? Як здійснюється взаємодія між зарядами?
3. З якою силою діють два однойменні, але різні за величиною заряди на третій заряд, який знаходиться посередині між ними? Що таке електричне поле?
4. Що називають напруженістю та потенціалом електричного поля? Їх розмірності. Яким співвідношенням пов'язані вони між собою?
5. Сформулюйте і запишіть принципи суперпозиції полів та потенціалів.
6. Зобразьте однорідне електричне поле за допомогою ліній напруженості.
7. Чому дорівнює потенціал, що утворює точковий заряд?
8. Де починаються і закінчуються силові лінії електричного поля Землі? Як впливає електричне поле Землі на біологічні об'єкти?
9. Чому дорівнює робота з переміщення електричного заряду вздовж еквіпотенціальної поверхні?
10. Доведіть, що кулонівські сили є консервативними силами.
11. Які речовини називають провідниками, діелектриками? Дайте визначення вільних і зв'язаних зарядів.
12. У чому полягає електростатичний захист?

13. Дайте визначення електричного диполя, електричного моменту диполя, вектора поляризації. Який напрям має електричний момент диполя?
14. Отримайте зв'язок між діелектричною проникністю і діелектричною сприйнятливістю.
15. Сформулюйте теорему Гаусса для векторів $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{P}$. Який зв'язок існує між цими векторами?
16. Зобразьте електричне поле у діелектрику за допомогою ліній напруженості, для якого $\varepsilon = 4$ і який внесений у зовнішнє поле $\vec{E}$.
17. Які існують види поляризації та їх характеристика?
18. У чому полягає відмінність сегнетоелектриків від інших діелектриків?
19. Дайте визначення прямого і оберненого п'єзоефекту. Де його використовують?
20. Виведіть формулу для енергії електричного поля.
21. Яку небезпеку несуть електричні кола з присутніми в них конденсаторами? Що необхідно виконати після відключення такого кола? Дайте визначення фаради.

Розділ 9. Постійний електричний струм. Електричний струм в речовині. Плазма

§ 9.1. Сила і густина електричного струму. Конвекційні струми. Сторонні сили. Електрорушійна сила і напруга

1. Електричним струмом називається упорядкований (направлений) рух електричних зарядів. За напрям струму прийнятий напрям руху позитивних зарядів. Якщо в речовині містяться вільні носії заряду (електрони, іони), здатні переміщатися на значні відстані, то при прикладенні електричного поля вони здобувають упорядкований рух, який впливає на їхній тепловий хаотичний рух. Речовини, що проводять електричний струм, називають провідниками, або провідними середовищами. Упорядкований рух носіїв заряду в провідному середовищі називають струмом провідності.

Кількісною мірою електричного струму є сила струму I – скалярна фізична величина, що чисельно дорівнює відношенню заряду dq , перенесеного крізь поперечний переріз провідника за одиницю часу dt :

$$I = dq / dt . \quad (9.1)$$

Електричний струм називається постійним, якщо сила струму і його напрям не змінюються з часом. Для постійного струму

$$I = q / t, \quad (9.2)$$

де q – електричний заряд, що проходить за час t крізь поперечний переріз провідника.

Одиниця сили струму – ампер (А): $1 \text{ А} = 1 \text{ Кл/с}$. Тисячна частка ампера є міліампер: $1 \text{ мА} = 10^{-3} \text{ А}$, а мільйонна частка – мікроампер: $1 \text{ мкА} = 10^{-6} \text{ А}$. При наявності струму електричне поле усередині провідника не дорівнює нулю і лінії напруженості не перпендикулярні до поверхонь провідників, а поверхні провідників уже не є екіпотенціальними поверхнями.

Якщо в електричному полі одночасно рухаються негативні (проти поля) і позитивні (по полю) носії, то повний струм визначається як сума струмів, утворених носіями кожного знаку.

Коли електричні заряди рухаються разом з тілом, на якому вони містяться, то створюваний ними струм називають конвекційним. Такі струми виникають в атмосфері при падінні заряджених краплин води під дією сил тяжіння, а також при орбітальному русі Землі, яка має надлишок негативних зарядів.

2. Густиною електричного струму j називається фізична величина, яка дорівнює відношенню сили струму dI , що протікає крізь площину $dS_{\perp}$, перпендикулярну напрямку руху носіїв заряду, до площі цієї поверхні:

$$j = dI / dS_{\perp}. \quad (9.3)$$

Одиниця густини струму – А/м^2 . Густина струму – векторна величина. Вектор густини струму $\vec{j}$ має напрям вектора швидкості $\vec{v}^+$ упорядкованого руху позитивних носіїв заряду:

$$\vec{j} = qn \vec{v}^+, \quad (9.4)$$

де n – концентрація носіїв і q – заряд носія. Якщо $q < 0$, то вектори $\vec{j}$ і $\vec{v}$ мають протилежні напрями. Швидкість упорядкованого переміщення, наприклад електронів, $v \approx 10^{-5} \text{ м/с}$.

3. Для виникнення й існування електричного струму в середовищі необхідно: а) наявність у даній речовині вільних носіїв струму (електронів та іонів); б) наявність різниці потенціалів на кінцях даної речовини.

Якщо в колі діють тільки сили електростатичного поля

($\vec{F} = \pm q \vec{E}$), то переміщення носіїв відбувається доти, доки потенціали всіх точок кола вирівнюються і електростатичне поле зникає. Для існування постійного струму необхідна наявність у колі пристрою, здатного створювати і підтримувати різницю потенціалів за рахунок сил не електростатичного походження. Такі пристрої називаються джерелами струму (акумулятори, електричні генератори тощо). Сили не електростатичного походження, що діють на заряди з боку джерела струму, називаються сторонніми ($\vec{F}_{стор}$). Кількісна характеристика сторонніх сил – це поле сторонніх сил і його напруженість $\vec{E}_{стор}$.

Сторонніми можуть бути сили будь-якої природи, крім електричного походження. Наприклад, у гальванічних елементах і акумуляторах природа сторонніх сил хімічна, у генераторі – внаслідок дії електромагнітних сил. Під дією сторонніх сил електричні заряди рухаються усередині джерела проти напрямку сил електростатичного поля, завдяки чому на кінцях електричного кола підтримується різниця потенціалів і в колі підтримується постійний струм. Роль джерела струму в електричному колі така ж, як і роль насоса по підняттю води на висоту. З даної висоти вода тече на Землю через наявність сил тяжіння, а у випадку електричного кола це електростатичні (кулонівські) сили усередині провідника.

4. Сторонні сили виконують роботу при переміщенні електричних зарядів. Фізична скалярна величина, яка дорівнює роботі сторонніх сил при переміщенні одиничного позитивного заряду на даній ділянці кола, називається електрорушійною силою (ЕРС):

$$\mathcal{E} = A_{стор} / q . \quad (9.5)$$

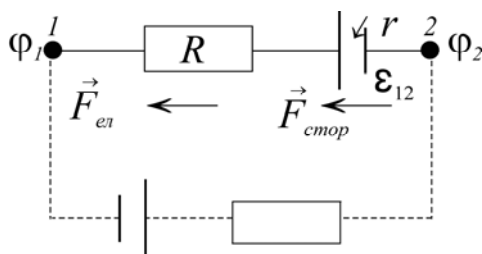


Рис. 9.1

Ця робота виконується за рахунок енергії, що витрачається у джерелі струму, тому величину (9.5) називають ще ЕРС джерела струму.

ЕРС – найважливіша енергетична характеристика джерела, вимірюється, як і потенціал, у

вольтах (В).

Ділянка кола називається неоднорідною, якщо на ній, крім електростатичних, діють сторонні сили (рис. 9.1, ділянка 1-2).

Ділянка кола, на якій не діють сторонні сили, називається однорідною.

Стороння сила $\vec{F}$, що діє на заряд q_0 , дорівнює $\vec{F}_{стор} = \vec{E}_{стор} q_0$, де $\vec{E}_{стор}$ – напруженість поля сторонніх сил.

Роботу сторонніх сил по переміщенню заряду q на замкненій ділянці кола можна виразити через інтеграл:

$$A = \oint \vec{F} d\vec{\ell} = \oint q_0 \vec{E}_{стор} d\vec{\ell}, \quad (9.6)$$

де $d\vec{\ell}$ – вектор елементарного переміщення позитивного заряду.

Звідси ЕРС, діючу в замкненому колі, знайдемо, якщо роботу поділимо на заряд q_0 (9.5):

$$\varepsilon = A_{стор}/q_0 = \oint \vec{E}_{стор} d\vec{\ell}. \quad (9.7)$$

Видно, що ЕРС, діюча в замкненому колі дорівнює циркуляції вектора напруженості поля сторонніх сил. Отже, для поля сторонніх сил циркуляція його напруженості по замкненому колу не дорівнює нулю. Тому поле сторонніх сил не потенціальне. ЕРС, що діє на ділянці 1-2 кола (рис. 9.1), дорівнює

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 \vec{E}_{стор} d\vec{\ell}. \quad (9.8)$$

Якщо на заряд q_0 діють як сили електростатичні, так і сторонні сили, то результуюча сила (рис. 9.1)

$$\vec{F} = \vec{F}_{ел} + \vec{F}_{стор} = q_0 (\vec{E}_{ел} + \vec{E}_{стор}).$$

Робота результуючої сили по переміщенню заряду q_0 на ділянці 1-2 з урахуванням (8.15) і (9.8)

$$A_{12} = q_0 \int_1^2 \vec{E}_{ел} d\vec{\ell} + q_0 \int_1^2 \vec{E}_{стор} d\vec{\ell} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) + q_0 \varepsilon_{12}. \quad (9.9)$$

Для замкненого кола робота електростатичних сил дорівнює нулю (8.11), тому в цьому випадку $A = q_0 \varepsilon_{12}$.

5. Напругою U , або спадом напруги на ділянці 1-2 називається фізична величина, яка чисельно дорівнює сумарній роботі, виконаній електростатичними і сторонніми силами по переміщенню одиничного позитивного заряду q_0 на даній ділянці кола, тобто:

$$U_{12} = \frac{A_{12}}{q_0} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}. \quad (9.10)$$

Поняття напруги є узагальненням поняття різниці потенціалів: напруга на кінцях ділянки кола дорівнює різниці потенціалів лише

у випадку однорідної ділянки кола, де не діє ЕРС, тобто відсутні сторонні сили (рис. 9.1).

§ 9.2. Закони Ома. Електричний опір. Надпровідність. Напівпровідники. Закон Джоуля–Ленца. Потужність постійного струму

1. Найбільш прості закони електричного струму для металевих провідників (провідники першого роду). Для них виконується пропорційність між силою струму I і напругою U (різницею потенціалів) на кінцях провідника:

$$I = U / R. \quad (9.11)$$

Це закон Ома для однорідної ділянки електричного кола (рис. 9.1, ділянка 1-2 без $\mathcal{E}_{12}$). Тут R – електричний опір провідника. Одиниця опору – Ом: $1 \text{ Ом} = 1 \text{ В} / 1 \text{ А}$ – це опір такого провідника, в якому при напрузі 1 В проходить струм силою 1 А .

Закон Ома (9.11) стверджує, що сила струму в однорідному металевому провіднику прямо пропорційна напрузі на кінцях провідника і обернено пропорційна опору цього провідника.

2. Опір однорідного циліндричного провідника завдовжки ℓ і площею поперечного перерізу S визначається за формулою

$$R = \rho \ell / S, \quad (9.12)$$

де ρ – питомий опір провідника, що залежить від його властивостей і температури (одиниця виміру – $1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$).

Опір – основна електрична характеристика провідника. Від цієї величини залежить сила струму в провіднику при заданій напрузі (9.11).

Найменший питомий опір мають чисті метали, наприклад для срібла – $\rho = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$; а найбільший, наприклад для гуми – $\rho = 10^{13} \div 10^{15} \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

Дослідним шляхом встановлено, що для металів і сплавів зміна питомого опору ρ й опору R з температурою описуються законами:

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t) \quad \text{і} \quad R = R_0 (1 + \alpha t), \quad (9.13)$$

де ρ і ρ_0 , R і R_0 – відповідно питомі опори й опори провідника при температурах t і 0°C , α – температурний коефіцієнт опору. Він характеризує відносну зміну опору провідника при нагріванні його на 1°C . Температурні коефіцієнти опору речовин різні при різних

температурах. Проте для багатьох металів зміна α від температури не дуже велика. Для чистих металів $\alpha \approx \frac{1}{273} K^{-1}$.

Електричне поле прискорює електрони, і їх упорядкований рух супроводжується зіткненнями з іонами кристалічної решітки провідника і втратою частинкою кінетичної енергії, яка перетворюється в теплову енергію провідника. З ростом температури амплітуда коливань іонів біля положень рівноваги збільшується, і зростає імовірність зіткнень. Це і є причина виникнення омичного (активного) опору і його залежність від температури в класичному уявленні.

На залежності електричного опору металів від температури (9.13) основна робота термометрів опору.

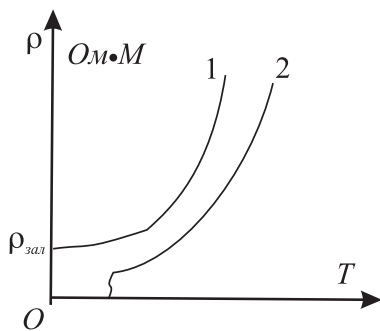


Рис. 9.2

3. Якісну залежність питомого опору ρ від температури T для звичайних металів подано на рис. 9.2 (крива 1). Видно, що при наближенні до 0 К речовина має остаточний опір ($\rho_{\text{зол}}$). Проте опір деяких металів (алюміній, свинець, цинк та ін.) поблизу температури абсолютного нуля стрибкоподібно зменшується до нуля (рис. 9.2, крива 2), і метал стає абсолютним провідником (надпровідником), а саме явище називають надпровідністю. Це явище вперше було виявлене у 1911 році Камерлінг-Оннесом у ртуті при температурі 4,1 К. В останні роки виявлено явище високотемпературної надпровідності у деяких кераміках, що мають $T \approx 100$ К. У замкненому колі з надпровідника струм, один раз утворений, може існувати дуже довго, тому що проходження струму не супроводжується виділенням тепла ($R \approx 0$). Рух електронів у металі, який перебуває в стані надпровідності, так упорядкований, що електрони, переміщуючись по провіднику, майже не зазнають зіткнень з іонами решітки.

Наявність надпровідників з температурою вище 300 К дозволить створити лінії для передачі електричної енергії від виробника до її споживача без втрат (не нагрівається навколишнє середовище). Теорія надпровідності має квантову природу. Сильне магнітне поле руйнує надпровідний стан. Таке поле може бути створене струмом у самому надпровіднику.

Існує ще один вид речовини, що за електричними властивостями займає положення між провідниками і діелектриками, – їх називають напівпровідниками. Їх питомий опір з підвищенням температури не зростає, як у металів, а навпаки, зменшується. Це означає, що при низьких температурах напівпровідник є фактично діелектриком.

До напівпровідників належать хімічні елементи: германій, силіцій, селен, телур і багато хімічних сполук. У напівпровідниках є носії зарядів двох типів: електрони й дірки. Дірка – це вакантне місце у речовині, де не вистачає електрона. Положення дірки в кристалі не є незмінним. Безперервно відбувається такий процес. Один з електронів, що забезпечують зв'язок атомів, займає місце дірки, а в місці, звідки перескочив електрон, утворюється нова дірка і т.д. Напрямок руху дірок протилежний рухові електронів.

Отже, у загальному випадку носії струму в напівпровідниках поділяють на два типи: негативні – представлені електронами провідності і позитивні – дірками. Звідси й два типи провідності: n -типу і p -типу.

Закон Ома для неоднорідної ділянки кола (рис. 9.1)

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R + r}. \quad (9.14)$$

Тут R – зовнішній опір, r – внутрішній опір джерела сторонніх сил (ЕРС). Якщо ЕРС сприяє рухові позитивних зарядів в обраному напрямку, то $\mathcal{E}_{12}$ беруть зі знаком «плюс», якщо перешкоджає, то $\mathcal{E}_{12}$ вважається від'ємною і у формулу (9.14) входить зі знаком «мінус» (на рис. 9.2 $\varepsilon > 0$).

Для замкненого кола $\varphi_1 = \varphi_2$, тоді закон Ома (9.14):

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \quad (9.15)$$

де $\mathcal{E}$ – ЕРС, що діє в колі. Отже, сила струму залежить від трьох величин: ЕРС, опорів R і r зовнішнього і внутрішнього ділянок кола.

Напруга на зовнішній ділянці кола (IR) може бути значно менше ЕРС. Дійсно, з рівності (9.15) випливає:

$$IR = \mathcal{E} - Ir,$$

де Ir – спад напруги всередині джерела струму.

При $R=0$ сила струму в колі стає максимальною (струм короткого замикання $I_{кор} = \mathcal{E}/r$), а напруга IR падає до нуля.

Якщо напруга на затискачах джерела ЕРС більша, ніж потрібно для живлення споживача, використовують дільник напруги (потенціометр).

Закон Ома можна представити в диференціальній формі. Підставивши вираз опору (9.12) у формулу (9.11), одержуємо

$$\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho} \frac{U}{\ell}$$

або, враховуючи, що $I/S = J$ – густина струму, $U/\ell = E$ – напруженість електричного поля:

$$J = \frac{1}{\rho} E. \quad (9.16)$$

Оскільки позитивні носії заряду в кожній точці перетину S провідника рухаються в напрямку вектора $\vec{E}$, то напрями векторів $\vec{J}$ і $\vec{E}$ збігаються, і з виразу (9.16) маємо

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (9.17)$$

де σ – питома електрична провідність (величина, обернено пропорційна до питомого опору провідника): $\sigma = 1/\rho$. Вона залежить тільки від хімічної природи матеріалу провідника.

Співвідношення (9.17) є закон Ома для однорідної ділянки кола в диференціальній формі – густина струму в будь-якій точці усередині провідника пропорційна напруженості електричного поля в тій самій точці.

Розрахунки показують, що за 1 с електрони в провіднику переміщуються за рахунок упорядкованого руху приблизно на 0,1 мм і не мають ніякого відношення до швидкості електричного струму в колі. При замиканні електричного кола вздовж провідника зі швидкістю світла поширюється електромагнітне поле. Це поле призводить до руху вільних електронів майже одночасно в усіх точках провідника електричного кола. Через це малі значення швидкості упорядкованого руху вільних електронів у провідниках не призводять до запізнення, наприклад, освітлення аудиторії при замиканні кола.

4. При проходженні електричного струму по провіднику останній нагрівається. Це пов'язано із зіткненнями носіїв електричного заряду з іонами решітки і втратою зарядами придбаної від електричного поля кінетичної енергії. Ця енергія переходить в енергію коливань іонів, тобто в тепло Q ($dA = dW_k = dQ$).

Якщо струм проходить по провіднику протягом часу dt , то

$$dQ = U dq = IU dt,$$

або з урахуванням закону Ома (9.11)

$$dQ = I^2 R dt, \quad \text{чи} \quad Q = I^2 R t. \quad (9.18)$$

Це співвідношення називається законом Джоуля–Ленца для постійного струму.

Якщо сила струму змінюється з часом, то кількість тепла, що виділяється за час t ,

$$Q = \int_0^t I^2(t) R dt. \quad (9.19)$$

Кількість тепла, що виділяється при проходженні електричного струму по провіднику, прямо пропорційна квадрату сили струму, опору провідника і часу проходження струму.

5. Електричні прилади розраховані на використання певної енергії за одиницю часу. Тому поряд з роботою струму важливе значення має поняття потужності струму. Потужність електричного струму вимірюється роботою, виконаною струмом за одиницю часу $N = A/t$, а враховуючи (8.15), (9.2) і (9.11), одержуємо:

$$N = qU/t = IU = I^2 R = U^2 / R. \quad (9.20)$$

Якщо сила струму виміряна в амперах, а напруга у вольтах, то потужність буде виражена у ватах. Потужність струму дорівнює 1 вату, якщо по провіднику проходить струм у 1А при напрузі в 1В. На практиці використовують одиниці роботи струму: ват-година (ВТ·год) і кіловат-година (кВТ·год). 1ВТ·год – робота струму потужністю 1 ВТ протягом 1 год: 1 ВТ·год = 3600 ВТ·с = $3,6 \cdot 10^3$ Дж. Аналогічно: 1 кВТ·год = 1000 ВТ·с = $3,6 \cdot 10^6$ Дж. Повна енергія, споживана будь-яким приладом, дорівнює потужності, помноженій на проміжок часу, тобто $A = N t$. На більшості приладів зазначено потужність, яку вони споживають.

§ 9.3. Кола постійного струму. Послідовне і паралельне з'єднання резисторів. Правила Кірхгофа. Дія електричного струму на живий організм. Заземлення. Запобіжники

1. Електричне коло складається з джерел струму, споживача, що використовує електричну енергію, вимірювальних і регулювальних приладів, з'єднуючих проводів, вимикачів та інших елементів. Щоб виміряти силу струму та напругу, в електричне

коло вмикають амперметр (послідовно) й вольтметр (паралельно). Від одного джерела можна живити декілька споживачів, з'єднавши їх між собою послідовно, паралельно або змішано.

При послідовному з'єднанні (два сусідні джерела з'єднують різнойменними полюсами) ЕРС батареї дорівнює сумі ЕРС окремих джерел, що утворюють батарею. Тоді, за законом Ома (9.15), сила струму у такому колі

$$I = \frac{N\varepsilon}{R + Nr}. \quad (9.21)$$

Тут N - кількість однакових джерел.

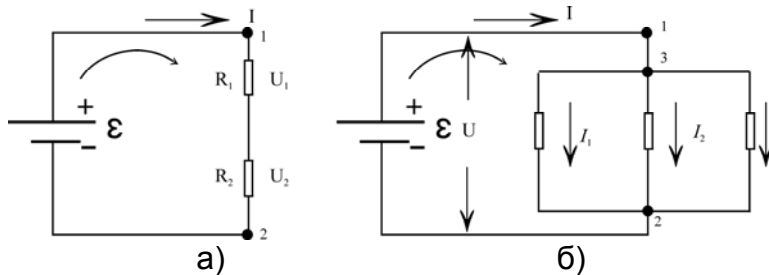


Рис. 9.3

Якщо з'єднати між собою всі позитивні й негативні полюси N джерел, то таке з'єднання джерел енергії називають паралельним. На практиці завжди з'єднують

паралельно джерела тільки з однаковою ЕРС. При паралельному з'єднанні однакових джерел електричної енергії ЕРС батареї дорівнює ЕРС одного джерела.

Більшість електричних кіл містить комбінації послідовно і паралельно з'єднаних резисторів. Резистор – це елемент кола, що має тільки опір. При послідовному з'єднанні через усі резистори тече один і той же струм I (рис. 9.3,а), повна напруга на резисторах 1 і 2 дорівнює: $U = U_1 + U_2$.

Поділивши обидві частини цього рівняння на струм I і на підставі закону Ома (9.11), одержуємо:

$$\frac{U}{I} = \frac{U_1}{I} + \frac{U_2}{I} \quad \text{або} \quad R = R_1 + R_2, \quad \text{і взагалі} \quad R = \sum_{i=1}^N R_i, \quad (9.22)$$

де N – кількість резисторів.

Отже, при послідовному з'єднанні резисторів повний опір кола дорівнює сумі опорів окремих резисторів – їх N .

При паралельному з'єднанні резисторів повна напруга однакова: $U = U_1 = U_2 = U_3$, а струм $I = I_1 + I_2 + I_3$ (рис. 9.3,б). Поділимо обидві частини на загальну для всіх резисторів напругу U :

$\frac{I}{U} = \frac{I_1}{U} + \frac{I_2}{U} + \frac{I_3}{U}$. З урахуванням (9.11) отримуємо:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}, \quad \text{або} \quad \frac{1}{R} = \sum \frac{1}{R_i}. \quad (9.23)$$

При паралельному з'єднанні опорів складають величини, обернені окремим опорам кола. Паралельне з'єднання – найпоширеніший спосіб з'єднання різних споживачів електроенергії. У цьому випадку вихід з ладу одного приладу не позначається на роботі інших (рис. 9.3,б).

При послідовному з'єднанні вихід з ладу одного приладу розмикає все коло (рис. 9.3,а).

2. Існує загальний спосіб розрахунку складних, розгалужених кіл з використанням правил Кірхгофа. Розгалужені кола становлять мережу, утворену двома або кількома замкненими електричними колами, які з'єднані між собою в окремих точках і мають спільні ділянки. Точку розгалуженого кола, в якій сходяться три або більше провідників зі струмами (точка 3 на рис. 9.3,б), називають вузлом. Струми, які приходять до вузла, записують зі знаком плюс, які виходять із нього – зі знаком мінус.

Перше правило Кірхгофа: алгебраїчна сума сил струмів, які сходяться у вузлі, дорівнює нулю:

$$\sum_{i=1}^N I_i = 0. \quad (9.24)$$

Тут N – кількість струмів, які сходяться у вузлі. Наприклад, для вузла 3 на рис. 9.3,б перше правило Кірхгофа: $I - I_1 - I_2 - I_3 = 0$.

Друге правило Кірхгофа формулюється так: у будь-якому замкненому контурі, довільно обраному в розгалуженому електричному колі, алгебраїчна сума добутоків сил струму I_i на опір R_i відповідних ділянок цього контуру дорівнює алгебраїчній сумі ЕРС ($\mathcal{E}_k$), які діють у цьому контурі:

$$\sum_{i=1}^N I_i R_i = \sum_{k=1}^k \mathcal{E}_k, \quad (9.25)$$

де N – кількість окремих ділянок у контурі; k – кількість ЕРС, що діють у контурі. Добуток сили струму на опір ділянки кола є спад напруги на цій ділянці.

Правило для контуру є наслідком закону збереження енергії, а правило для вузла – наслідком закону збереження електричного заряду (8.1).

При практичному застосуванні другого правила Кірхгофа кожній ділянці кола надається величина і напрям струму. Для визначення знаку спадання напруги і знаку ЕРС треба обрати

напрямом обходу контуру. Прийнято вважати спад напруги додатним, якщо напрям обходу замкненого контуру збігається з напрямом струму. Додатними вважають ЕРС, якщо при обході контуру проходять від негативного полюса джерела до позитивного і навпаки. Якщо в результаті розв'язання задачі величина струму отримана зі знаком мінус, то це означає, що справжній напрям струму на ділянці протилежний позначеному.

Наприклад, для обходу за годинниковою стрілкою замкненого контуру (рис. 9.3,а) друге правило Кірхгофа має вигляд: $IR_1 + IR_2 = +\mathcal{E}$. Відзначимо, що при виборі контурів для складання рівнянь за другим правилом кожний новий замкнений контур повинен містити хоча б одну ділянку кола, яка не входить до вже розглянутих контурів.

3. Тіло людини, як і будь-який живий організм, є провідником електричного струму. Однак за електропровідністю організм дуже неоднорідний, у ньому складним чином чергуються провідні ділянки (нервові тканини, біологічні рідини, що містять значну кількість іонів) і ділянки з малою провідністю (шкіра, кісткова тканина, оболонки клітин). Найбільшу провідність мають нервові волокна.

Тяжкість поразки струмом залежить від сили струму, тривалості його дії і від того, яким шляхом струм протікає в тілі. Особливо чутливі до дії струму серце і мозок, тобто можливе порушення їхньої діяльності.

Більшість людей відчують струм при силі близько 1 мА , а сила струму більше 10 мА викликає різке скорочення м'язів. У цьому випадку може відбутися зупинка подиху, і зроблене своєчасно штучне дихання може повернути людину до життя. Опір тіла людини змінному струму за частотою 60 Гц може бути вдвічі меншим, ніж постійному струму. Тому змінний струм більш небезпечний.

Швидкозмінні струми впливають на організм інакше. Так, струми з частотою більше 10^4 Гц не викликають скорочення м'язів. Вони приводять до розігріву тканин. У випадку змінного струму іони клітин виконують зворотно-поступальний рух і болючі відчуття зменшуються, тому що іони за час періоду коливання струму не переміщаються через межу клітини. Чутливість до струму у різних тварин різна. Особливо чутливі до нього коні,

навіть слабкий струм може виявитися для них смертельним. Дія струму також пов'язана зі зміною концентрації іонів у клітинах і поляризаційними процесами (§ 8.6), що приводять до порушення функцій клітин.

4. Земля складається з різних речовин, як провідників, так і діелектриків. Однак при достатній вологості всі ці речовини стають провідниками, і при електричному з'єднанні з Землею заряди з даного предмета переміщуються до неї. З'єднання провідником предмета з Землею називається його заземленням. За умовами безпеки заземлення вимагають корпуси різних побутових пристроїв, приладів і установок. У багатьох випадках заземлення здійснюють шляхом приєднання приладів до труб водогінної мережі, яка заземлена вже в силу свого пристрою.

Людина, що стоїть на Землі, буде проводити до неї електричні заряди. Контакт людини з Землею в цих умовах є заземлення. Небезпечно братися за оголений провід, що знаходиться під напругою, тому що створюється коло: провід – людина – Земля, і людина не може випустити провід через сильне скорочення м'язів. Сильні струми приводять до опіків. Щоб уникнути ризику удару струмом, повинна бути трьохпровідна система, що включає заземлений провід.

5. Проводи, що проводять електричний струм до освітлювальних приладів, установок та інших предметів, мають деякий опір. При великій силі струму вони нагріваються, тому що в них виділяється теплова енергія (9.19). Проводи в стіні будинку можуть нагріватися так, що спричиняють пожежу. Чим товщий провід, тим менше його опір і тим більшу силу струму він може витримати без значного нагрівання (9.12).

Якщо сила струму перевищує припустиме значення, то говорять про «перевантаження» мережі. Для захисту електричного кола в нього вмикають запобіжники. Ці пристрої розмикають коло, коли сила струму в ньому перевищує певне значення. Наприклад, запобіжник, розрахований на 10 А, виходить із ладу (відключиться), якщо сила струму в колі перевищує 10 А. Якщо повторно спрацює запобіжник, то можуть бути дві причини: а) у мережу включено занадто багато споживачів електроенергії; б) відбулося коротке замикання, тобто через погану ізоляцію два струмонесучі проводи з'єдналися «накоротко». Опір кола в цьому випадку буде

вкрай малим, і струм різко зростає. Треба негайно усунути причину.

§ 9.4. Електричний струм у газах. Іонізація газів. Несамостійний і самостійний газові розряди. Блискавка. Громовідвід. Плазма. Електропровідність атмосфери Землі

1. Гази при не занадто високих температурах і при тисках, близьких до атмосферного, є діелектриками. У газі за таких умов майже немає вільних носіїв електричного заряду, що можуть створювати струм. Щоб газ був електропровідним, у ньому повинні бути присутні заряджені частинки, що створюються, наприклад, нагріванням, ультрафіолетовим, рентгенівським або радіоактивним випромінюванням тощо.

Процес утворення іонів називають іонізацією газу, а збудників іонізації – іонізаторами. Під впливом іонізатора нейтральна молекула газу втрачає один чи кілька електронів, у результаті молекула стає позитивним іоном. Частина вільних електронів захоплюється нейтральними атомами, при цьому утворюються негативні іони. Енергія, достатня для відриву електрона від атома чи молекули, називається енергією іонізації, яка для атомів різних речовин різна. Поряд з процесом іонізації в газі відбувається процес рекомбінації – перетворення іонів у нейтральні молекули або атоми.

Проходження електричного струму крізь іонізований газ називається газовим розрядом. Носіями струму (зарядів) у газах є іони та електрони. Розряд, що існує під дією зовнішніх іонізаторів, називають несамостійним газовим розрядом. Розряд у газі, що зберігається після припинення дії зовнішнього іонізатора, називається самостійним газовим розрядом. Тут поповнення носіїв заряду може відбуватись завдяки ударній іонізації атомів газу. Ударна іонізація відбувається за умови, коли кінетична енергія заряджених частинок стає більшою, ніж робота іонізації A молекул (атомів) газу, тобто:

$$W_K > A, \quad \text{або} \quad \frac{W_K}{q} > \varphi_i,$$

де φ_i – потенціал іонізації. Виявляється, що умова ударної іонізації має вигляд:

$$E < \lambda > \equiv \frac{U < \lambda >}{d} > \varphi_i,$$

де E – напруженість електричного поля, $< \lambda >$ – середня довжина вільного пробігу електрона, d – відстань між електродами.

Отже, досягти ударної іонізації частинок газу можна збільшенням напруженості електричного поля або збільшенням середньої довжини вільного пробігу електрона, тобто розрідженням газу.

Електропровідність газів досліджують за допомогою газорозрядної трубки із двома електродами, наповненої досліджуванним газом, на який діє зовнішній іонізатор.

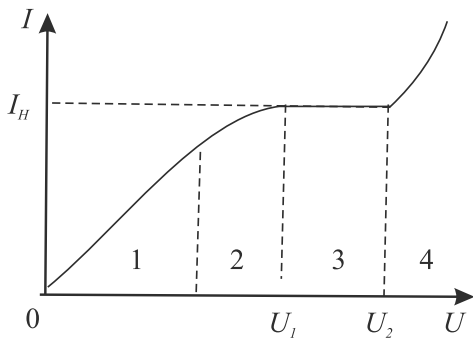


Рис. 9.4

На рис. 9.4 показано залежність сили струму I від напруги U між електродами. Видно, що в газі при постійній інтенсивності зовнішнього іонізатора спочатку зі зміною напруги U струм I змінюється лінійно (область 1). У цій області виконується закон Ома

$$J = qn(u^+ + u^-)E, \quad (9.26)$$

де J – густина струму, n – кількість пар протилежно заряджених частинок в одиниці об'єму (їх концентрація), $u^+ + u^-$ – рухливості позитивно та негативно заряджених частинок відповідно, q – абсолютне значення заряду електрона, E – напруженість зовнішнього електричного поля.

Рухливість частинок визначається їх середньою швидкістю у полі $E = 1B/m$. Рухливість іонів значно менша рухливості електронів (їх маси різні).

У разі подальшого збільшення напруги (область 2) закон Ома порушується, зростання сили струму уповільнюється. В області 3 кривої, починаючи з певної напруги U_1 , сила струму залишається незмінною у разі збільшення напруги ($I_H = \text{const}$). Струм I_H називають струмом насичення. Той факт, що при $U > U_1$ сила струму не змінюється, пов'язаний з тим, що за незмінної інтенсивності іонізації усі іони, які утворюються за одиницю часу, досягають електродів раніше, ніж повна кількість їх устигне рекомбінувати.

Області 1, 2 і 3 відповідають несамостійному газовому

розряду. З подальшим підвищенням напруги $U > U_2$ спостерігається значне зростання сили струму (область 4). Це різке зростання струму обумовлене ударною іонізацією – внутрішня причина. Область 4 відповідає самостійному газовому розряду. Напругу U_2 , при якій виникає цей розряд, називають напругою пробою газу або напругою запалювання газового розряду.

Електричний струм у газах супроводжується світінням газу, звуковими явищами, утворенням у повітрі озону, окислів газу тощо. У залежності від тиску газу, форми і взаємного розташування електродів, напруги, прикладеної до електродів, розрізняють різні типи самостійних розрядів: тліючий, дуговий, коронний та іскровий.

Тліючий розряд спостерігаються у газах при тисках 10^3 Па і менше. Тут звільнення електронів з катода здійснюється внаслідок бомбардування його позитивними іонами і фотонами, що утворюються у газі. Цей розряд супроводжується світінням стовпа газу (випромінювання збуджених атомів § 17.1), яке має характерний колір, що використовують у світлових рекламах, лампах денного світла. Якщо газорозрядну трубку наповнити аргоном, то виникає синювато-зеленувате світіння, а якщо неоном – оранжево-червоне.

Дуговий розряд – це струм великої густини крізь газ – порядку декількох сотень ампер на 1 мм^2 , а отримують його від джерела низької напруги. Для цього електроди наближають до дотику і в цьому місці вони дуже розжарюються електричним струмом за рахунок великого опору. Потім електроди розводять і отримують яскраву електричну дугу.

Дуговий розряд підтримується інтенсивним випромінюванням електронів з поверхні розігрітого катода (термоелектронна емісія) та термічною іонізацією молекул, яка обумовлена високою температурою у міжелектродному проміжку. Завдяки цьому електричний опір газового проміжку між електродами дуги стає порівняно малий. При атмосферному тиску температура катода досягає $3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{C}$, а температура газу в каналі електричної дуги становить $(5 \div 7) 10^3 \text{ }^\circ\text{C}$.

Дугові розряди використовують як потужні джерела світла (у прожекторах, кіноапаратах), для зварювання і різання металів, в дугових печах для виплавки сталі і чавуну тощо.

Коронний розряд виникає при атмосферному тиску в газі, що знаходиться в неоднорідному електричному полі за рахунок ударної іонізації. Таке поле можна створити між двома електродами, якщо поверхня одного з них матиме значну кривину. Напруженість електричного поля навколо кожного з них буде різною. На вістрі густина заряду максимальна і поле досягає $3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$, тому утворюються електронні та іонні лавини і газ навколо нього починає світитися. Воно має вид корони, і цей тип самостійного газового розряду називають коронним.

Коронний розряд використовують в електричних фільтрах для очищення промислових газів від домішок. У природі коронний розряд може виникати під впливом атмосферного електричного поля на верхівках дерев, корабельних щогл та на інших вістрях. У давнину таке природне світіння називали вогнями святого Ельма.

У лініях високовольтних передач коронний розряд спричиняє шкідливі витоки струму і втрати електричної енергії. Щоб зменшити їх вплив, використовують проводи високовольтних ліній досить великого діаметра, а їхні поверхні роблять гладкими.

Іскровий розряд – це електричний пробій газу при миттєвому лавиноподібному збільшенні кількості іонів у ньому, що викликаний ударною іонізацією газу при високих напругах. Він супроводжується звуковими ефектами (тріск або грім).

Іскровий розряд має вигляд пучка яскравих зигзагоподібних розгалужених тонких ниток, які пронизують розрядний проміжок, швидко гаснуть і змінюються новими.

Отже, при такому розряді у газі виникають канали сильно іонізованого газу, збудження молекул та атомів газу, які світяться, їх називають стримерами. У стримерах електричний струм поширюється зі швидкістю електромагнітних хвиль.

2. У природних умовах прикладом іскрового розряду є блискавка. Причиною збільшення електричного поля Землі перед грозою є електричні заряди хмар. Різні частини грозової хмари несуть заряди різних знаків. Найчастіше нижня частина хмари буває заряджена негативно, а верхня – позитивно.

Виникнення зарядів у хмарах пов'язане з процесами конденсації вологи і з висхідними потоками повітря. Ці процеси найбільш інтенсивні в екваторіальних країнах, там і грози частіші. Висхідний потік повітря розбиває водяні краплі, при цьому окремі дрібні

крапельки заряджені негативно. Вони поширюються і розподіляються по всій грозовій хмарі. Більш великі краплі заряджені позитивно і залишаються плавати в повітрі там, де вертикальні повітряні потоки можуть їх підтримувати. Коли різниця електричних потенціалів стає достатньо великою, між Землею і хмарою або між хмарами відбувається розряд, який називають блискавкою. Спостерігається декілька видів блискавки, наприклад іскрова, яка є іскровим розрядом між хмарами або між хмарою і Землею. Величина струму досягає $2 \cdot 10^4$ А, а напруга між хмарами або між хмарою і Землею перед розрядом досягає 10^9 В, тривалість окремого розряду блискавки порядку 10^{-2} с. Товщина каналу блискавки не більше $0,2 \div 0,3$ м, довжина його досягає 10^4 м. У каналі створюється підвищений тиск повітря (температура різко підвищується) і виникають звукові хвилі (грім). Світіння блискавки пов'язане зі збудженням молекул повітря, які, повертаючись в основний стан, випромінюють світло (§ 17.1).

Спостерігаються і кульові блискавки. Вони мають вигляд світних куль діаметром $0,1 \div 0,2$ м, з'являються після виникнення іскрової блискавки, повільно рухаються чи прикріплюються до нерухомих предметів, а потім зникають, часто із сильним вибухом. Походження таких блискавок до кінця не вивчене.

3. Небезпека блискавок полягає в тому, що вони являють собою потужні електричні розряди. Блискавки можуть викликати пожежу, аварію у мережах передач електроенергії, загибель людей. Для захисту від блискавок застосовують громовідводи. Це загострені металеві стрижні, з'єднані з Землею і укріплені вище найвищої точки об'єкта, що захищається (нафтобаза, трансформатори, будинки і т.д.). Захисна дія його наступна. Під час грози на Землі виникають індукційні заряди і відповідно у поверхні Землі створюється сильне електричне поле, напруженість якого особливо велика в загостреного кінця металевого стрижня. Повітря поблизу громовідводу іонізується, тому напруженість поля навколо громовідводу сильно зменшується, що зменшує імовірність влучення блискавки в громовідвід. У тих же випадках, коли блискавка улучає в громовідвід, заряди рухаються у Землю, не заподіюючи руйнувань. Захищений громовідводом простір визначається конусом, радіус основи якого дорівнює висоті громовідводу. Під час грози не можна знаходитись біля одиноких

дерев, на горі та на відкритих просторах (імовірність розряду велика).

4. Газ у стані високого ступеня іонізації при майже однаковій концентрації електронів і позитивних зарядів є особливий стан речовини – це плазма. Плазма може містити електрони, оголені атомні ядра, різні іони і нейтральні атоми. Ступінь іонізації плазми може бути різним і залежить від температури. Завдяки високій концентрації носіїв електричного заряду плазма є гарним провідником електрики. Плазма є четвертий стан речовини (тверда, рідка, газоподібна, плазма). До свого існування плазма потребує безперервного підведення енергії ззовні.

Розрізняють плазму низькотемпературну, або холодну ($T \sim 10^4\text{-}10^5\text{ K}$), і високотемпературну, або гарячу ($T \sim 10^8\text{ K}$).

У природі плазма є на Сонці, у гарячих зірках, у каналі блискавки. Плазмову природу має також іоносфера навколо Землі, у якій інтенсивна іонізація молекул газу підтримується переважно випромінюванням Сонця. Вище від іоносфери пролягають радіаційні пояси Землі, які також складаються з плазми. З процесами, що відбуваються в цій плазмі, пов'язані такі явища, як полярні сяйва, магнітні бурі та порушення далекого радіозв'язку. У стані плазми перебуває 90 % речовини Всесвіту. У лабораторних умовах плазму одержують, наприклад, за допомогою електричного розряду в газах (газорозрядна плазма), причому висока концентрація носіїв заряду досягається в дуговому розряді. При температурах порядку 10^4 K практично всі речовини знаходяться в стані плазми.

Фізика плазми інтенсивно розвивається в напрямку здійснення керованої термоядерної реакції – реакції злиття легких ядер, що відкриває доступ до величезних запасів енергії, зосередженої в ядрах легких елементів, широко розповсюджених у природі. Пошуки умов для створення керованих термоядерних реакцій будуть вивчені в розділі «термоядерні реакції».

5. В атмосфері Землі завжди присутня невелика кількість вільних електронів, а також іонів обох знаків. До головних іонізаторів атмосфери належать космічні промені, сонячна та земна радіація.

Іони в атмосфері утворюються також унаслідок її забруднення продуктами атомної промисловості, випробувань ядерної зброї. Існують також і локальні іонізатори атмосфери – ударна іонізація

під час гроз, хімічна іонізація при виверженнях вулканів та ін. Важливе значення для іонізації атмосфери має наявність в ній вологи, твердих домішок, які в загальній сукупності знижують електропровідність атмосфери.

Поряд з іонізацією в атмосфері відбувається зворотній процес – рекомбінація – з'єднання іонів та електронів з утворенням нейтральних атомів і молекул. Швидкість процесів іонізації та рекомбінації на різних висотах неоднакова. Спостерігається найбільша концентрація іонів в ранкові часи, найменша – у другій половині доби. Такі коливання концентрації іонів зумовлені подібними змінами чинників іонізації атмосфери.

Значення концентрації іонів в окремих специфічних районах (індустріальні області, водоспади, фонтани) може помітно відрізнятись від середнього для земної кулі.

§ 9.5. Електричний струм у рідинах. Електроліти. Електролітична дисоціація. Електроліз. Закони Фарадея для електролізу. Фізичні основи електророзвідки

1. Багато чистих рідин не проводять електричний струм, наприклад дистильована вода, продукти перероблення нафти, спирт тощо. Вони не мають у своєму складі іонів. Навпаки, водяні розчини кислот, солей і лугів здобувають помітну електропровідність, тому вони називаються електролітами. Носіями заряду у водяних розчинах електролітів є позитивні і негативні іони, на які розпадаються молекули електроліту при розчиненні у воді. Таку електропровідність називають іонною. Явище розпаду молекул речовини на іони під дією розчинника називається електролітичною дисоціацією. Морська вода є добрим провідником струму, тому що в ній містяться солі, дисоційовані іони. Електропровідність вод річок, озер слабше, ніж морських вод.

Замість води розчинниками можуть бути неорганічні рідини (гексан, діоксан тощо) або спирти. Такі розчини солей, кислот, лугів також мають іонну провідність, але їхня електропровідність значно менша від електропровідності водних електролітів. З іншого боку, не всі водні розчини є електролітами, наприклад розчин цукру.

Для кількісної характеристики дисоціації вводять коефіцієнт

дисоціації, який визначається відношенням кількості дисоційованих молекул розчиненої речовини до загальної їх кількості. Дисоціація буде повною, коли коефіцієнт дисоціації дорівнює одиниці.

Поряд з дисоціацією при зближенні різнойменних іонів можливі зворотні процеси з'єднання у нейтральні молекули. Цей процес називається рекомбінацією.

Якщо в розчин електроліту занурити електроди і прикласти до них постійну напругу, то під дією сил електричного поля іони переміщуються між електродами уздовж ліній напруженості поля двома зустрічними потоками. Цей рух іонів і утворює електричний струм, густина якого

$$j = q(n^+u^+ + n^-u^-)E, \quad (9.27)$$

де q – заряд іона, n^+ і n^- – їхня кількість в одиниці об'єму, u^+ і u^- – рухливості відповідно позитивних і негативних іонів, що залежать від мас носіїв заряду і від умов, у яких вони рухаються, E – напруженість електричного поля. Рухливість іона чисельно дорівнює середній швидкості його напрямленого руху при напруженості електричного поля $E = 1B/m$. Формула (9.27) є законом Ома для електролітів.

Електропровідність електролітів з підвищенням температури зростає, що зумовлено збільшенням ступеня дисоціації розчину та зменшенням в'язкості електроліту, але вона значно менша, ніж електропровідність металів.

Електроліти, що мають іонну провідність, відносяться до провідників другого роду. Розпад молекул на іони підкоряється наступним закономірностям. При розпаді солей і лугів металевий іон виявляється позитивним, наприклад: $NaCl \rightarrow Na^+ + Cl^-$; $KOH \rightarrow K^+ + (OH)^-$.

При розпаді кислот позитивним є іон водню: $H_2SO_4 \rightarrow 2H^+ + (SO_4)^{2-}$.

2. Одночасно з розпадом відбувається виділення речовини на електродах. Явище виділення речовини на електродах, коли крізь електроліт проходить постійний електричний струм, називається електролізом.

М. Фарадей експериментально встановив, що маса виділеної речовини пов'язана із силою струму I і часом його протікання t

співвідношенням (об'єднаний закон Фарадея):

$$m = \frac{1}{F} \frac{M}{n} I t = \frac{1}{F} \frac{Mq}{n}, \quad (9.28)$$

де M – молярна маса речовини, n – валентність атома, q – заряд, що пройшов крізь електроліт.

Коефіцієнт пропорційності F називають числом Фарадея: $F = 9,65 \cdot 10^4$ Кл/моль. Число Фарадея F чисельно дорівнює заряду, якому треба пройти крізь електроліт, щоб виділити на електроді один моль речовини.

Електроліз широко використовують для створення захисних і декоративних покриттів (нікелювання, хромування і т.д.). За допомогою електролізу руд у розплавленому стані добувають метали (алюміній, цинк, кальцій тощо). Електролітичне розкладення звичайної води (H_2O) дає змогу отримати воду з великим вмістом молекул $^2H_2O^{16}$ (важка вода). На процесах взаємодії металів з електролітами ґрунтується дія акумуляторів та гальванічних елементів.

На сьогоднішній день більша частина акумуляторів та сухих елементів, які використовувались раніше, потрапляють на звичайні смітники. Там розкладаються, при цьому в ґрунт, підземні води та в атмосферу потрапляє велика кількість свинцю і ртуті, що призводить до забруднення навколишнього середовища і шкодить здоров'ю. Ртуть є дуже отруйною речовиною. Потрапляючи в організм людини, ртуть осідає в печінці, селезінці та тканинах мозку. Вона завдає людині не меншої шкоди, ніж радіація.

3. Фізичні підстави для застосування методів електророзвідки наступні: відмінність гірських порід за електричними властивостями та їх залежність від різних фізико-геологічних факторів.

Відомо, що електричні властивості гірських порід суттєво залежать від факторів різної природи: мінерального складу, вологості, пористості та тріщинуватості, мінералізації підземних вод, температури тощо.

Гірські породи за природою електропровідності поділяють на провідники першого роду – носії заряду вільні електрони та провідники другого роду, в яких електричні заряди переносяться іонами розчинів, що заповнюють пори, тріщини тощо.

Гірська порода складається також із діелектриків та напівпровідників. Характерною особливістю напівпровідників є зменшення опору з підвищенням температури. Найбільш характерною властивістю діелектрика є його поляризація.

Питомий опір більшості рудних мінералів становить величину $10^{-6} \div 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Породоутворюючі мінерали гірських порід мають властивості напівпровідників або діелектриків і характеризуються високим опором – $10^6 \div 10^{12} \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

Вимірюють наступні електричні властивості: питомий опір (електропровідність), діелектричну проникність, поляризацію тощо.

Контрольні запитання і завдання

1. Дайте визначення сили струму, густини струму, електрорушійної сили. Одиниці їх вимірювання.
2. Сформулюйте закони Ома для металевих провідників та газів. Які умови існування струму в речовині?
3. Чому дорівнює ЕРС батареї послідовно і паралельно з'єднаних з п'яти елементів, якщо ЕРС кожного дорівнює 1,5 В?
4. Як змінюється опір дроту при збільшенні вдвічі довжини, діаметра, площі поперечного перерізу?
5. Найдіть повний опір п'яти резисторів, з'єднаних паралельно, послідовно. Опір кожного дорівнює 20 Ом.
6. Який термін часу потрібний для переносу 10 Кл в електричному колі струмом 100 мА?
7. Яким чином електрична енергія перетворюється в теплову?
8. Чому при одній і тій же величині струму тонкий провід нагрівається сильніше, ніж товстий? Фізичний зміст питомого опору та його залежність від температури.
9. Електричний нагрівач має дві однакові спіралі. Як треба підключити спіралі, щоб нагрівання відбувалося швидше?
10. Як виміряти напругу в мережі більше за 200 В, якщо маємо вольтметр лише до 100 В?
11. Кімната освітлюється трьома електролампами, підключеними послідовно. Чи зменшиться споживання електроенергії, якщо зменшити число електроламп до двох? Поясніть відповідь.
12. Чим відрізняються самостійний і несамостійний газові розряди?
13. Яка функція виконується запобіжником, заземленням,

гromовідводом?

14. Яких дій необхідно уникати під час грози?

15. Сформулюйте закони Фарадея для електролізу. Який фізичний зміст числа Фарадея?

16. Запишіть і прокоментуйте закон Ома для електролітів.

17. Які фізичні характеристики речовини використовують в електророзвідки? Дайте їх фізичний зміст.

Розділ 10. Магнітне поле

§ 10.1. Індукція магнітного поля. Лінії індукції. Принцип суперпозиції. Закон Біо, Савара і Лапласа. Магнітне поле прямого провідника зі струмом

1. Досліди показують, що подібно тому, як у просторі, що оточує нерухомі електричні заряди, виникає електростатичне поле, так і в просторі, що оточує провідники зі струмом, поблизу штучних і природних магнітів виникає силове поле, яке називається магнітним. Магнітне поле представляє вид матерії, за допомогою якого здійснюється взаємодія електричних зарядів, що рухаються. Згідно із сучасними уявленнями, єдиними матеріальними носіями магнітного поля є рухомі електричні заряди, тобто електричні струми. Електричний струм завжди утворює навколо себе магнітне поле. Магнітне поле, як і електричне, є окремим проявом єдиного електромагнітного поля.

Визначити магнітне поле можна за його силовою дією на струми, електричні заряди, що рухаються (на нерухомі заряди воно не діє), намагнічені тіла (магнітну стрілку). Для вивчення магнітного поля використовують замкнений плоский контур зі струмом (пробний контур), лінійні розміри якого малі в порівнянні з відстанню до струмів, що утворюють магнітне поле. Магнітне поле в досліджуваній точці орієнтує такий пробний контур (як і магнітну стрілку) певним чином.

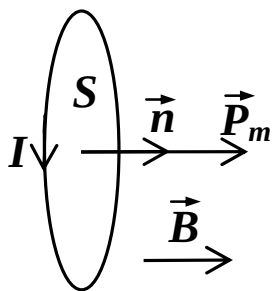


Рис. 10.1

Пробний контур зі струмом характеризується магнітним моментом $\vec{P}_m$, який дорівнює добутку сили струму I , що протікає в контурі, на площу поверхні контуру S , тобто

$$\vec{P}_m = IS\vec{n}, \quad (10.1)$$

де $\vec{n}$ – одиничний вектор (нормаль до плоского контуру), пов'язаний з напрямом струму I у контурі (рис.10.1) правилом правого гвинта: якщо напрям обертального руху рукоятки гвинта збігається з напрямом струму в контурі, то поступальний рух гвинта показує напрям вектора $\vec{P}_m$ (рис. 10.2).

На контур в магнітному полі діє пара сил (сили Ампера (10.14)), які утворюють обертальний момент $\vec{M}$. Якщо у дану точку магнітного поля поміщати контури з різними магнітними моментами, то на них діятимуть різні обертальні моменти, але відношення M_{max} / P_m для всіх контурів однакове і може бути кількісною характеристикою магнітного поля (індукція магнітного поля):

$$B = M_{max} / P_m. \quad (10.2)$$

Формула (10.2) визначає тільки модуль магнітної індукції.

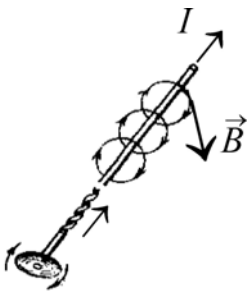


Рис. 10.2

Таким чином, магнітна індукція в деякій точці поля чисельно дорівнює максимальному моменту сил, що діє на контур зі струмом з одиничним магнітним моментом, поміщеним у цю точку поля.

Як показано на рис. 10.1, магнітна індукція $\vec{B}$ – вектор, напрям якого збігається з напрямом нормалі до площини контуру зі струмом у стані його стійкої рівноваги.

На практиці в приладах для вимірювання магнітної індукції (магнітометрах) замість контуру із струмом використовують магніт.

Вектор магнітної індукції $\vec{B}$ – основна силова характеристика магнітного поля (аналогічна вектору напруженості $\vec{E}$ для електричного поля). Одиницею магнітної індукції є тесла (Тл). Якщо поле в даній точці характеризується магнітною індукцією 1 Тл, то на контур, магнітний момент якого $1 \text{ А} \cdot \text{м}^2$, діє максимальний момент сили 1 Н·м.

2. Магнітне поле зображують графічно за допомогою ліній магнітної індукції, дотичні до яких у кожній точці поля збігаються

з напрямом вектора $\vec{B}$ у цих точках, а його значення дорівнює кількості ліній, що проходять через одиничну перпендикулярну їм площину. Лінії магнітної індукції завжди замкнені, вони не мають ні початку, ні кінця й охоплюють провідники зі струмом (рис.10.2). Такі поля називають вихровими. Напрямок ліній магнітної індукції визначається за правилом правого гвинта: якщо гвинт закручувати так, щоб напрям його поступального руху збігався з напрямом струму, то напрям обертального руху гвинта покаже напрям ліній вектора магнітної індукції (рис. 10.2).

3. Для магнітних полів, як і для гравітаційних та електричних, справедливий принцип суперпозиції (накладання): магнітна індукція поля $\vec{B}$, створюваного декількома струмами, дорівнює векторній сумі індукцій $\vec{B}$ полів кожного зі струмів окремо:

$$\vec{B} = \sum^N \vec{B}_i, \quad (10.3)$$

де N – кількість струмів.

4. Проведені досліди Ж. Біо і Ф. Саваром з вивчення магнітних полів, створюваних у повітрі провідниками різної форми (прямим провідником, котушкою із струмом тощо), встановлюють, що: а) в усіх випадках індукція $\vec{B}$ магнітного поля пропорційна до сили електричного струму I ; б) магнітна індукція залежить від форми, розмірів провідника зі струмом і відстані від розташування провідника до довільної точки поля.

Лаплас узагальнив результати експериментів Біо і Савара й одержав загальний закон, що дозволяє обчислити індукцію в кожній точці поля, створюваного струмом, який тече по провідниках будь-якої форми:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu [I d\vec{\ell} \vec{r}]}{4\pi r^3}, \quad (10.4)$$

де μ_0 – магнітна стала, яка дорівнює $1,256 \cdot 10^{-6}$ Гн/м (Гн – генрі – одиниця індуктивності (§ 12.2)); μ – магнітна проникність речовини – показує у скільки разів індукція у даній речовині відрізняється від індукції у вакуумі; I – сила струму; $I d\vec{\ell}$ – елемент струму – вектор, спрямований у бік, в який тече струм; $\vec{r}$ – радіус-вектор, проведений від елемента струму $I d\vec{\ell}$ в точку, в якій

визначається індукція $d\vec{B}$, r – модуль цього вектора. Вираз (10.4) одержав назву закону Біо, Савара і Лапласа. Напрямок вектора $d\vec{B}$ перпендикулярний до $Id\vec{\ell}$ і $\vec{r}$, тобто перпендикулярний до площини, в якій вони лежать, і визначається з векторного добутку $[Id\vec{\ell} \vec{r}]$ за правилом гвинта: якщо гвинт закручувати найкоротшим шляхом від вектора $Id\vec{\ell}$ до радіуса-вектора $\vec{r}$, то напрям поступального руху гвинта покаже напрям вектора $d\vec{B}$. Модуль вектора $d\vec{B}$ визначається виразом:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu I d\ell \sin \varphi}{4\pi r^2}, \quad (10.5)$$

де φ – кут між напрямом вектора елемента струму $Id\vec{\ell}$ і радіусом-вектором $\vec{r}$. Звідси видно, що модуль вектора індукції dB магнітного поля малого елемента dl провідника зі струмом прямо пропорційний до сили струму I , довжини елемента dl провідника, обернено пропорційний до квадрату відстані r від елемента провідника до розглядуваної точки поля, а також залежить від кута φ між напрямками струму і радіус-вектором $\vec{r}$.

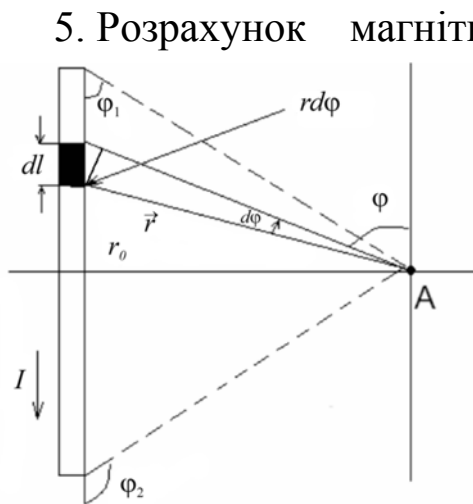


Рис. 10.3

5. Розрахунок магнітних полів провідників зі струмом довільної форми складний. Однак розрахунок спрощується, якщо провідник зі струмом має визначену симетрію, наприклад прямий провідник (рис.10.3). Знайдемо індукцію магнітного поля в точці A на відстані r_0 від провідника зі струмом I . Для цього поділимо провідник на елементи струму $Id\vec{\ell}$. Згідно з (10.4) у довільній точці A вектори $d\vec{B}$ від всіх елементів струму направлені в один бік по одній прямій перпендикулярно до площини рис. 10.3, тобто до нас. Тому векторну суму векторів $d\vec{B}$ можна замінити сумою їх модулів (10.5). Перейдемо до однієї змінної у виразі (10.5), визначивши $d\ell$ і r через кут φ . З рис. 10.3 видно, що $d\ell = rd\varphi / \sin \varphi$ і $r = r_0 / \sin \varphi$.

Підставивши ці вирази в (10.5) і інтегруючи останнє за всіма елементами струму, що еквівалентно інтегруванню за кутом φ від φ_1 до φ_2 , знаходимо

$$B = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{\mu\mu_0 I \sin \varphi d\varphi}{4\pi r_0} = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi r_0} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2). \quad (10.6)$$

Для нескінченно довгого провідника ($\ell \gg r_0$) маємо $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$. Тому

$$B = \mu_0 \mu I / 2\pi r_0. \quad (10.7)$$

Видно, що індукція магнітного поля тим більша, чим більша сила струму тече по провіднику і чим ближче до провідника знаходиться точка A . Лінії індукції $\vec{B}$ в розглянутому випадку є замкнені концентричні кола, у центрі яких знаходиться провідник зі струмом (рис. 10.2).

§ 10.2. Магнітний потік. Теорема Гаусса для магнітного поля. Магнітне поле соленоїда

1. Магнітним потоком $d\Phi$ крізь деяку поверхню площею dS називають скалярну фізичну величину, яка дорівнює

$$d\Phi = \vec{B} d\vec{S} = B_n dS = B dS \cos \varphi, \quad (10.8)$$

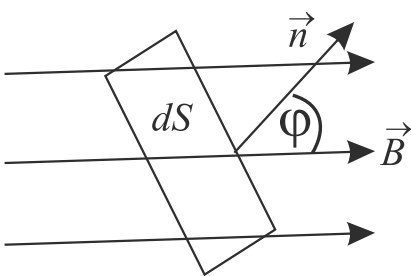


Рис. 10.4

де $d\vec{S} = \vec{n} dS$ ($\vec{n}$ – нормаль до поверхні dS) – вектор, модуль якого дорівнює dS , а напрям вектора збігається з напрямом нормалі $\vec{n}$; B_n – проекція вектора $\vec{B}$ на напрям нормалі; φ – кут між векторами $\vec{B}$ і $\vec{n}$ (рис. 10.4).

Як впливає з (10.8), одиниця виміру магнітного потоку є $1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2 = 1 \text{ вебер (Вб)}$. Повний магнітний потік крізь довільно замкнену поверхню

$$\Phi = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = \oint_S B_n dS = \oint_S B dS \cos \varphi.$$

2. Зважаючи на те, що магнітні силові лінії завжди замкнені, можна сформулювати теорему Гаусса для магнітного поля: магнітний потік крізь будь-яку замкнену поверхню завжди дорівнює нулю:

$$\Phi = \oint_S B_n dS = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (10.9)$$

Ця властивість істотно відрізняє магнітне поле від електростатичного. Силові лінії електростатичного поля мають

початок (позитивні заряди) і кінець (негативні заряди) або прямують у нескінченність (рис. 8.2). Лінії вектора $\vec{B}$ завжди охоплюють струми (рис. 10.2). Вони ніде не починаються і не закінчуються, а є замкненими лініями. Це означає, що в природі відсутні магнітні заряди, на яких могли б починатися або закінчуватися лінії вектора $\vec{B}$. Тому число ліній, що входять у деякий об'єм простору, дорівнює числу ліній, що виходять з об'єму. Якщо вхідні струми брати з одним знаком, а вихідні – з іншим, то сумарний потік вектора магнітної індукції крізь замкнену поверхню дорівнює нулю.

Принципова відмінність магнітного поля від електростатичного (8.11) полягає ще в тому, що циркуляція вектора індукції $\vec{B}$ не дорівнює нулю. Розрахунки показують, що циркуляція вектора індукції $\vec{B}$ по довільному замкненому контуру L дорівнює алгебраїчній сумі сил струмів, які охоплюються цим контуром, помноженій на магнітну сталу:

$$\oint \vec{B} d\vec{\ell} = \mu_0 \sum I_i, \quad (10.10)$$

де N – кількість провідників зі струмом.

Циркуляція вектора $\vec{B}$ визначається тільки тими струмами, що охоплені контуром, а їх може бути декілька.

Рівняння (10.10) записане для вакууму ($\mu=1$). Магнітне поле не можна характеризувати потенціалом, як це було зроблено для електричного поля (8.13), тому що магнітне поле вихрове (непотенціальне).

3. Рівняння (10.10) дозволяє дуже просто розраховувати магнітні поля деяких конфігурацій струмів, наприклад соленоїда. Соленоїд – це сукупність суцільно намотаних на циліндричну поверхню витків провідника, по яких тече електричний струм (рис. 10.5).

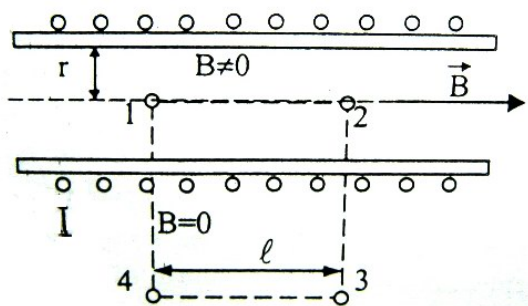


Рис. 10.5

Для соленоїда необхідна умова: $\ell \gg r$, де ℓ – довжина соленоїда, r – радіус циліндра. При додаванні полів від кожного з витків (їх N) результуючий вектор $\vec{B}$ орієнтується уздовж осі, як наведено на рис. 10.5.

Дослід показує, що чим

довший соленоїд, тим менша індукція B зовні і все поле зосереджене усередині. Оберемо замкнений прямокутний контур інтегрування 1-2-3-4. Тоді інтеграл (10.10) по замкнутому контуру можна подати у вигляді чотирьох доданків:

$$\oint \vec{B} d\vec{\ell} = \int_1^2 \vec{B} d\vec{\ell} + \int_2^3 \vec{B} d\vec{\ell} + \int_3^4 \vec{B} d\vec{\ell} + \int_4^1 \vec{B} d\vec{\ell} = \mu_0 NI, \quad (10.11)$$

де I – струм в одному витку соленоїда (рис.10.5).

На ділянках 2-3 і 4-1 вектор індукції $\vec{B}$ перпендикулярний вектору $Id\vec{\ell}$ і відповідно проекції $B_e = 0$. На ділянці 3-4 (зовні соленоїда) $B = 0$, а на ділянці 1-2 (у середині соленоїда) модуль вектора $|\vec{B}|$ в усіх точках є однаковою величиною (поле однорідне), і вираз (10.11) можна переписати так:

$$\int_1^2 B d\ell = B\ell = \mu_0 NI \text{ або } B = \mu_0 nI, \quad (10.12)$$

де $n = N/\ell$ – кількість витків на одиницю довжини соленоїда (лінійна густина витків соленоїда).

Формула (10.12) справедлива для середньої частини соленоїда, тому що в міру наближення до його кінців індукція зменшується. Вона дозволяє розрахувати магнітне поле в соленоїді за відомими величинами n і I .

При розміщенні соленоїда в середовищі з магнітною проникністю μ вираз (10.12) набуває вигляду

$$B = \mu_0 \mu nI. \quad (10.13)$$

§ 10.3. Сила Ампера. Сила Лоренца. Рух заряджених частинок у постійному магнітному полі. Полярні саява. Мас-спектрометрія. МГД-генератор

1. Одним із проявів магнітного поля є його силова дія на провідники із струмом і електричні заряди, що рухаються. Ампер експериментально довів, що на провідник Δl зі струмом I з боку магнітного поля $\vec{B}$ діє магнітна сила F , яку називають силою Ампера:

$$F = IB\Delta\ell \sin \varphi, \quad (10.14)$$

де φ – кут між напрямом струму в провіднику і вектором індукції $\vec{B}$.

Силу Ампера (10.14) можна записати й у векторному вигляді

$$\vec{F} = \left[I \Delta \vec{\ell} \vec{B} \right], \quad (10.15)$$

де $I \Delta \vec{\ell}$ – вектор, напрям якого збігається з напрямом струму в ньому.

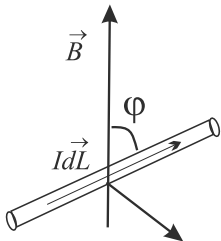


Рис. 10.6

Вектор сили $\vec{F}$ завжди перпендикулярний до площини, в якій розташовані вектори $I \Delta \vec{\ell}$ і $\vec{B}$, а його напрям визначається за правилом гвинта: якщо гвинт закручувати найкоротшим шляхом від вектора $I \Delta \vec{\ell}$ до вектора $\vec{B}$, то напрям поступального руху гвинта покаже напрям вектора сили Ампера (рис. 10.6).

З формули (10.14) випливає, що сила Ампера має максимальне значення, якщо $\varphi = \pi/2$. Однак при розміщенні провідника уздовж ліній магнітної індукції ця сила дорівнює нулю.

2. Дія сил Ампера (10.15) на провідник зі струмом означає, що на кожен із заряджених частинок, що беруть участь у переносі заряду, також діє сила з боку магнітного поля, яку називають силою Лоренца.

Дійсно, її можна визначити, використовуючи силу Ампера (10.14). Нехай по провіднику завдовжки Δl за час Δt проходить N однакових зарядів q . Це означає, що крізь поперечний переріз провідника тече струм $I = Nq / t$. Тоді на Nq зарядів діє сила Ампера $F = \frac{Nq}{\Delta t} B \Delta l \sin \varphi$. Сила, з якою магнітне поле діє на окремий заряд (сила Лоренца), $F_L = F / N = q B \Delta l / \Delta t \sin \varphi$. Враховуючи, що середня швидкість руху заряду $v = \Delta l / \Delta t$, дістанемо

$$F_L = qvB \sin \varphi \quad \text{або} \quad \vec{F}_L = q [\vec{v} \vec{B}], \quad (10.16)$$

де φ – кут між вектором швидкості заряду $\vec{v}$ і вектором магнітної індукції $\vec{B}$.

Сила Лоренца також завжди перпендикулярна площині, у якій розташовані вектори $\vec{v}$ і $\vec{B}$, а її напрям визначається правилом гвинта (див. вище), але для випадку $q < 0$ сила F_L буде спрямована в протилежний бік напрямку поступального руху гвинта.

Аналізуючи вираз (10.16), можна зробити наступні висновки: а) магнітне поле не діє на нерухому заряджену частинку (якщо $v = 0$, то $F_L = 0$); б) якщо $\varphi = 0$, то $\sin \varphi = 0$ і $F_L = 0$, тобто при русі

зарядженої частинки паралельно напрямку магнітного поля сили не діють.

Оскільки сила Лоренца завжди перпендикулярна до вектора швидкості $\vec{v}$, то вона відіграє роль доцентрової сили – викривляє траєкторію руху зарядженої частинки. Отже, сила Лоренца не виконує роботи (3.14) і не змінює кінетичної енергії заряду, що рухається: при русі зарядженої частинки в магнітному полі може змінюватися тільки напрям вектора швидкості, але не її модуль.

Рух заряду q , на який крім магнітного поля з індукцією $\vec{B}$ діє й електричне поле з напруженістю $\vec{E}$, визначається за формулою Лоренца:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\left[\vec{v}\vec{B}\right]. \quad (10.17)$$

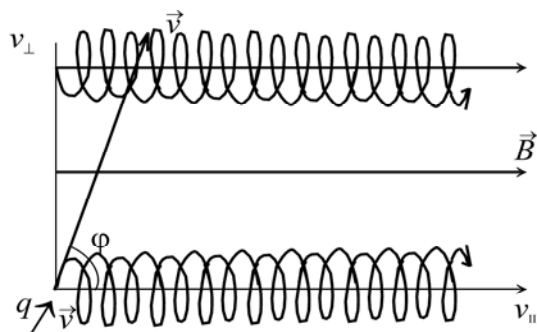


Рис. 10.7

Електричні і магнітні поля дозволяють керувати рухом заряджених частинок в електронно-променевих трубках, кінескопах, прискорювачах, електронних мікроскопах і т.д.

3. Якщо частинка, що має масу m і заряд q , рухається перпендикулярно до ліній індукції ($\vec{v} \perp \vec{B}$), то сила Лоренца (10.16) надає їй доцентрове прискорення і частинка описує коло радіуса r у площині, перпендикулярній до вектора $\vec{B}$. За другим законом Ньютона (2.2) і формулою (1.18): $mv^2 / r = qvB$. Звідки знаходимо радіус кола:

$$r = v / (q / m) B, \quad (10.18)$$

де q / m – питомий заряд частинки. Тут враховано, що сила Лоренца $F_{\perp} = qvB$. Період обертання заряду:

$$T = 2\pi r / v = 2\pi m / qB. \quad (10.19)$$

У випадку, коли швидкість частинки $\vec{v}$ не перпендикулярна до вектора магнітної індукції $\vec{B}$ (кут $\varphi < \pi/2$, рис. 10.7), рух заряду складається з рівномірного прямолінійного руху вздовж напрямку магнітної індукції $\vec{B}$ зі швидкістю $v_{\parallel} = v \cos \varphi$ та рівномірного руху по колу у площині, перпендикулярній до вектора $\vec{B}$, зі швидкістю $v_{\perp} = v \sin \varphi$. Траєкторія зарядженої частинки являє собою гвинтову лінію, вісь якої збігається з вектором $\vec{B}$ (рис. 10.7). Крок гвинтової лінії руху заряду $h = v_{\parallel} T = 2\pi m v \cos \varphi / qB$. Напрямок, у якому

закручується траєкторія, залежить від знака заряду частинки (рис. 10.7).

Сила Лоренца (10.16) захищає поверхню Землі від потоку заряджених частинок космічного випромінювання.

Дійсно, якщо заряджена частинка влітає в магнітне поле Землі під кутом φ до ліній індукції $\vec{B}$, то її рух відбувається по гвинтовій лінії, вісь якої збігається з напрямом вектора індукції (рис. 10.7). Складова $v_{\perp}$ швидкості забезпечує рух частинки по колу радіуса r у площині, перпендикулярній лініям індукції, а складова $v_{\parallel}$ – її рух уздовж лінії індукції. Тоді шлях частинок космічного випромінювання в атмосфері істотно зростає, і тому вони здійснюють набагато більше зіткнень і іонізацій молекул верхніх шарів атмосфери. У результаті енергія заряджених частинок значно зменшується, і вони не досягають Землі. Поблизу полюсів Землі такі зіткнення викликають полярні сяйва (випромінювання світла молекулами атмосфери). Колір сяйва залежить від атомів, які збуджуються.

4. Прилади, що призначені для розділення іонізованих молекул і атомів за їхніми масами, називають мас-спектрометрами. Принцип їх роботи ґрунтується на дії електричних і магнітних полів (10.17) на пучки іонів, що рухаються у вакуумі. У мас-спектрометрах реєстрацію іонів проводять електричними методами: записують залежність сили іонного струму від маси іона. Якщо пучки іонів фіксуються на фотоплівці, то прилад називають мас-спектрографом.

Молекули або атоми досліджуваної речовини попередньо іонізують, а потім іони, що утворилися, спочатку проходять через селектор швидкостей, який вилучає з пучка іони із певними значеннями швидкості.

У селекторі іони зазнають одночасної дії взаємно перпендикулярних електричного і магнітного полів, що відхиляють іони у протилежні боки. Через селектор проходять лише ті іони, для яких дії електричного і магнітного полів компенсують одна одну. Це відбувається за умови, що $qE = qvB$ (10.17). Отже, іони, що вийшли з селектора, мають однакові швидкості

$$v = E / B . \quad (10.20)$$

Далі іони потрапляють в магнітне поле з індукцією B' , яке перпендикулярне до вектора швидкості $\vec{v}$. Згідно з (10.18), іони з

різними питомими зарядами будуть рухатися по колах різних радіусів і тому потрапляють у різні точки на фотоплівці і залишають слід у вигляді вузької смужки – спектральної лінії. З формули (10.18) і (10.20) випливає, що ці радіуси дорівнюють:

$$r = \frac{E}{(q/m)BB'}. \quad (10.21)$$

Знаючи параметри приладу (E, B і B') і вимірявши r на фотоплівці, з формул (10.21) визначають питомі заряди іонів. Оскільки заряди іонів є цілими кратними елементарного заряду q , за знайденими значеннями q/m можна розрахувати маси іонів. Висока чутливість і точність мас-спектографів забезпечує їм широке використання в геології, геохімії для елементарного і структурного молекулярного аналізу.

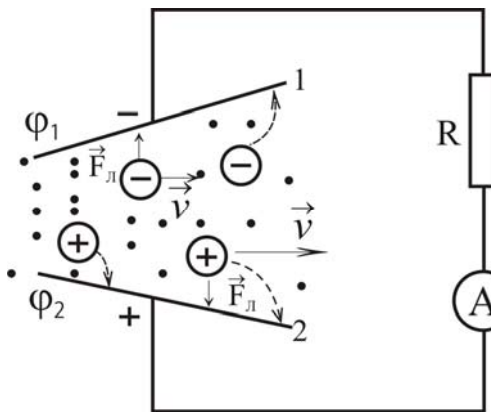


Рис. 10.8

5. На дії сили Лоренца (10.16) на заряджені частинки ґрунтується і робота магнітогідродинамічного (МГД) генератора.

Це установка для безпосереднього перетворення теплової енергії в електричну. Іонізований гарячий газ ($T \approx 3 \cdot 10^3 \text{ K}$) потрапляє в однорідне поперечне магнітне поле $\vec{B}$, лінії індукції якого позначені точками (рис. 10.8). Заряджені частинки (+, -)

під дією сил Лоренца відхиляються до електродів 1 і 2, створюючи між ними різницю потенціалів $\phi_1 - \phi_2$. Приєднавши до електродів навантаження R , одержимо електричний струм у колі.

Для одержання заряджених частинок (електронів, протонів тощо) великих енергій використовують прискорювачі. Це установки, де електричне поле прискорює рух частинок, а магнітне – викривляє їх траєкторію.

Бомбардуючи атомні ядра частинками, що мають велику кінетичну енергію $mv^2/2$, досліджують структуру атомних ядер, використовують в медицині тощо.

Контрольні запитання і завдання

1. Як утворюється магнітне поле? Що характеризує індукція магнітного поля? Одиниця вимірювання. Сформулюйте правило визначення напрямку вектора магнітної індукції.

2. На столі стоять дві різнойменно заряджені кулі. Чи присутнє навколо них магнітне поле? Електричне поле? Поясніть відповідь.
3. Чому магнітне поле вважається вихровим?
4. Сформулюйте закон Біо, Савара і Лапласа. Виведіть формулу для магнітного поля прямолінійного провідника зі струмом.
5. Що таке потік вектора магнітної індукції? Сформулюйте теорему Гаусса для вектора магнітної індукції.
6. Що таке сила Ампера, сила Лоренца? Як визначають їх напрям? Чому виникають полярні сяйва?
7. Коли заряджена частинка рухається по гвинтовій лінії? Чому дорівнює радіус кривизни і крок гвинта?
8. Електрон, пролітаючи через область простору, не відхиляється. Чи можна стверджувати, що в цій області магнітне поле відсутнє?
9. Поясніть роботу мас-спектрометра, його призначення.
10. Як одержують електричний струм за допомогою МГД генератора?
11. У чому полягає відмінність сили, що діє на заряд з боку електричного поля від сили Лоренца?
12. Виведіть формулу для магнітного поля соленоїда.
13. Що таке пробний контур? Чому для визначення магнітного поля використовують цей контур?

Розділ 11. Магнітне поле в речовині. Магнітні властивості речовини

§ 11.1. Магнітні моменти електронів і атомів. Спін. Вектор намагніченості. Циркуляція вектора намагніченості

1. Електрон, за моделлю атома Бора, наприклад, в атомі водню обертається навколо ядра по коловій орбіті, створює замкнений електричний струм, який називається мікрострумом або молекулярним струмом, сила якого дорівнює

$$I' = e\delta, \quad (11.1)$$

де e – заряд електрона, δ – число обертів електрона за секунду. Напрямок цього струму – протилежний руху електрона (рис. 11.1).

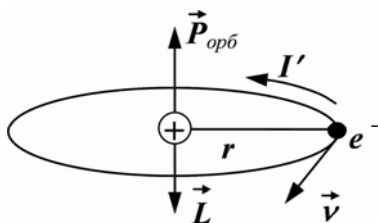


Рис. 11.1

Магнітний момент, зумовлений рухом електрона по коловій орбіті радіуса r , називають орбітальним магніт-

ним моментом (рис. 11.1):

$$P_{орб} = I' S = e \partial S = e v r / 2, \quad (11.2)$$

де v – швидкість електрона на орбіті радіуса r , а площа $S = \pi r^2$. Тут врахували, що швидкість дорівнює добутку довжини орбіти $2\pi r$ на число обертів за секунду ($v = 2\pi r \partial$).

Якщо електрон рухається за годинниковою стрілкою, то струм I' спрямований проти годинникової стрілки і вектор $\vec{P}_{орб}$ (відповідно до правила гвинта) перпендикулярний площині орбіти електрона (рис. 11.1).

Електрон крім заряду має ще й масу. Отже, електрон, що рухається по орбіті, володіє не тільки орбітальним магнітним моментом, а ще й певним орбітальним моментом імпульсу (механічний момент – (2.19)), який чисельно дорівнює:

$$L = m v r, \quad (11.3)$$

де m – маса електрона. Напрямок вектора $\vec{L}$ пов'язаний з напрямком руху електрона правилом правого гвинта (рис. 11.1). Таким чином, з орбітальним рухом електрона пов'язані два вектори $\vec{P}_{орб}$ і $\vec{L}$.

Відношення магнітного моменту частинки до її механічного моменту називається гіромагнітним відношенням, яке для орбітального руху електрона з урахуванням (11.2) і (11.3) дорівнює:

$$\frac{\vec{P}_{орб}}{\vec{L}} = -\frac{e}{2m}, \quad (11.4)$$

де знак «мінус» вказує на те, що вектори $\vec{P}_{орб}$ і $\vec{L}$ мають протилежні напрями.

З (11.4) випливає, що гіромагнітне відношення не залежить ні від швидкості руху електрона, ні від радіуса орбіти.

2. Крім орбітального моменту імпульсу, електрон має власний момент імпульсу $\vec{L}_s$, названий спіном електрона, і відповідний йому власний спіновий магнітний $\vec{P}_s$. Виявляється, що спінове гіромагнітне відношення

$$\vec{P}_s / \vec{L}_s = -e / m. \quad (11.5)$$

Видно, що воно є вдвічі більшим, ніж для орбітальних моментів.

Наявність у електронів спінових моментів спочатку пов'язували з обертанням електрона навколо своєї власної осі.

Однак ця модель виявилася недосконалою. Зараз вважають, що спін і спіновий магнітний момент – такі ж невід’ємні властивості електрона, як його заряд або маса. Спін електрона виявляється у багатьох експериментальних фактах. Наявність у електрона спінового магнітного моменту показує, що він є носієм власного магнітного поля.

Спін мають, крім електрона, і багато інших частинок (нейтрон, протон, позитрон тощо). Проекція спіну електрона на напрям вектора $\vec{B}$ може набувати лише двох значень: $\hbar/2$ і $-\hbar/2$. Тут $\hbar = h/2\pi$, де h – стала Планка.

Отже, в одиницях $\hbar$ спін електрона дорівнює $1/2$. Тому говорять, що спін електрона є напівцілим. З урахуванням спінового гіромагнітного відношення (11.5) проекція $\vec{P}_s$ спінового магнітного моменту на обраний напрям має також два значення: $e\hbar/2m$ або $-e\hbar/2m$.

Величина $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл називається магнетоном Бора, і він є найменшим магнітним моментом частинки. Спіновий магнітний момент електрона мінімальний і дорівнює магнетону Бора.

Загальний магнітний момент атома або молекули дорівнює векторній сумі орбітальних і спінових магнітних моментів електронів, що входять до атома (молекули), а також магнітному моменту ядра (§ 22.1):

$$\vec{P}_a = \sum \vec{P}_{orb} + \sum \vec{P}_s + \sum \vec{P}_j. \quad (11.6)$$

Це також стосується механічних моментів атомів.

Магнітні моменти атомних ядер у тисячі разів менше магнітних моментів електронів ($m_e \ll m_j$), тому ними в багатьох випадках нехтують.

Повністю заповнені електронні оболонки в атомах не мають результуючого магнітного моменту. У атомів ряду елементів і у молекул багатьох складних речовин результуючий магнітний момент електронної оболонки виявляється рівним нулю, а в електронних оболонках перехідних елементів таблиці Менделєєва спостерігаються великі результуючі орбітальні і спінові магнітні моменти. Але через тепловий коливальний рух магнітні моменти спрямовані хаотично, і сумарний магнітний момент речовини дорівнює нулю.

3. Будь-яка речовина при внесенні її в магнітне поле намагнічується, тобто набуває сумарний магнітний момент. Ступінь намагніченості речовини характеризують вектором намагніченості $\vec{J}$, який чисельно дорівнює сумарному магнітному моментові молекул (атомів), що містяться в об'ємі V речовини:

$$\vec{J} = \sum^N \vec{P}_a / V. \quad (11.7)$$

Тут N – кількість молекул, $\vec{P}_a$ – магнітний момент окремої молекули (атома). Вектор намагніченості схожий на вектор поляризації (8.28), тому його можна було б назвати вектором магнітної поляризації.

З формули (11.7) встановлена одиниця намагніченості J : A/M . Намагніченість речовини можна подати як

$$\vec{J} = n \langle \vec{P}_a \rangle,$$

де n – концентрація молекул; $\langle \vec{P}_a \rangle$ – середній магнітний момент однієї молекули.

Розрахунки показують, що циркуляція вектора намагніченості $\vec{J}$ по довільному замкненому контуру дорівнює алгебраїчній сумі молекулярних струмів (мікрострумів – (11.1)), охоплених цим контуром:

$$\oint \vec{J} d\vec{\ell} = \sum^N I_i. \quad (11.8)$$

Тут N – кількість молекулярних струмів.

§ 11.2. Напруженість магнітного поля ($\vec{H}$). Циркуляція вектора $\vec{H}$. Зв'язок між векторами $\vec{J}$ і $\vec{H}$. Магнітна сприйнятливість. Магнітна проникність. Зв'язок між векторами $\vec{B}$ і $\vec{H}$

1. Вектор $\vec{B}$ характеризує результуюче магнітне поле, створюване струмами провідності I (поле $\vec{B}_0$), що протікають по провідниках – макроструми, та поле $\vec{B}'$, яке створюють молекулярні струми I' . Тому в речовині магнітне поле $\vec{B}$ змінюється через наявність молекулярних струмів:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'.$$

Отже, вектор магнітної індукції в речовинні дорівнює сумі векторів магнітної індукції зовнішнього поля $\vec{B}_0$ та магнітної індукції $\vec{B}'$ власного поля речовини.

Тоді і циркуляція вектора $\vec{B}$ (10.10) у речовині визначається не тільки струмами провідності, але і молекулярними струмами:

$$\oint \frac{\vec{B}}{\mu_0} d\vec{\ell} = \sum^K I_i + \sum^N I'_i, \quad (11.9)$$

де I_i і I'_i – струми, охоплювані заданим контуром. Через труднощі визначення молекулярних струмів I' формула (11.9) стає малопридатною. Треба ввести допоміжний вектор, циркуляція якого визначається тільки струмами провідності, охоплюваними заданим контуром. Припускаючи, що циркуляція векторів $\vec{B}$ і $\vec{J}$ береться за тим самим контуром з виразів (11.8) і (11.9), одержуємо: $\oint (\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}) d\vec{\ell} = \sum^K I_i$. Введемо позначення

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H}, \quad (11.10)$$

де вектор $\vec{H}$ називається напруженістю магнітного поля в речовині. Тоді

$$\oint \vec{H} d\vec{\ell} = \sum^K I_i. \quad (11.11)$$

Формула (11.11) виражає теорему про циркуляцію вектора $\vec{H}$: циркуляція вектора напруженості $\vec{H}$ магнітного поля по довільному замкненому контуру дорівнює алгебраїчній сумі струмів провідності, охоплюваних цим контуром.

Одиниця напруженості магнітного поля, як видно з (11.11), – А/м. З формули (11.11) випливає, що вектор $\vec{H}$ не залежить від властивостей середовища і визначається тільки струмами провідності, у той час як вектор $\vec{B}$ залежить від властивостей середовища (молекулярних струмів I').

2. Дослід показує, що для більшості речовин (однорідних, ізотропних) між намагніченістю $\vec{J}$ і напруженістю зовнішнього магнітного поля $\vec{H}$ виконується рівність:

$$\vec{J} = \kappa \vec{H}, \quad (11.12)$$

де κ – безрозмірна величина, названа магнітною сприйнятливістю речовини, фізичний зміст якої наступний: вона характеризує

реакцію речовини на магнітне поле, тобто здатність речовини до намагнічування у зовнішньому магнітному полі. Для вакууму $\kappa=0$, а для будь-якої речовини $\kappa \neq 0$, тобто всі речовини здатні намагнічуватись. Відзначимо, що магнітна сприйнятливість κ може бути як додатною, так і від'ємною.

Для речовин, що підлягають залежності (11.12), вираз (11.10) набуває вигляду

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \kappa \vec{H}, \text{ або } \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}, \quad (11.13)$$

де $1 + \kappa = \mu$ – магнітна проникність речовини. Для вакууму $\mu=1$. Величина μ показує, у скільки разів індукція в даній речовині відрізняється від індукції у вакуумі, тобто

$$\mu = B / B_0. \quad (11.14)$$

Отже, магнітна проникність характеризує вплив середовища на магнітне поле. Таким чином, вектор напруженості магнітного поля $\vec{H}$ в магнетиках відіграє таку саму роль, як і вектор індукції електричного поля $\vec{D}$ в діелектриках, а вектор індукції магнітного поля $\vec{B}$ аналогічний вектору напруженості електричного поля $\vec{E}$.

§ 11.3. Магнітні властивості речовини. Діамагнетики. Парамагнетики. Закон Кюрі. Феромагнетики. Магнітний гістерезис. Домен. Температура Кюрі. Постійні магніти

1. Усяка речовина є магнетиком, тобто здатна під дією магнітного поля намагнічуватися (утворювати власне поле). За характером намагнічування магнетики можна поділити на три види: діамагнетики, парамагнетики і феромагнетики. Магнітні властивості речовини визначаються структурою їхніх атомів і характером взаємодії між ними.

До діамагнетиків належать речовини, у яких сумарний магнітний момент (орбітальний і спіновий) атомів дорівнює нулю при відсутності зовнішнього магнітного поля. Це переважно атоми з цілком заповненими електронними оболонками. Молекули діамагнетиків аналогічні неполярним молекулам діелектриків (§ 8.6), які не мають власного дипольного моменту, але поляризуються під впливом зовнішнього електричного поля.

Розглянемо механізм виникнення діамагнетизму. Нехай орбіта електрона розміщена відносно зовнішнього поля так, що

орбітальний магнітний момент електрона $\vec{P}_{орб}$ утворює з напрямом вектора магнітної індукції $\vec{B}$ кут φ (рис. 11.2). На орбіту діє обертальний магнітний момент $\vec{M} = [\vec{P}_{орб} \vec{B}]$, який намагається повернути орбітальний магнітний момент $\vec{P}_{орб}$ за напрямом поля. Під дією моменту $\vec{M}$ вся орбіта електрона починає прецесувати (§ 2.7) навколо напрямку магнітного поля $\vec{B}$. Це приводить і до прецесії моменту імпульсу $\vec{L}$ навколо цього поля. Отже, електрон одержує додатковий рівномірний рух, при якому вектор $\vec{L}$ буде описувати конус з деякою кутовою швидкістю ω_L .

Вона називається частотою Лармора і, як показують розрахунки, дорівнює

$$\omega_L = eB / 2m. \quad (11.15)$$

Частота Лармора не залежить ні від кута φ нахилу орбіти відносно напрямку магнітного поля, ні від радіуса орбіти, ні від швидкості електронів, а залежить тільки від величини магнітного поля.

Завдяки прецесії Лармора з'являється додатковий орбітальний мікрострум $\Delta I' = e/T$, а враховуючи (1.23) і (11.15), маємо, що $\Delta I' = e\omega_L / 2\pi = e^2 B / 4\pi m$, якому відповідає магнітний момент:

$$\Delta P = \Delta I' \Delta S_{\perp} = e^2 \Delta S_{\perp} B / 4\pi m,$$

де $\Delta S_{\perp}$ – площа проекції прецесуючої орбіти електрона на площину, перпендикулярну до напрямку $\vec{B}$ (рис. 11.2). Цей магнітний момент називається індукованим і напрямлений протилежно напрямку зовнішнього магнітного поля $\vec{B}$.

Індукований магнітний момент атома дорівнює сумі індукованих моментів електронів, що входять до складу атома.

Враховуючи, що діамagnetики не мають власного магнітного моменту, поява індукованого магнітного моменту є домінуючою,

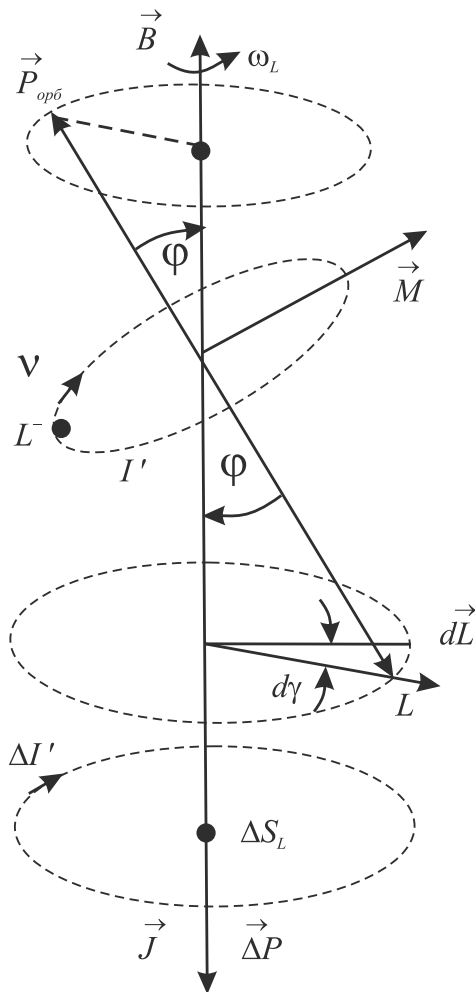


Рис. 11.2

внаслідок чого речовина намагнічується проти зовнішнього поля (вектори $\vec{J}$ і $\vec{B}$ антипаралельні). Створене індукованими струмами внутрішнє поле зменшує зовнішнє поле і відповідно результуюче поле у діамagnetиках набагато слабше, ніж у вакуумі. Їхня магнітна сприйнятливість (11.12) від'ємна, мала за абсолютним значенням порядку 10^{-6} і не залежить від температури.

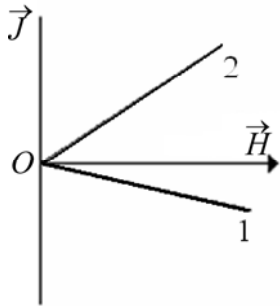


Рис. 11.3

Залежить намагнічення $\vec{J}$ від зовнішнього поля H для діамagnetика лінійна (пряма лінія 1, рис. 11.3).

Діамagnetний ефект – властивість речовини намагнічуватися протилежно до зовнішнього магнітного поля – належить усім без винятку речовинам, внесеним у магнітне поле, але цей ефект незначний.

Типові діамagnetики – вісмут, срібло, золото, мідь, вода, бензол, інертні гази та багато органічних і неорганічних сполук.

2. Якщо векторна сума орбітальних магнітних моментів усіх електронів атома або молекули не дорівнює нулю, то атом має деякий магнітний момент $\vec{P}_{orb}$. Такі атоми (молекули) називаються парамагнетичними, а речовини, що складаються з них, – парамагнетиками.

За відсутності зовнішнього магнітного поля магнітні моменти атомів розташовані хаотично, а тому і результуючий магнітний момент дорівнює нулю, тобто речовина ненамагнічена. У магнітному полі магнітні моменти атомів $\vec{P}_{orb}$ починають орієнтуватися по полю – речовина намагнічується, і створене внутрішнє поле підсилює зовнішнє. Вектор намагніченості $\vec{J}$ паралельний вектору $\vec{H}$. Залежить намагнічення $\vec{J}$ від зовнішнього поля $\vec{H}$ для парамагнетика є пряма лінія 2, рис. 11.3. Магнітна сприйнятливість для парамагнетиків $\chi > 0$, її значення за звичайних температур перебуває у межах $10^{-3} \div 10^{-5}$.

При нагріванні парамагнетика тепловий рух атомів або молекул руйнує орієнтацію частини їх магнітних моментів, яка встановилася під дією зовнішнього магнітного поля. Залежність магнітної сприйнятливості χ парамагнетиків від температури має вигляд

$$\chi = C / T, \quad (11.16)$$

де C – стала Кюрі, яка залежить від роду даної речовини. Вираз (11.16) називають законом Кюрі. Після припинення дії зовнішнього магнітного поля намагніченість парамагнетика зникає. Типові парамагнетики – алюміній, паладій, платина, уран, кисень тощо.

Експериментально парамагнітні речовини визначаються за їх поведінкою у зовнішньому магнітному полі: в однорідному полі стрижень з парамагнетика орієнтується за полем, а в неоднорідному – втягується в область сильного поля.

3. Крім слабомагнітних речовин – діа- і парамагнетиків – існують сильномагнітні кристалічні речовини – феромагнетики.

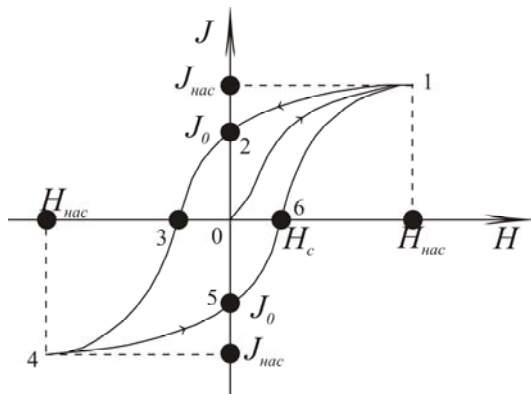


Рис. 11.4

До феромагнітних речовин відносяться: залізо, нікель, кобальт, гадоліній і деякі сплави, для яких магнітна сприйнятливість може досягати значень $10^3 \div 10^5$, тобто зовнішнє поле всередині феромагнетиків підсилюється в тисячі разів. Магнітні властивості феромагнетиків обумовлені спіновими магнітними моментами

електронів.

Феромагнетики мають незвичайні властивості: а) магнітна проникність залежить від напруженості зовнішнього магнітного поля H ; б) їхня намагніченість зберігається і після того, як зовнішнє магнітне поле перестав діяти. Залежність намагніченості J від поля H має характерний вигляд (рис. 11.4). Якщо феромагнетик намагнітити до насичення (крива 0-1), а потім зменшувати поле H (крива 1-2), то при $H=0$ у феромагнетика залишиться намагніченість J_0 . Щоб ліквідувати залишкову намагніченість до нуля, треба змінити напрям зовнішнього поля $\bar{H}$. Напруженість H_c (точка 3) зумовлює повне розмагнічення феромагнетика і називається коерцитивною (затримуючою) силою. При подальшому збільшенні протилежно-напрявленого поля феромагнетик перемагнічується (крива 3-4), досягаючи насичення в точці 4. Намагніченість насичення має найбільше значення при $T = 0$ К.

Потім феромагнетик можна знову розмагнітити (крива 4-5-6) і знову перемагнітити до насичення (крива 6-1). Замкнена крива залежності $J = f(H)$ називається петлею гістерезису (рис. 11.4).

Площа петлі гістерезису характеризує ту роботу, яку треба здійснити для перемагнічування феромагнетика. Вона виконується за рахунок енергії зовнішнього магнітного поля.

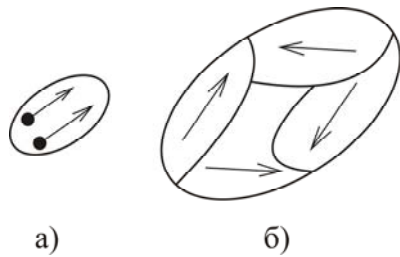


Рис. 11.5

Для кожного феромагнетика є певна температура, названа температурою Кюрі, при якій він втрачає свої незвичайні властивості і перетворюється на звичайний парамагнетик. Наприклад, для заліза $T_k = 780^\circ\text{C}$; для нікелю $T_k = 365^\circ\text{C}$.

Причина такого поведіння в тому, що при температурах нижче T_k феромагнетик розпадається на мікроскопічні області, які називають доменами. Домени мають лінійні розміри порядку $10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}$, усередині яких магнітні моменти всіх атомів спрямовані в одну сторону, тобто домен самовільно намагнічений до насичення (рис. 11.5,а). Оскільки розташування самих доменів хаотичне (рис. 11.5,б), то результуюча намагніченість всього феромагнетика при зовнішньому полі $H = 0$ дорівнює нулю. Розпад феромагнетика на домени енергетично вигідний.

Зовнішнє магнітне поле орієнтує по полю не магнітні моменти окремих атомів (як у випадку парамагнетиків), а окремі області самовільної намагніченості (домени), і так досягається макроскопічна намагніченість феромагнетика.

Відзначимо, що у разі зростання магнітного поля домени, магнітні моменти яких орієнтовані за полем, збільшуються внаслідок зсуву границь сусідніх доменів, і це супроводжується зростанням намагніченості. При подальшому збільшенні магнітного поля одночасно спостерігається і переорієнтація за напрямом магнітного поля магнітних моментів у межах домену.

Феромагнітні властивості мають лише речовини, в атомах яких є недобудовані внутрішні електронні оболонки з некомпенсованими спінами. У цьому випадку можуть виникати сили (їх називають обмінними), що змушують спінові магнітні моменти електронів орієнтуватися паралельно один одному. Це і приводить до виникнення областей (доменів) самовільного намагнічування. Феромагнетизм – це властивість кристалічних решіток. Поза решітками, наприклад іон Fe^{3+} парамагнітний.

4. Константи J_0 і H_C (рис. 11.4) – основні характеристики феромагнетика. Феромагнетики з великими значеннями J_0 і H_C називають магнітножорсткими. Їх виробляють зі сплавів на основі Fe , Co , Ni та ін. Вони знаходять широке застосування як матеріали для постійних магнітів – після намагнічення довгий час підтримують магнітне поле.

Найважливішою властивістю таких матеріалів є наявність «пам'яті». Якщо плівку, покриту феромагнітним порошком, переміщати крізь область змінного магнітного поля, то її ділянки «запам'ятають» поле, в якому знаходилися. Переміщуючи після цього її через пристрій, що реагує на намагнічування, можна відновити сигнали, що створювали таке магнітне поле. Такі плівки використовують у відеомагнітофонах, у пристроях оперативної пам'яті тощо.

Намагнічені феромагнетики використовують і в транспорті. Взаємодія однойменних магнітних полюсів забезпечує магнітну підвіску – без контакту з рейками. Такі потяги відрізняються відсутністю шуму і меншими витратами електроенергії.

Магнітом'які (мала коерцитивна сила) феромагнетики використовують у радіо- та електротехніці (різні осердя електродвигунів, генераторів, трансформаторів, електромагнітів).

До м'яких феромагнетиків належать залізо, пермалой тощо. Так, для підсилення магнітного поля і концентрації його потоку у певних напрямках застосовують магнітопровід, який виготовляють з магнітом'якої речовини.

Контрольні запитання і завдання

1. З яких магнітних моментів складається магнітний момент електрона і атома? Дайте їх визначення.
2. Що таке гіромагнітне відношення? Чому воно дорівнює?
3. Дайте визначення вектора намагніченості. Сформулюйте теорему про циркуляцію вектора намагніченості. Поясніть її фізичний зміст.
4. Сформулюйте теорему про циркуляцію вектора $\vec{B}$ для магнітного поля в речовині. Поясніть її фізичний зміст.
5. Як формулюється теорема про циркуляцію для вектора напруженості магнітного поля? Знайдіть зв'язок між векторами магнітної індукції, напруженості магнітного поля і намагніченості.
6. Що характеризують магнітна сприйнятливість та магнітна проникність речовини?

7. В чому принципова різниця процесів намагнічування у феромагнетиків, парамагнетиків та діамагнетиків?
8. Які особливості магнітних властивостей феромагнетиків? Що таке залишкова намагніченість, коерцитивна сила?
9. Поясніть виникнення петлі гістерезису для феромагнетиків. Температура Кюрі.
10. Які феромагнетики є магнітожорсткими і магнітом'якими? Де їх застосовують?
11. Наведіть аналогію між намагнічуванням парамагнетика і поляризацією діелектрика з полярними молекулами.

Розділ 12. Електромагнітна індукція. Змінний електричний струм

§ 12.1. Явище електромагнітної індукції. Закон Фарадея. Правило Ленца. Вихрове електричне поле. Закон електромагнітної індукції в інтегральній формі. Вихрові струми. Скін-ефект

1. Навколо провідника зі струмом виникає магнітне поле (§ 10.1), тоді можливе і зворотне явище – виникнення електричного струму в замкненому провідному контурі під дією магнітного поля.

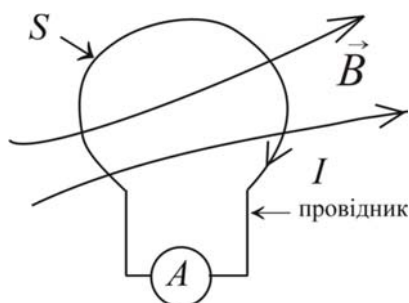


Рис. 12.1

Фарадей у 1831 році експериментально встановив, що зі зміною магнітного потоку, який пронизує замкнений контур, у ньому виникає електричний струм. Це явище назвали електромагнітною індукцією. Таким чином, електромагнітна індукція полягає в тому, що в замкненому провідному контурі

(витку) при зміні магнітного потоку, що пронизує цей контур, виникає електричний струм I . Такий струм називають індукційним, а відповідну ЕРС – електрорушійною силою електромагнітної індукції ($\mathcal{E}_i$), рис. 12.1, де амперметр реєструє індукційний струм.

Це фундаментальне відкриття виявило нерозривний зв'язок електричних і магнітних явищ та показало спосіб одержання електричного струму за допомогою магнітного поля (рис. 12.1).

Фарадей досліджував фактори, які впливають на величину індукційного струму. Виявляється, що індукційний струм виникає

завжди, коли відбувається зміна магнітного потоку, що пронизує даний контур, і сила індукційного струму не залежить від способу зміни магнітного потоку, а визначається лише швидкістю його зміни ($d\Phi/dt$).

Таким чином, щоб одержати індукційний струм у замкненому провідному контурі, необхідний рух магніту або зміна положення такого контуру відносно магніту; при цьому неважливо, що рухається – контур чи магніт.

Закон Фарадея для електромагнітної індукції має вигляд

$$\mathcal{E}_i = -d\Phi/dt. \quad (12.1)$$

Якщо в контурі налічується N витків із щільним упакуванням, то індуковані в кожному витку ЕРС індукції будуть складатися, і формула (12.1) набуває вигляду:

$$\mathcal{E}_i = -Nd\Phi/dt. \quad (12.2)$$

ЕРС індукції в контурі дорівнює швидкості зміни магнітного потоку, що пронизує контур. Знак «мінус» у цих формулах відображає відповідність напрямку індукційного струму і визначається за правилом Ленца: індукційний струм має такий напрям, що його магнітне поле протидіє зміні магнітного потоку, яким він викликаний.

Отже, зростання магнітного потоку ($d\Phi/dt > 0$) викликає $\mathcal{E}_i < 0$, тобто магнітне поле індукційного струму напрямлене назустріч потоку; зменшення потоку ($d\Phi/dt < 0$) викликає $\mathcal{E}_i > 0$, тобто напрями потоку й поля індукційного струму збігаються.

2. Природа ЕРС індукції була пояснена Максвеллом. Він довів, що будь-яке змінне в часі магнітне поле збуджує в навколишньому просторі електричне поле. Це поле і є причиною появи в замкненому провідному контурі індукційного струму, тобто це електричне поле спричиняє напрямлений рух електронів у провідному контурі. Наявність такого провідника лише допомагає виявити це електричне поле. Інакше кажучи, провідний контур відіграє роль індикатора для виявлення даного поля. На носії струму (електричні заряди) в контурі діють сторонні сили – сили не електростатичного походження.

Електричне поле, збуджуване змінним магнітним полем, не пов'язане з електричними зарядами і має замкнені лінії напруженості, тобто є вихровим ($\vec{E}_B$): робота у вихровому

електричному полі при переміщенні заряду по замкненому шляху не дорівнює нулю, і воно не є потенціальним. У цьому його суттєва відмінність від електростатичного $\vec{E}_q$ (§8.2), лінії напруженості якого незамкнені.

Отже, в контурі (рис. 12.1) виникає електричне поле неелектростатичної природи. У хімічному джерелі струму (рис. 9.1) сторонні сили, які розділяють заряди і підтримують струм, зосереджені в одному місці. У контурі (рис. 12.1) немає такого місця – ЕРС ніби розподілена по всьому контуру і виявляється в тому, що в кожній його точці на заряди діють сторонні сили. ЕРС, що діє в контурі, може бути визначена як циркуляція вектора напруженості поля сторонніх сил (9.7), тобто: $\varepsilon_i = \oint \vec{E}_B d\vec{\ell}$.

Одночасно ця ЕРС визначена формулою (12.1), тоді з урахуванням (10.8) одержимо інтегральну форму запису закону електромагнітної індукції Фарадея:

$$\oint_L \vec{E}_B d\vec{\ell} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} d\vec{S} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}, \quad (12.3)$$

де L – довільний замкнений контур; S – довільна поверхня, яка спирається на контур L .

Тут використаний символ частинної похідної, тому що вектор $\vec{B}$ залежить і від часу, і від координат. З рівняння (12.3) випливає, що змінне магнітне поле породжує навколо себе вихрове електричне поле. Таким чином, сумарне електричне поле $\vec{E}$ складається з електричного поля $\vec{E}_q$, створюваного зарядами, і вихрового електричного поля $\vec{E}_B$, яке збуджується змінним магнітним полем. Оскільки циркуляція $\vec{E}_q$ дорівнює нулю (8.11), то циркуляція сумарного поля $\vec{E}$

$$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}. \quad (12.4)$$

Отже, при всякій зміні в часі потоку магнітного поля в точках простору, де є така зміна, збуджується вихрове електричне поле, циркуляція вектора напруженості $\vec{E}$ якого по довільному замкненому контуру L дорівнює швидкості зміни магнітного потоку крізь довільну поверхню S , яка спирається на контур інтегрування.

3. Якщо в змінному магнітному полі знаходиться масивний суцільний провідник, то в ньому під дією вихрового електричного

поля $\vec{E}_B$ виникають індукційні струми, названі вихровими струмами (струми Фуко). Вони циркулюють у площинах, перпендикулярних лініям індукції магнітного поля, викликають нагрівання провідників. В електричних машинах і трансформаторах для того, щоб зменшити вплив струмів Фуко (шкідлива їх роль), осердя трансформаторів і ротори електродвигунів набирають з тонких залізних пластин, ізольованих одна від одної спеціальним лаком. Джоулеве тепло (9.18), виділене струмами Фуко, використовується і як корисне явище для плавки металу в індукційних металургійних печах (електропечах).

Вихрові струми можуть збуджуватися в електролітах, виникають вони й у людському тілі, яке знаходиться в змінному магнітному полі, що використовують у лікувальних цілях для глибинного прогріву окремих ділянок тіла.

Вихрові струми виникають у самому провіднику, по якому проходить змінний струм, що приводить до нерівномірного розподілу струму по площі поперечного перерізу провідника – витіснення струмів високої частоти в приповерхневу область провідника. Це явище називається скін-ефектом. Цей ефект дозволяє провідники для передачі високочастотних струмів виготовляти у вигляді труб.

§ 12.2. Явище самоіндукції. Індуктивність соленоїда. Взаємна індукція. Трансформатор

1. Струм завжди утворює навколо себе магнітне поле. Зміна струму приводить до зміни індукції його магнітного поля, тобто виникає змінний магнітний потік $\Phi(t)$. Змінне магнітне поле індукує ЕРС у тому самому провіднику, по якому тече струм, що створює це поле.

Явище електромагнітної індукції, викликане зміною струму в самому контурі, називається явищем самоіндукції. Магнітний потік, пов'язаний з контуром, пропорційний струму, що протікає в ньому:

$$\Phi = LI, \quad (12.5)$$

де L – коефіцієнт, що залежить від форми контуру, його розмірів і магнітної проникності того середовища, у якому контур знаходиться; він називається індуктивністю контуру, або коефіцієнтом самоіндукції.

Якщо за час dt струм у контурі змінився на dI , то зміна зв'язаного з ним магнітного потоку $d\Phi = LdI$. За законом електромагнітної індукції (12.1) у контурі при цьому виникає ЕРС самоіндукції

$$\mathcal{E}_c = -d\Phi / dt = -LdI / dt. \quad (12.6)$$

Індуктивність L показує, яка ЕРС самоіндукції виникає в контурі, якщо швидкість зміни сили струму в ньому складає 1 А/с .

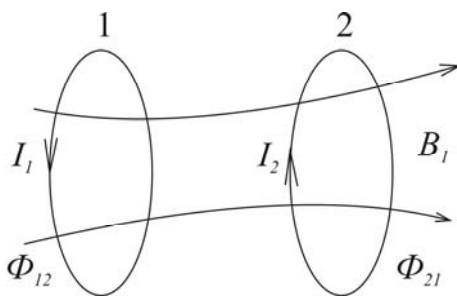


Рис. 12.2

Одиниця індуктивності – генрі (Гн): $1 \text{ Гн} = 1 \text{ В} \cdot \text{с} / \text{А}$. Знак «мінус», зумовлений правилом Ленца, показує, що наявність індуктивності в контурі приводить до уповільнення зміни струму в ньому. Якщо струм з часом зростає, то $\mathcal{E}_c < 0$, тобто струм самоіндукції спрямований назустріч струму, зумовленому зовнішнім

джерелом, і сповільнює його зростання. Якщо струм зовнішнього джерела з часом убыває, то $\mathcal{E}_c > 0$, тобто струм самоіндукції має такий же напрям, як і убываючий струм у контурі, і сповільнює його убывання.

Отже, явище самоіндукції подібне до явища інерції в механіці. Інерція приводить до того, що під дією сили тіло набуває певної швидкості не вмить, а поступово, і навпаки. Так само внаслідок самоіндукції при замиканні кола струм не відразу набуває певного значення, а зростає поступово. І навпаки – при вимиканні джерела струм миттєво не зникає. Самоіндукція підтримує його деякий час, незважаючи на опір кола.

2. Як приклад обчислимо індуктивність L соленоїда завдовжки ℓ , кількість витків N з площею перерізу S , з магнітною проникністю середовища μ (рис. 10.5). З (12.5) і (10.8) випливає, що:

$$L = \Phi / I = \Phi_1 N / I = BSN / I.$$

Тут $\Phi_1 N$ – повний потік крізь усі витки (магнітозчеплення) і $\Phi_1 = BS$. З урахуванням (10.13) одержуємо:

$$L = \mu_0 \mu n^2 V, \quad (12.7)$$

де $n = N / \ell$ – кількість витків, що приходить на одиницю довжини соленоїда, і $V = S\ell$ – об'єм соленоїда.

3. Розглянемо два нерухомі провідні контури 1 і 2, що розташовані досить близько один від одного (рис. 12.2). Явище наведення ЕРС індукції в одному контурі при змінах сили струму в іншому називається взаємною індукцією (рис. 12.2). Магнітний зв'язок двох контурів (1 і 2) характеризується взаємною індуктивністю (L_{12} і L_{21}), яка визначає значення ЕРС індукції в одному контурі при зміні струму в іншому зі швидкістю I А/с. При протіканні в контурі 1 струму I_1 магнітний потік пронизує другий контур:

$$\Phi_{21} = L_{21}I_1, \text{ аналогічно } \Phi_{12} = L_{12}I_2. \quad (12.8)$$

Коефіцієнти $L_{21} = L_{12}$ залежать від відносного розташування, розмірів, форми контурів і від магнітної проникності навколишнього середовища, де розміщені контури. Коефіцієнти взаємної індукції (L_{12} і L_{21}), як і самоіндукції (12.5), вимірюють у генрі (Гн).

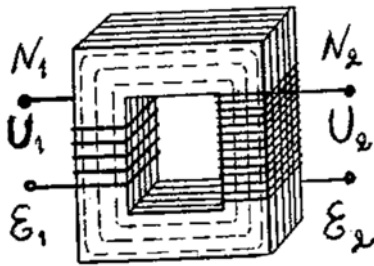


Рис. 12.3

При зміні сили струму I_1 (контур 1) у контурі 2 індукується ЕРС індукції (змінюється потік), і згідно з (12.1) і (12.8) вона дорівнює:

$$\mathcal{E}_{21} = -d\Phi_{21} / dt = -L_{21}dI_1 / dt, \quad (12.9)$$

і аналогічно при зміні сили струму I_2 в контурі 1 індукується ЕРС індукції

$$\mathcal{E}_{12} = -d\Phi_{12} / dt = -L_{12}dI_2 / dt. \quad (12.10)$$

4. На явищі взаємної індукції заснована дія трансформатора – пристрою для підвищення або зниження змінної напруги. Дві обмотки трансформатора намотані на загальне замкнене залізне осердя (рис. 12.3). При включенні обмотки 1 в коло змінного струму виникає змінний магнітний потік Φ , що концентрується в осерді і пронизує витки обох обмоток. У кожному витку індукується ЕРС індукції $\mathcal{E}_0$. Якщо первинна обмотка містить N_1 витків, а вторинна N_2 , то в них індукується ЕРС

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 N_1 \quad \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 N_2.$$

Отже,

$$\mathcal{E}_1 / \mathcal{E}_2 = N_1 / N_2. \quad (12.11)$$

ЕРС індукції $\mathcal{E}_1$ практично дорівнює напрузі U_1 , що живить трансформатор, а ЕРС індукції $\mathcal{E}_2$ – напрузі U_2 на кінцях вторинної обмотки. Втрати енергії в трансформаторі дуже малі, і ККД досягає 99%. Тому потужності (9.20) в обмотках приблизно однакові:

$$I_1 U_1 \approx I_2 U_2.$$

Тут I_1 і I_2 – струми в первинній і вторинній обмотках відповідно. Враховуючи (12.11), одержуємо:

$$U_1 / U_2 \approx I_2 / I_1 \approx N_1 / N_2 = K, \quad (12.12)$$

де K – коефіцієнт трансформації. При $K < 1$ трансформатор підвищує напругу, і його називають підвищувальним, а при $K > 1$ трансформатор є знижувальним ($N_1 > N_2$). Трансформатор збільшує напругу в лінії у стільки разів, у скільки зменшує силу струму. Потужні трансформатори охолоджують.

Трансформатор перетворює тільки змінну напругу. Якщо потрібно змінити постійну напругу, її спочатку перетворюють у змінну.

При передаванні електричної енергії від джерела до споживача в лініях електропередач є втрати енергії на виділення джоулевого тепла, яке пропорційне квадрату сили струму й опору лінії (9.18). Це тепло йде на нагрівання повітря. Ці втрати можна зробити мінімальними зменшенням опору проводів або сили струму у лінії. Зменшення опору можна досягти збільшенням поперечного перерізу проводів (9.12), що приведе до значних витрат металу. Економічно вигідним є зниження сили струму за допомогою трансформатора.

Отже, електричну енергію вигідно передавати споживачу при малій силі струму і високій напрузі.

§ 12.3. Енергія магнітного поля. Магнітне поле Землі. Магнітні бурі. Магнітосфера Землі й радіаційний фон. Магнітне поле і біологічні об'єкти. Магніторозвідка. Палеомагнітні дослідження

1. Магнітне поле, подібно електричному, є носієм енергії. Для розрахунку енергії магнітного поля звернемося до рис. 12.4. При розмиканні ключа K струм не відразу падає до нуля. Протягом деякого часу він ще продовжує існувати, підтримуваний виникаючою в соленоїді L ЕРС самоіндукції. За малий час струм виконує роботу,

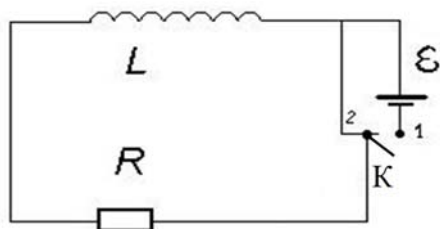


Рис.12.4

яка, враховуючи (9.1) і (9.5), дорівнює:

$$dA = \mathcal{E}_c dq = \mathcal{E}_c I dt = -\frac{d\Phi}{dt} I dt = -I d\Phi.$$

Видно, що робота пов'язана з убуванням магнітного потоку $d\Phi = L dI$ за час dt . Тому

$$dA = -L I dI. \quad (12.13)$$

Струм у колі буде існувати, доки існує магнітне поле, що змінюється, у соленоїді. За час зникнення магнітного поля струм змінюється від максимального значення I до нуля.

Повна робота, виконана струмом за цей час, дорівнює:

$$A = -\int_I^0 L I dI = L I^2 / 2. \quad (12.14)$$

Робота супроводжується нагріванням провідників за рахунок енергії магнітного поля. Соленоїд слугує резервуаром енергії, значення якої

$$W = L I^2 / 2. \quad (12.15)$$

Вхідні у формулу величини L і I можна для випадку соленоїда виразити з формул (12.7) і (10.13) через вектори поля $\vec{B}$ і $\vec{H}$, які є локальними характеристиками поля в кожній його точці. Тому вираз (12.15) матиме вигляд:

$$W = B^2 V / 2 \mu_0 \mu, \quad (12.16)$$

а з урахуванням (11.13) об'ємна густина енергії магнітного поля

$$W = \frac{W_V}{V} = \mu_0 \mu H^2 / 2 = B H / 2. \quad (12.17)$$

Тут об'єм – це простір, де зосереджена енергія магнітного поля.

Видно, що вона залежить від властивостей середовища і напруженості поля. Якщо магнітне поле неоднорідне, то його можна поділити на такі об'єми dV , у межах яких поле однорідне. Тоді повну енергію у даному об'ємі можна знайти шляхом інтегрування:

$$W = \int_V W_V dV = \int_V \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} dV = \int_V \frac{B H}{2} dV. \quad (12.18)$$

Вираз (12.18) для енергії магнітного поля має вигляд, аналогічний формулі (8.46) для енергії електричного поля, з тією різницею, що електричні величини замінені магнітними.

2. Земля є гігантський магніт. Характеристикою магнітного поля Землі є магнітна індукція. Лінії магнітної індукції виходять із Землі поблизу Південного географічного полюса (отже, там

знаходиться північний магнітний полюс N_m) і входять у Землю поблизу Північного географічного полюса (південний магнітний полюс S_m , рис. 12.5). Силіві

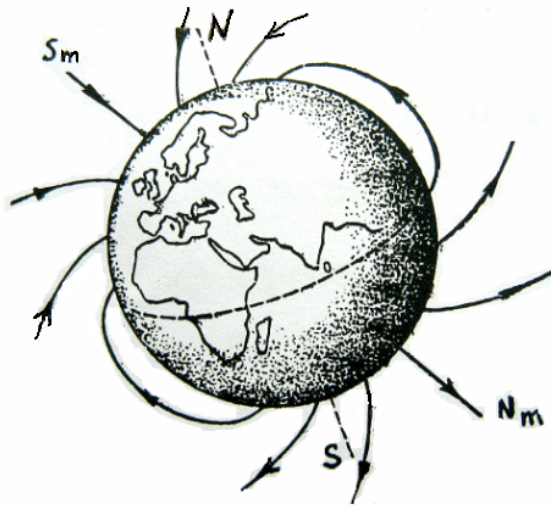


Рис. 12.5

лінії магнітного поля Землі на екваторі направлені горизонтально до її поверхні, біля магнітних полюсів Землі – вертикально, а в усіх інших місцях – під деяким кутом. Згідно з безпосередніми замірами величини індукції поля на полюсах Землі виявлено, що індукція приблизно в два рази більша, ніж на екваторі

($B=6,6 \cdot 10^{-5} \text{ Тл}$ проти $3,3 \cdot 10^{-5} \text{ Тл}$).

Магнітна вісь земної кулі відхилена від осі обертання Землі приблизно на 12° .

Магнітне поле Землі виражають у вигляді так званих елементів земного магнетизму. З цією метою для розкладання вектора $\vec{B}$ на складові використовуємо прямокутну систему координат (рис. 12.5,а): вісь X орієнтуємо за напрямом географічного меридіана, Y – за напрямом паралелі, при цьому додатним вважається напрям осі X до півночі, а осі Y – до сходу. Вісь Z у такому випадку приймає вертикальне положення, а її напрям вибирають зверху униз (рис. 12.5,а).

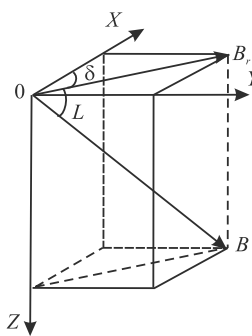


Рис. 12.5, а

Розмістимо початок координат в точку, де відбувається спостереження над вектором індукції магнітного поля Землі. Тоді вектор $\vec{B}$ займе по відношенню до обраної системи координат деяке положення (рис. 12.5,а).

Проекція вектора $\vec{B}$ на горизонтальну площину називається горизонтальною складовою і позначається B_r . Вертикальна площина ZOB , де розташований вектор $\vec{B}$, називається площиною магнітного меридіана.

Кут i між горизонтальною площиною та напрямом вектора $\vec{B}$ називають магнітним нахиленням, а кут δ у горизонтальній площині між географічним та магнітним меридіаном у певній точці

земної поверхні називають магнітним схиленням.

Отже, величини B_T , i та δ є елементами земного магнетизму. Розподіл значень повного вектора індукції магнітного поля Землі і його елементів на земній поверхні, як правило, зображується у вигляді карт ізоліній, тобто рівних значень того чи іншого параметра.

Магнітне поле Землі залежить від географічних координат, місцевих геологічних умов і магнітних варіацій. Розрізняють наступні види магнітних варіацій: вікові, річні й добові. Причиною річних і добових змін магнітного поля є обертання Землі навколо Сонця, навколо своєї осі та магнітні бурі.

Вікові зміни – це надзвичайно повільні зміни магнітного поля, що охоплюють всю Землю, наприклад можуть бути пов'язані з переміщенням її магнітних полюсів, однак усі причини вікових змін цілком не з'ясовані. Відомо, що магнітні полюси переміщуються зі швидкістю 5-6 км за рік.

Магнітне поле Землі складається з внутрішнього, яке пов'язане із процесами, що протікають усередині нашої планети, і зовнішнього, створюваного поза Землею.

Це магнітне поле виникає в результаті руху заряджених частинок (електронів, протонів) від Сонця. Вони створюють сонячний вітер. Швидкість його досягає $3 \cdot 10^5$ м/с. Ці заряджені частинки утворюють електричний струм (§ 9.1), який і породжує зовнішнє магнітне поле.

Оскільки сонячний вітер спрямований від Сонця, то і створюване ним зовнішнє магнітне поле Землі на різних довготах різне. На освітленій стороні Землі воно одне, на нічній – інше.

На денній стороні границя магнітного поля Землі знаходиться в площині екватора на відстані від центра на десять земних радіусів. Чим більше тиск сонячного вітру, тим ближче до Землі він підтискає магнітну оболонку з денної сторони.

Інша ситуація на нічній стороні Землі. Тут сонячний вітер спрямований від Землі. Взаємодіючи із силовими лініями магнітного поля, близькими до границі, він витягує їх у напрямку свого руху. Тому на нічній стороні границя, де починається земне магнітне поле, віддалена ще більше. Магнітосфера Землі стає схожою на комету з довгим хвостом.

Як показує дослід, величина горизонтальної складової вектора

напруженості змінюється від точки до точки Землі рівномірно. Однак у деяких місцях спостерігається різке відхилення величини поля – магнітні аномалії, що у більшості випадків пов'язані з наявністю під поверхнею Землі великих мас магнетитових та інших руд. Детальне вивчення магнітного поля на даній місцевості – спосіб виявлення корисних копалин (магнітна розвідка).

Магнітне поле Землі також різко і сильно змінюється в дні, коли Сонце випускає могутні потоки заряджених частинок. Ці заряджені частинки, що рухаються, утворюють електричні струми, магнітне поле яких і створює магнітну бурю. Періоди максимуму магнітних бурь збігаються з періодами різкого збільшення сонячних плям (11,5 років).

Існує низка гіпотез, які пояснюють виникнення внутрішнього магнітного поля. Найбільш імовірною є теорія, пов'язана з механізмом гідромагнітного динамо (гідродинамічна гіпотеза). Ця гіпотеза припускає, що внутрішнє магнітне поле Землі утворилося та підтримується за рахунок динамо-механізму, подібного до динамо-машини із самостійним збудженням.

Принцип роботи таких машин полягає в наступному. При обертанні котушки у зовнішньому магнітному полі в ній виникає електричний струм за рахунок електромагнітної індукції (§ 12.1). Цей індукційний струм також утворює магнітне поле, яке може підсилювати зовнішнє магнітне поле, а воно, у свою чергу, підсилює струм у котушці.

За гідродинамічною гіпотезою основною причиною виникнення внутрішнього магнітного поля Землі є утворення електричних струмів у ядрі Землі. Генерація цих струмів здійснюється у магнітних полях, що збуджені самими ж струмами. Зовнішнім полем, необхідним для запуску цього механізму, уявляється міжпланетне магнітне поле. Звичайно, ядро Землі не схоже на справжню динамо-машину. Але в принципі, якщо в рідкому ядрі, що здатне проводити електричний струм, виникає конвекція (§ 5.8), то виникає й система гідродинамічних течій, тобто течій електропровідної рідини, подібно до того, як рухається котушка в динамо-машині.

Справді, зовнішнє ядро Землі перебуває в рідкому стані, що дозволяє конвекцію, тобто більш гарячі й, відповідно, легші частинки нижчих шарів рідинної маси спливають на гору по

радіусу; холодніші, а значить, і важчі, занурюються униз. В обох випадках частинки зберігають момент імпульсу (§ 2.4) відносно земної осі. Завдяки цьому частинки, що спливають, будуть сповільнюватися відносно оточуючих шарів, а ті, що занурюються, будуть прискорюватись. Тоді виникає картина диференційного обертання земного ядра: зовнішні його шари відчують сповільнення, а внутрішні – прискорення. Інакше кажучи, ядро Землі обертається навколо осі не як єдине ціле, а диференційовано: різні шари обертаються з різними швидкостями. У результаті утворюється система течії рідини, здатної проводити електричний струм. Він створює магнітне поле, яке може підсилювати зовнішнє поле, а останнє збільшує струм – подібно динамо-машині.

За оцінками така модель (гідромагнітного динамо) мусить мати «двигун» потужністю близько $3 \cdot 10^{13}$ Вт. Питання про те, що є джерелом цієї енергії, не має однозначної відповіді – тепло розпаду радіоактивних речовин Землі, енергія руху Землі, енергія припливів, прецесія земної осі тощо.

3. Магнітне поле Землі впливає на стан іоносфери, через яку здійснюється радіозв'язок, і разом з атмосферою охороняє все живе на Землі від згубного космічного і сонячного випромінювання.

Магнітні поля впливають на людину і на всі біологічні об'єкти. Наприклад, здатність багатьох птахів і тварин орієнтуватися в магнітних полях, прискорюється проростання насіння, збільшується урожайність тощо. Самопочуття людей і поведінка тварин змінюються в дні магнітних бурь. Універсальність дії магнітного поля на все живе, очевидно, обумовлена його впливом на властивості води, яка міститься у всіх біологічних об'єктах. Дійсно, властивості води (діамагнетик), що побувала в магнітному полі, суттєво змінюються.

Кількість заряджених частинок космічного та сонячного походження, що досягають Землі, збільшують її радіаційний фон. З іншого боку, магнітне поле Землі відхиляє траєкторії багатьох заряджених частинок так, що вони не потрапляють на Землю (§ 10.3) і відповідно не змінюють її радіаційний фон.

Отже, коли зникне магнітне поле Землі, у неї не буде захисного антирадіаційного щита. Заряджені частинки, рухаючись з величезними швидкостями, будуть досягати Землі та іонізувати живу тканину: одні групи організмів повинні вимирати, у інших –

різко зросте кількість мутацій тощо. Значне збільшення радіаційного фону буде сприйматися живими організмами як катастрофа. Зміна напрямку магнітного поля Землі порушить шляхи міграції багатьох птахів, тварин тощо.

Геофізики стверджують, що протягом геологічної історії Землі магнітне поле неодноразово знижувалося за величиною і змінювало напрям.

Є досліджування поведінки живих організмів в умовах з меншою напруженістю магнітного поля, ніж земна: в тканинах виникали необоротні зміни, розвивалося безпліддя тощо.

4. Магніторозвідка – це використання геофізичних методів розшуку та розвідки родовищ корисних копалин. Ці методи ґрунтуються на відмінності магнітних властивостей гірських порід. Практичне застосування магніторозвідки полягає у виявленні магнітних аномалій, які виникають внаслідок різниці в інтенсивності намагнічення різних гірських порід і руд у магнітному полі. При магнітних методах розвідки вимірювання елементів магнітного поля проводиться на поверхні Землі та в свердловинах магнітометрами, у повітрі на певній висоті з літака.

Результати зйомки наносяться на карти, аномальні значення магнітного поля Землі зображують у вигляді ізоліній – карт рівних значень того чи іншого параметра магнетизму.

При інтерпретації магнітних карт використовують теорію магнітних полів для тіл різної форми, дані про магнітні властивості гірських порід, а також наявні геологічні та геофізичні матеріали.

Прилади, які використовуються у магніторозвідці для виміру модуля вектора магнітної індукції або складових цього вектора, а також для вимірів їх збільшення, називають магнітометрами. За методами вимірювання магнітного поля їх поділяють на магнітостатичні, електромагнітні, індукційні, ядерно-резонансні тощо.

Так, магнітостатичні магнітометри визначають індукцію магнітного поля за дією його на магнітну стрілку. Індукційні магнітометри вимірюють магнітне поле за величиною електро-рушійної сили індукції, що виникає при зміні магнітного потоку в контурі, який знаходиться у досліджуваному полі. Дія ядерно-процесійних магнітометрів ґрунтується на явищі прецесії магнітних моментів протонів у магнітному полі.

5. Більшість гірських порід містять відносно сильномагнітні

мінерали, до складу яких входить залізо. Вивчення залишкової намагніченості (§ 11.3) гірських порід (палеомагнітні дослідження) дозволяє робити висновки про магнітне поле Землі у давні часи. Дійсно, якщо речовина була намагнічена і має залишкову намагніченість, то напрям вектора магнітного моменту збігається з напрямом магнітного поля у момент її виникнення.

Палеомагнітні дослідження свідчать про дрейф континентів. Виявляється, що вектори намагніченості залізних родовищ, які виникли у давнину на різних континентах, можна спрямувати уздовж силових ліній магнітного, якщо зібрати ці континенти у спільний суперконтинент. З часом він розколовся на Африку, Австралію, Антарктиду і Південну Америку.

§ 12.4. Обертання рамки в магнітному полі. Змінний електричний струм. Електрогенератори. Електродвигуни. Ємність та індуктивність у колах змінного струму. Закон Ома для змінного струму. Електричний резонанс. Потужність змінного струму

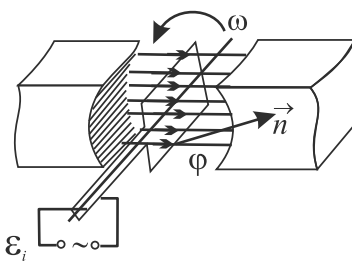


Рис. 12.6

1. Нехай рамка із провідників обертається в однорідному магнітному полі (рис. 12.6) з кутовою швидкістю ω . Магнітний потік (10.8), зчеплений з рамкою площею S , у будь-який момент часу t дорівнює:

$$\Phi = BnS = BS \cos \varphi = BS \cos \omega t, \quad (12.19)$$

де Bn – проекція вектора магнітної індукції $\vec{B}$ на нормаль $\vec{n}$ до рамки, $\varphi = \omega t$ – кут повороту рамки в момент часу t .

За законом електромагнітної індукції (12.1) в разі зміни потоку, що пронизує рамку, виникає ЕРС індукції, яка з урахуванням (12.19) дорівнює

$$\varepsilon_i = -d\Phi / dt = BS\omega \sin \omega t. \quad (12.20)$$

Максимальне значення ЕРС індукції $\varepsilon_0 = BS\omega$. Тоді з виразу (12.20) одержуємо

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 \sin \omega t. \quad (12.21)$$

Якщо рамка складається з N провідників, то амплітудне значення ЕРС буде в N разів більшим, тобто $N\varepsilon_0$.

2. З (12.21) випливає, що при рівномірному обертанні рамки в однорідному магнітному полі в рамці виникає ЕРС індукції, яка

змінюється за гармонічним законом. Якщо таку рамку замкнути на зовнішнє коло, то по колу проходитиме змінний струм. Проте такий змінний струм не в усіх перерізах провідника одночасно матиме одне й те ж значення, оскільки швидкість поширення електромагнітного поля у провіднику хоча й велика, але скінченна – вона дорівнює швидкості світла. Особливо це помітно для високочастотних струмів, але можна вважати, що у всіх точках кола низькочастотних струмів фаза коливань сили струму в один і той самий момент часу однакова. Такі струми називають квазістаціонарними. Для квазістаціонарних струмів у кожен момент часу справджуються закон Ома та правила Кірхгофа.

Миттєве значення змінного струму у колі з омичним опором R (9.12) визначимо за законом Ома:

$$I = \frac{\varepsilon_i}{R} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sin \omega t = I_0 \sin \omega t, \quad (12.22)$$

де $I_0 = \varepsilon_0 / R$ – амплітудне значення сили змінного струму.

Таким чином, змінний струм – це такий струм, який періодично змінюється за значенням і напрямом. Рух носіїв електричного заряду має коливальний вид – електричне поле кожену половину періоду змінює свій напрям.

На підставі закону електромагнітної індукції (12.1) можна механічну енергію (§ 3.4) перетворити в електричну. До таких електричних машин відносять електрогенератори. Вони розрізняються джерелами механічної енергії, що обертають ротор генератора: кінетичної енергії падаючої води (гідроелектростанція); кінетичної енергії вітру (вітроелектростанція); розігрітої пари (атомна і теплова електростанції) тощо. Процес перетворення механічної енергії в електричну можна провести у зворотному напрямі. Якщо по рамці, поміщеній в магнітне поле, пропускати електричний струм I , то на рамку діє обертальний момент

$$\vec{M} = IS [\vec{n} \vec{B}] = [\vec{P}_m \vec{B}], \quad (12.23)$$

і рамка почне обертатися. Тут $\vec{n}$ – нормаль до рамки зі струмом (рис. 12.6), $\vec{P}_m$ – магнітний момент рамки (10.1).

На цьому принципі заснована робота електродвигунів. Майже всі механізми приводяться в рух електричними двигунами.

3. Розглянемо процеси, що спостерігаються в електричному колі, яке складається з послідовно з'єднаних резистора омичним опором R , конденсатора C , котушки з індуктивністю L , а також

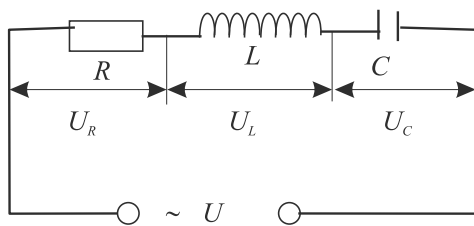


Рис. 12.7

джерела напруги U (рис. 12.7), що змінюється з частотою ω за гармонічним законом

$$U = U_0 \sin \omega t. \quad (12.24)$$

Якщо напруга змінюється з частотою ω , то і сила струму в колі буде змінюватися з тією самою частотою ω (12.22). Однак фаза коливань струму не обов'язково повинна збігатися з фазою напруги, а тому в загальному випадку миттєве значення сили струму в будь-який момент часу визначається за формулою

$$I = I_0 \sin(\omega t + \varphi).$$

Тут φ – зсув фаз між коливаннями сили струму і напруги.

Зсув фаз і амплітудне значення сили змінного струму визначаються тими елементами електричного кола, що ввімкнені: джерелом напруги; резистором з омичним опором R ; конденсатором C та індуктивністю L . Це пов'язано з тим, що в колі, де тече змінний струм, виникає ЕРС самоіндукції, а також змінний струм може протікати, якщо коло містить конденсатор.

Спочатку розглянемо окремі випадки, коли в коло ввімкнено тільки резистор, ємність або індуктивність.

Якщо коло складається із джерела змінної напруги (12.24) і резистора опором R (рис. 12.8), то на підставі закону Ома

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U_0}{R} \sin \omega t = I_0 \sin \omega t, \quad (12.25)$$

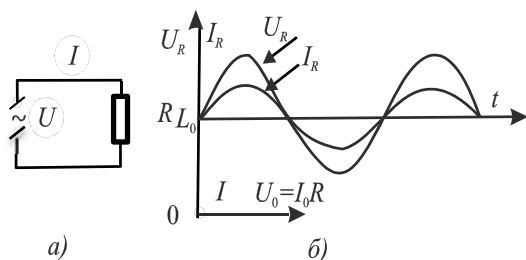


Рис. 12.8

звідки

$$I_0 = U_0 / R, \quad (12.26)$$

де I_0 – амплітудне значення сили струму. Омичний опір R в колі змінного струму називають активним тому, що при проходженні струму в ньому відбувається необоротна втрата електричної енергії, яка переходить у теплоту (9.19).

З формул (12.24) і (12.25) випливає, що активний опір R не створює зсув фаз між коливаннями струму і коливаннями напруги – струм і напруга одночасно досягають максимальних і мінімальних значень (рис. 12.8,а). Якщо за опорну вісь взяти вісь струмів, то вектор, що зображує амплітуду коливань напруги, збігається з

віссю сил струмів – векторна діаграма (рис. 12.8,б).

Розглянемо другий випадок, коли в коло змінного струму ввімкнено тільки конденсатор ємністю C , а активним опором R та індуктивністю кола нехтуємо (рис. 12.9). Тоді заряд на обкладках конденсатора (8.39) з урахуванням (12.24) змінюється за законом

$$q = CU = CU_0 \sin \omega t. \quad (12.27)$$

Сила струму в колі

$$I = dq / dt = C\omega U_0 \cos \omega t = I_0 \sin(\omega t + \pi / 2). \quad (12.28)$$

Тут врахували, що: $\cos \alpha = \sin(\alpha + \pi / 2)$ і позначили

$$I_0 = C\omega U. \quad (12.29)$$

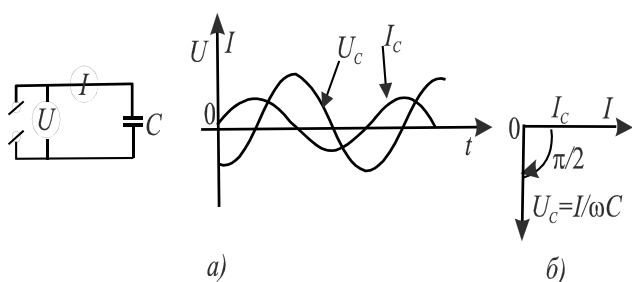


Рис. 12.9

З порівняння виразів (12.24) і (12.28) видно, що коливання сили струму у колі тільки з ємністю випереджує коливання напруги за фазою на $\pi/2$ (рис. 12.9,а), а векторна діаграма для цього випадку показана на (рис. 12.9,б).

Це відбувається тому, що при періодичному зарядженні конденсатора в колі проходить змінний струм, який досягає максимального значення в ті моменти часу, коли напруга дорівнює нулю.

З виразу (12.29) випливає закон Ома для амплітудних значень

$$I_0 = U_0 / R_c,$$

де R_c – ємнісний опір, і він дорівнює: $R_c = 1 / \omega C$. (12.30)

Отже, коло змінного струму, що має тільки конденсатор ємністю C , створює опір змінному струму: при збільшенні частоти і ємності опір зменшується, і відповідно для постійного струму ($\omega = 0$) він прагне до нескінченності ($R_c \approx \infty$), тобто постійний струм у такому електричному колі не тече – між обкладками міститься діелектрик.

Розглянемо електричне коло змінного струму, в яке ввімкнена тільки котушка індуктивністю L (рис. 12.10).

Змінний струм збуджує в котушці ЕРС самоіндукції (12.6), і закон Ома для ділянки кола з діючою ЕРС запишемо

$$U = IR - \varepsilon_c. \quad (12.31)$$

Якщо омичний опір $R=0$, то рівняння (12.31) з урахуванням (12.6) і (12.24) набуває вигляду $U_0 \sin \omega t = L dI / dt$.

Звідси

$$I = \frac{U_0}{L} \int \sin \omega t dt = -\frac{U_0}{\omega L} \cos \omega t + \text{const.}$$

Оскільки в колі змінного струму не може бути сталої складової струму, то $\text{const}=0$. Використовуючи формули $-\cos \alpha = \sin(\alpha - \pi/2)$, запишемо, що:

$$I = \frac{U_0}{\omega L} \sin(\omega t - \pi/2) \text{ або } I = I_0 \sin(\omega t - \pi/2), \quad (12.32)$$

де амплітудне значення сили струму дорівнює:

$$I_0 = U_0 / \omega L. \quad (12.33)$$

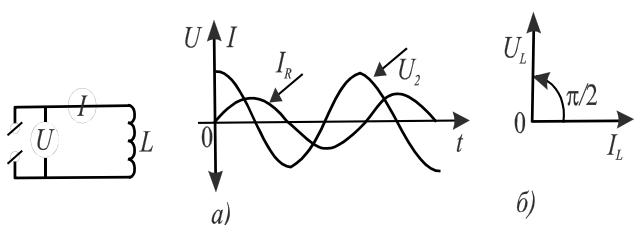


Рис. 12.10

З порівняння виразів (12.32) і (12.24) видно, що коливання струму в котушці відстають за фазою від коливань напруги на $\pi/2$ (рис. 12.10,а,б). Це відбувається тому, що при збільшенні сили струму ЕРС самоіндукції спричиняє індук-

ційний струм, який перешкоджає збільшенню основного струму, і внаслідок цього сила струму досягає максимального значення пізніше, ніж напруга.

З формул (12.33) і (12.26) випливає, що роль опору в цьому випадку виконує величина

$$R_L = \omega L, \quad (12.34)$$

яку називають індуктивним опором. Індуктивний опір збільшується зі збільшенням частоти; для постійного струму ($\omega = 0$) він дорівнює нулю.

Тепер розглянемо роботу електричного кола змінного струму, що скла-

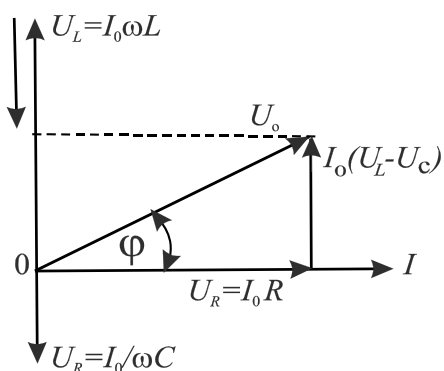


Рис. 12.11

дається із послідовно з'єднаних резистора R , індуктивності L і конденсатора C (рис. 12.7), тобто коло містить опори: омичне R , індуктивне R_L та ємнісне R_c . Хоча ці три опори і з'єднані послідовно, але загальний опір такого кола не дорівнює їх

арифметичній сумі тому, що індуктивний R_L та ємнісний R_c опори спричиняють зсув фаз між напругою і струмом.

4. Амплітудне значення сили струму і зсув фаз між струмом і напругою визначимо, скористувавшись векторною діаграмою (рис. 12.11), де опорна вісь є віссю сил струмів. Враховуючи, що змінний струм зумовлює на резисторі R спад напруги U_R , амплітуда якої дорівнює $I_0 R$, а значення коливань U і I змінюються в однакових фазах, отже, на осі струмів відкладаємо вектор, що відповідає у певному масштабі значенню $U_R = I_0 R$. Напруга на ємності відстає від струму за фазою $\pi/2$, і отже, вектор $U_c = I_0/\omega C$, що відповідає амплітуді спаду напруги на конденсаторі, відносно осі струмів буде повернутий на кут $\pi/2$ за рухом стрілки годинника (рис. 12.11).

Напруга на індуктивності випереджує струм за фазою $\pi/2$, а тому вектор $U_L = I_0 \omega L$ буде повернутий відносно осі струму на кут $\pi/2$ проти руху стрілки годинника (рис. 12.11).

Результуючий спад напруги у колі дорівнює векторній сумі спадів напруг U_R , U_c і U_L , і отже, векторна сума цих амплітудних значень дорівнює U_0 . З прямокутника (рис. 12.11) маємо

$$U_0^2 = I_0^2 R^2 + I_0^2 (\omega L - 1/\omega C)^2.$$

Звідки

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}. \quad (12.35)$$

Вираз у знаменнику є модулем повного опору кола, яке називають імпедансом:

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}, \quad (12.36)$$

де R – активна складова опору (на ньому електрична енергія перетворюється, наприклад, на тепло), а $\omega L - 1/\omega C$ – відповідно реактивна складова опору (електрична енергія перетворюється на магнітну і навпаки).

Видно, що величина Z не є сталою, вона залежить від частоти струму. Співвідношення (12.35) називають законом Ома для змінного струму. Він справджується як для амплітудних значень напруги і сили струму, так і для ефективних.

З рис. 12.11 дістанемо, що зсув фаз між напругою і силою струму після скорочення на I_0 дорівнює

$$\tan \varphi = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R}. \quad (12.37)$$

З виразу (12.37) випливає, що максимальний зсув фаз між напругою і силою струму існує при відсутності активного опору R , при цьому $\varphi = \pm\pi/2$. Наявність активного опору в колі зменшує абсолютне значення зсуву фаз.

5. Значення сили струму буде максимальним, коли індуктивний опір R_L кола дорівнює ємнісному R_C (12.35). У такому випадку повний опір кола Z (12.36) стає мінімальним, і він дорівнює активному опору R .

Оскільки у колі відбуваються вимушені коливання, а також можливі і власні коливання, то очевидно, що може виникати електричний резонанс: збіг частоти вимушених коливань зовнішнього джерела у колі з частотою власних коливань.

Отже, в колі змінного струму виникає резонанс при виконанні умови: $\omega_p L = 1/\omega_p C$, або $\omega_p^2 = 1/LC$, і відповідно період $T_p = 2\pi\sqrt{LC}$ – це формула Томсона (15.5). У такому випадку амплітуда струму досягає максимуму (12.35) і $I_0 = U_0/R$. Розглянутий граничний випадок називають резонансом напруг.

Взагалі розрізняють два види резонансу: послідовний резонанс, коли ємність та індуктивність з'єднані послідовно; паралельний резонанс, коли ємність та індуктивність з'єднані паралельно (резонанс струмів).

При послідовному резонансі спостерігається максимум струму – напруга на котушці індуктивності й конденсаторі при резонансі може значно перевищувати напругу на вході кола.

При паралельному резонансі виникає мінімум струму. Струми, що течуть крізь реактивні опори (I_L і I_C), є більшими повного струму I , що тече у підвідних проводах. Це використовують, наприклад, у радіозв'язку. Радіохвилі від різних радіостанцій збуджують в антені радіоприймача змінні струми різних частот тому, що кожна станція транслює програми на власній частоті. З антеною індуктивно пов'язаний коливальний контур (§ 15.1). Внаслідок електромагнітної індукції (§ 12.1) в котушці виникають змінні ЕРС відповідних частот і змушені коливання струму цих частот.

Однак тільки при резонансі коливання струму в контурі і напруги на контурі будуть значними. Тоді із коливань усіх частот, що збуджуються в антені, контур виділяє тільки коливання, частота котрих дорівнює власній частоті контуру. Настроювання контуру

на подібну частоту ω_0 звичайно здійснюється шляхом зміни ємності конденсатора – у цьому полягає настроювання радіоприймача на певну радіостанцію.

Якщо коло не розраховано на роботу в умовах резонансу, то виникання резонансу може привести до перегріву проводів і пробою ізоляції.

6. Потужність постійного електричного струму дорівнює добутку сили струму I і напруги U (9.20). У колах змінного струму між коливаннями сили струму і напруги існує зсув фаз, який визначається параметрами кола. З іншого боку, сила змінного струму залежить не тільки від активного опору кола, а й від індуктивного та ємнісного опорів (12.35).

Миттєве значення потужності змінного струму є величина $P(t) = I(t)U(t)$, де $I(t) = I_0 \sin(\omega t + \varphi)$; $U(t) = U_0 \sin \omega t$, тоді

$$P(t) = I_0 U_0 \sin(\omega t + \varphi) \sin \omega t. \quad (12.38)$$

Урахувавши, що $\sin(\omega t + \varphi) = \sin \omega t \cos \varphi + \cos \omega t \sin \varphi$, з (12.38) маємо

$$P(t) = I_0 U_0 (\sin^2 \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \cos \omega t \sin \varphi). \quad (12.39)$$

Практичний інтерес має середнє значення потужності за період T . Тоді середнє значення потужності, як випливає з (12.39), дорівнює

$$P_{\text{ср}} = \frac{I_0 U_0}{2} \cos \varphi, \quad (12.40)$$

де I_0 та U_0 – амплітудні значення сили струму і напруги, $\cos \varphi$ – зсув фаз між коливаннями сили струму і напруги. Величину $\cos \varphi$ називають коефіцієнтом потужності – він характеризує втрати енергії у колі.

Введемо поняття ефективної сили змінного струму і ефективної напруги. Ефективною силою змінного струму $I_{\text{еф}}$ і ефективною напругою $U_{\text{еф}}$ називають такі силу і напругу постійного струму, при проходженні якого по тому самому провіднику за той самий час виділяється така сама кількість тепла, що і при даному змінному струмі. При цьому потужність, враховуючи закон Ома (9.11),

$$P = I_{\text{еф}} U_{\text{еф}} = I_{\text{еф}}^2 R = U_{\text{еф}}^2 / R. \quad (12.41)$$

З векторної діаграми (рис. 12.11) маємо, що $\cos \varphi = I_0 R / U_0$, і тоді формула (12.40) набуває вигляду:

$$P_{ef} = I_0^2 R / 2 = U_0^2 / 2R. \quad (12.42)$$

Порівнявши (12.41) з виразом для потужності змінного струму (12.42), дістанемо:

$$I_{ef} = I_0 / \sqrt{2}, \quad U_{ef} = U_0 / \sqrt{2}. \quad (12.43)$$

Амперметри і вольтметри, призначені для змінного струму, показують ефективні значення сили струму і напруги.

З урахуванням (12.43) середня потужність за період дорівнює:

$$P_{сер} = I_{ef} U_{ef} \cos \varphi. \quad (12.44)$$

Отже, середня потужність у коло змінного струму залежить не тільки від сили струму і напруги, а й від кута зсуву фаз між струмом і напругою.

Якщо в колі реактивний опір дорівнює нулю, то $\cos \varphi = 1$ і потужність $P_{сер} = I_{ef} U_{ef}$. У випадку, коли існує тільки реактивний опір, а активний $R = 0$, то $\cos \varphi = 0$ і, відповідно, потужність $P_{сер} = 0$, незалежно від значення сили струму і напруги. У цьому випадку вся енергія марно коливається між джерелом напруги і колом.

На практиці завжди намагаються збільшити $\cos \varphi$, найменше значення якого на промисловості припустимо $\approx 0,85$. При малому $\cos \varphi$ для виділення у коло необхідної потужності треба пропускати струм великої сили, що приводить до зростання втрати в підвідних проводах – вони нагріваються.

Контрольні запитання і завдання

1. У чому полягає явище електромагнітної індукції?
2. Що є причиною виникнення ЕРС індукції у замкненому провідному контурі? Від чого і як залежить ЕРС індукції, що виникає у контурі?
3. Яка природа ЕРС електромагнітної індукції?
4. Що таке вихрові струми? Корисні вони чи шкідливі?
5. Чому осердя трансформаторів не роблять суцільними?
6. У чому полягають явища самоіндукції та взаємної індукції? Від чого залежить взаємна індукція двох контурів?
7. Яка фізична величина вимірюється у генрі? Дайте визначення генрі.
8. Принцип роботи трансформатора. Чому електричну енергію вигідно передавати споживачу при високій напрузі і малій силі струму?

9. Виведіть вираз для об'ємної густини енергії магнітного поля.
10. Назвіть характеристики магнітного поля Землі та гіпотези його існування.
11. Що таке магнітні бурі? Які наслідки можуть бути при зникненні магнітного поля Землі?
12. Назвіть фізичні основи магніторозвідки. Що показують палеомагнітні дослідження?
13. Чому дорівнює ЕРС, що виникає в рамці, яка рівномірно обертається у магнітному полі?
14. Нарисуйте і поясніть векторну діаграму для послідовного кола змінного струму.
15. Запишіть закон Ома для повного кола змінного струму.
16. Що таке активний, ємнісний та індуктивний опори і чому вони дорівнюють?
17. Що таке ефективне значення змінного струму і напруги? Чому воно дорівнює?
18. Як розрахувати середню потужність змінного струму?
19. Що таке коефіцієнт потужності? Що він характеризує?
20. За яких умов спостерігаються: резонанс напруг, резонанс струмів?
21. На яких принципах заснована робота електрогенератора та електродвигуна?

Розділ 13. Рівняння Максвелла для електромагнітного поля

§ 13.1. Струм зміщення. Основні положення теорії електромагнітного поля Максвелла

1. Максвелл припустив, що магнітне поле може збуджуватися не тільки електричними струмами, але і змінним електричним полем. Процес створення магнітного поля змінним електричним полем є «зворотним» процесу електромагнітної індукції (§ 12.1). Тому його можна було б назвати магнітоелектричною індукцією. У колі змінного струму (рис. 13.1), що містить конденсатор, струм провідності I_{np} створює магнітне поле навколо провідників. Наявність конденсатора,

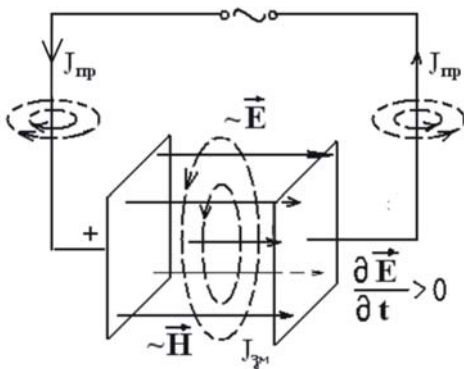


Рис. 13.1

обкладки якого розділені вакуумом, означає розрив електричного кола. Але відповідно до гіпотези Максвелла магнітне поле повинне існувати й між обкладками конденсатора. Максвелл увів поняття струму зміщення, що фізично представляє собою змінне електричне поле. Струм зміщення (змінне електричне поле) замикає коло між обкладками конденсатора і збуджує в навколишньому просторі вихрове магнітне поле.

Максвелл назвав змінне електричне поле струмом зміщення, тому що воно збуджує магнітне поле, як і струми провідності, які обумовлені упорядкованим рухом заряджених частинок.

Виявилося, що густина струму зміщення $\vec{J}_{зм}$ визначається швидкістю зміни напруженості $\vec{E}$ електричного поля

$$\vec{J}_{зм} = \frac{\epsilon \epsilon_0 d\vec{E}}{dt} . \quad (13.1)$$

Отже, густина цього струму тим більша, чим більша швидкість зміни напруженості електричного поля.

Струм зміщення у вакуумі не пов'язаний з переміщенням зарядів і не супроводжується виділенням джоулевого тепла. Сума струмів провідності і струмів зміщення називається повним струмом. Лінії повного струму безперервні, струми провідності замикаються струмами зміщення.

З усіх властивостей, які належать струму провідності, Максвелл надав струму зміщення лише одне – здатність збуджувати в навколишньому просторі магнітне поле.

Максвелл узагальнив теорему про циркуляцію вектора напруженості $\vec{H}$ магнітного поля (11.11), використовуючи повний струм, тому що вони обидва створюють магнітне поле:

$$\oint \vec{H} d\vec{\ell} = \int_S (\vec{J}_{пр} + \vec{J}_{зм}) d\vec{S} , \quad (13.2)$$

де $\vec{J}_{пр}$ і $\vec{J}_{зм}$ – вектори густин відповідних струмів.

2. Теорія електромагнітного поля Максвелла заснована на наступних положеннях: а) всяка зміна магнітного поля створює в навколишньому просторі вихрове електричне поле; б) всяка зміна електричного поля (струму зміщення) збуджує у навколишньому просторі вихрове магнітне поле.

Електричні і магнітні поля, являючись змінними в часі, можуть існувати у відриві від зарядів і струмів як єдине електромагнітне поле. Розподіл електромагнітного поля на

електричне і магнітне є умовним. Дійсно, навколо зарядів, що знаходяться в стані спокою у даній системі відліку, існує тільки електричне поле; однак ці ж заряди можуть знаходитися в русі відносно іншої системи відліку і створювати в цій системі, крім електричного поля, ще і магнітне. Основні властивості електромагнітного поля описуються рівняннями Максвелла (§ 13.2).

§ 13.2. Система рівнянь Максвелла в інтегральній формі.

З введенням струму зміщення Максвеллом теорія електромагнітного поля була довершена і представлена у вигляді чотирьох рівнянь, що ми дотепер розглядали окремо. В інтегральній формі система рівнянь Максвелла має наступний вигляд:

$$\oint \vec{E} d\vec{\ell} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}; \quad \oint \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV; \quad (13.3)$$

$$\oint \vec{H} d\vec{\ell} = \int_S (\vec{J}_{np} + \vec{J}_{зм}) d\vec{S}; \quad \oint \vec{B} d\vec{S} = 0.$$

Тут ρ – об’ємна густина вільних зарядів.

Для того щоб ця система рівнянь була повною, її необхідно доповнити співвідношеннями, у які входять величини, що характеризують індивідуальні властивості середовища, в якому збуджуються електричні і магнітні поля:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}; \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad (13.4)$$

Тут σ – питома електрична провідність речовини. Ці рівняння є такими ж фундаментальними, як і три закони руху Ньютона і закон всесвітнього тяжіння в механіці. Вони у стислій формі виражають всю сукупність наших відомостей про електромагнітне поле.

Зміст рівнянь Максвелла полягає в наступному:

1. Циркуляція вектора $\vec{E}$ по довільному замкненому контуру дорівнює зі знаком «мінус» похідній за часом від магнітного потоку крізь довільну поверхню, обмежену даним контуром. При цьому під $\vec{E}$ мається на увазі не тільки вихрове електричне поле $\vec{E}_B$, але й електростатичне $\vec{E}_q$ (§ 11.1). Фізичний зміст – всяка зміна в часі магнітного поля спричиняє збудження вихрового електричного поля.

2. Потік вектора $\vec{D}$ крізь довільну замкнену поверхню S дорівнює алгебраїчній сумі вільних зарядів, які охоплюються цією поверхнею. Це фізично вказує на існування в природі джерел електричного поля у вигляді електричних зарядів.

3. Циркуляція вектора $\vec{H}$ по довільному замкненому контуру дорівнює повному струму (струму провідності і струму зміщення), які охоплюються цим контуром. Фізичний зміст – джерелами магнітного поля є струми провідності і струми зміщення.

4. Потік вектора $\vec{B}$ крізь довільну замкнену поверхню завжди дорівнює нулю. Це відображає факт відсутності в природі магнітних зарядів, подібних електричним зарядам.

З рівнянь Максвелла випливає:

1) джерелами електричного поля є або електричні заряди, або змінні магнітні поля;

2) магнітні поля можуть збуджуватися або електричними зарядами, що рухаються (електричними струмами – струмами провідності), або змінними електричними полями (струмами зміщення);

3) електричне і магнітне поля нерозривно пов'язані одне з одним – вони утворюють єдине електромагнітне поле.

Для стаціонарних полів ($\vec{E} = \text{const}$ і $\vec{H} = \text{const}$) рівняння Максвелла набувають вигляду:

$$\oint \vec{E} d\vec{\ell} = 0; \quad \oint \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV; \quad \oint \vec{H} d\vec{\ell} = \int_S \vec{J}_{np} d\vec{S}; \quad \oint \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (13.5)$$

У цьому випадку електричні і магнітні поля незалежні одне від одного.

Теорія Максвелла є теорією близькодії, згідно з якою електричні і магнітні взаємодії здійснюються за допомогою електричних і магнітних полів, які поширюються із скінченною швидкістю.

Теорія Максвелла є макроскопічною теорією електромагнітного поля, тобто в ній розглядаються поля, створені зарядами, зосередженими в об'ємах, більших, ніж об'єми окремих атомів і молекул. Крім того, передбачається, що відстані від джерел полів до розглянутих точок простору також у багато разів більші розмірів атомів. Нарешті, періоди зміни змінних електричних і магнітних полів повинні бути в багато разів більші періодів

внутрішньомолекулярних процесів, тобто теорія Максвелла застосовується для частот зміни поля, менших $10^{13} \div 10^{14} \text{ Гц}$.

Крім того, ще є обмеження за величиною напруженості поля E (для більшості речовин $E < 10^5 \text{ В/м}$). Не всі середовища можуть витримати такі поля, не руйнуючись (в атомі ядро й електронна оболонка зміщуються на відстані $r > 10^{-10} \text{ м}$).

При недотриманні цієї умови виникають нелінійні явища: властивості середовища і їхні характеристики (ϵ , μ , σ) починають залежати від напруженості поля, рівняння Максвелла стають нелінійними.

Контрольні запитання і завдання

1. Дайте визначення струму зміщення. Від яких характеристик він залежить?
2. Що таке повний струм? Запишіть узагальнену теорему про циркуляцію вектора $\vec{H}$.
3. На яких постулатах основана теорія електромагнітного поля Максвелла?
4. Запишіть рівняння Максвелла в інтегральній формі. Який фізичний зміст рівнянь Максвелла?
5. Які висновки випливають з рівнянь Максвелла?

Розділ 14. Механічні коливання і пружні хвилі

§ 14.1. Загальна характеристика коливальних процесів. Гармонічні коливання. Гармонічний осцилятор. Механічна енергія гармонічних коливальних маятників. Коливальний рух земної кори

1. Коливальні процеси дуже поширені в природі та техніці. Це процеси, в яких будь-яка фізична величина набуває однакових значень через рівні або майже рівні проміжки часу. Якщо процес повторюється точно через певні інтервали часу, то його називають періодичним. Залежно від фізичної природи процесу, що повторюється, існують коливання механічні, електромагнітні тощо.

Розглянемо механічні коливання. У випадку механічних коливальних повторюються зміни положень тіл і модулі швидкостей. Ці зміни можуть відбуватися під впливом сил тяжіння, пружних та інших сил.

Силу, під впливом якої відбувається коливальний процес,

називають вертальною силою, тому що вона намагається тіло (матеріальну точку), відхилене від положення спокою, повернути в це положення.

В залежності від характеру впливу на систему, що коливається, розрізняють вільні (або власні) коливання і вимушені коливання. Вільні коливання відбуваються в ізольованій системі, коли на тіло діє тільки внутрішня сила. Механічна енергія коливальної системи залишається сталою, якщо внутрішні сили консервативні, тобто силами опору можна знехтувати. Такі вільні коливання називаються власними, і вони відбуваються нескінченно довго (не відбувається розсіювання енергії).

Вимушені коливання відбуваються під дією зовнішньої періодичної сили (змушуюча сила).

Періодичні зміни фізичної величини з часом, що відбуваються відносно до закону синуса (або косинуса), називаються гармонічними коливаннями, тобто для механічних коливань:

$$X = X(t) = A \sin(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (14.1)$$

Рівняння (14.1), що визначає зміщення тіла вздовж осі X з часом, є закон гармонічного коливання. Тут A – амплітуда, і вона дорівнює абсолютному значенню найбільшого зміщення. Величина $(\omega_0 t + \varphi_0)$ є фаза коливання, вимірюється в кутових одиницях – градусах чи радіанах. Вона визначає стан коливального процесу в будь-який момент часу t ; φ_0 – початкова фаза коливання, що визначає стан коливального процесу при $t = 0$. Величина ω_0 називається коловою (циклічною частотою) – вона визначає кількість коливань за 2π секунд, тобто $\omega_0 = 2\pi / T$, де T – період коливань – час, за який відбувається одне повне коливання.

Кількість повних коливань точки за одну секунду називають частотою коливань, і вона визначається як величина, обернена періоду коливань: $\partial = 1 / T$, або $\partial = \omega_0 / 2\pi$.

Частота вимірюється в герцах (с^{-1}). При частоті в 1 Гц відбувається одне коливання за секунду. На практиці користуються одиницями частоти, наприклад: кілогерц ($1 \text{ кГц} = 10^3 \text{ Гц}$); мегагерц ($1 \text{ МГц} = 10^6 \text{ Гц}$). Характерною ознакою гармонічного коливання є те, що величини A , ω_0 і φ_0 не змінюються в процесі коливання.

2. Будь-яка система, коливальні процеси в якій описуються рівнянням виду (14.1), називається гармонічним осцилятором.

Гармонічним осциляторам задовольняють системи при малих відхиленнях від положення рівноваги.

Знайдемо диференціальне рівняння гармонічного осцилятора. Для цього одержимо швидкість і прискорення при гармонічному коливальному русі.

Швидкість коливального руху матеріальної точки є перша похідна від зміщення (14.1) за часом, тобто:

$$v = \frac{dx}{dt} = \omega_0 A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = A \omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi/2). \quad (14.2)$$

Видно, що швидкість v змінюється також за гармонічним законом і випереджає зміщення x за фазою на $\pi/2$. Максимальна швидкість при проходженні точкою положення рівноваги буде $v_M = A \omega_0$.

Прискорення a цього руху дорівнює похідній від швидкості (14.2) за часом (або другій похідній від зміщення):

$$a = \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{dv}{dt} = -A \omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = A \omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi). \quad (14.3)$$

Отже, і прискорення змінюється за гармонічним законом, причому коливання прискорення випереджають зміщення за фазою на π . Позначивши $d^2 x / dt^2 = a = \ddot{x}$, з рівняння (14.3) отримаємо

$$a = \ddot{x} = -\omega_0^2 x, \quad \text{або} \quad \ddot{x} + \omega_0^2 x = 0. \quad (14.4)$$

Дане рівняння (14.4) називається диференціальним рівнянням гармонічного осцилятора, або рівнянням гармонічного коливання в диференціальній формі. Його розв'язанням є рівняння (14.1) – закон гармонічних коливань.

Для виникнення гармонічних коливань загальними є дві основні умови. Перша полягає в тому, що при виведенні системи з положення рівноваги повинна виникати сила, направлена проти-

лежно зміщенню. Залежність цієї сили від потенціальної енергії W_{Π} системи має вигляд (3.28)

$$F_x = -dW_{\Pi} / dx. \quad (14.5)$$

Друга умова – система повинна володіти інерційністю. Тоді при поверненні в положення рівноваги система, не зупиняючись, знову відхиляється від нього, але вже в протилежний бік.

Розглянемо власні коливання системи, що складається із тіла масою m , підвішеного на вертикальній пружині, другий кінець якої жорстко

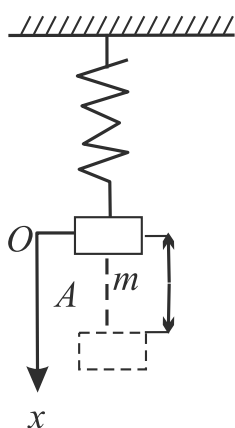


Рис. 14.1

закріплений (рис. 14.1), – пружний маятник.

Будемо вважати, що сила тяжіння тіла значно менша від пружної сили, яка діє на тіло з боку пружини. Масою пружини і силами опору середовища знехтуємо. Якщо зрушимо тягар на відстань $x = A$ від положення рівноваги і потім відпустимо, то в розглянутому випадку гармонічні коливання з'являються під дією вертальної сили F (пружна сила), яка визначається законом Гука (6.18):

$$F = -kx, \quad (14.6)$$

де k – коефіцієнт жорсткості пружини, а знак «мінус» вказує, що напрям сили F і зміщення x протилежні.

Запишемо рівняння руху пружного маятника, використовуючи другий закон Ньютона (2.2) і пружну силу (14.6):

$$ma = F, \quad \text{або} \quad m\ddot{x} = -kx, \quad \text{то} \quad \ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0. \quad (14.7)$$

З іншого боку, прискорення при гармонічних коливаннях з частотою ω_0 визначається в будь-який момент часу рівнянням (14.4). Порівнюючи рівняння (14.4) і (14.7), знаходимо:

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}, \quad \text{або} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad \text{і} \quad T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}. \quad (14.8)$$

Цю частоту ω_0 звичайно називають власною частотою системи (власні коливання).

Частота ω_0 визначається тільки властивостями самої системи – її масою m і коефіцієнтом k .

Особливістю гармонічних власних коливань є незалежність їхньої частоти (періоду) від амплітуди (14.8). Більшість коливань з малою амплітудою (малі коливання) є гармонічними.

3. Енергія W тіла, що здійснює гармонічне коливання, складається з кінетичної W_K і потенціальної W_{Π} енергій, які в процесі власних коливань періодично перетворюються одна в другу:

$$W = W_K + W_{\Pi}.$$

У момент найбільшого зміщення від положення рівноваги швидкість тіла дорівнює нулю, і вся його енергія переходить у потенціальну. При проходженні тілом положення рівноваги швидкість його максимальна, і вся енергія дорівнює кінетичній.

У випадку власних ідеалізованих коливань (без втрат енергії) повна енергія тіла залишається величиною сталою: $W = \text{const}$ (3.34).

Визначимо кінетичну і потенціальну енергії тіла масою m , яке під дією сили (14.6) здійснює власні гармонічні коливання. Рівняння коливання (14.1) для спрощення розглянемо без початкової фази.

$$\text{Кінетична енергія дорівнює (3.23): } W_K = \frac{mv^2}{2} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2} \cos^2 \omega_0 t.$$

Тут врахували швидкість v , яка дорівнює (14.2).

Отримаємо вираз для потенціальної енергії пружної деформації. Використовуючи (14.5) і (14.6), маємо:

$-kx = -dW_{II} / dx$, або $kx dx = dW_{II}$. Інтегруючи, одержуємо, що

$$W_{II} = kx^2 / 2. \quad (14.9)$$

Тоді згідно з рівнянням (14.1) потенціальна енергія тіла

$W_{II} = kA^2 \sin^2 \omega_0 t / 2$, де $k = m\omega_0^2$ (14.8). Отже, повна механічна енергія гармонічного коливання

$$W = W_K + W_{II} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2} (\sin^2 \omega_0 t + \cos^2 \omega_0 t) = \frac{mA^2\omega_0^2}{2}, \quad (14.10)$$

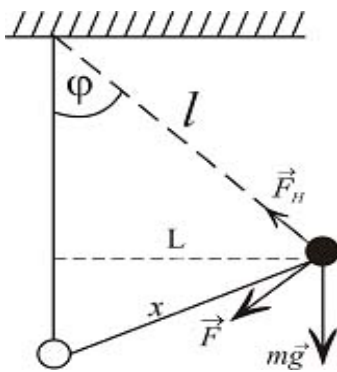


Рис. 14.2

тобто енергія прямо пропорційна масі тіла, квадрату амплітуди та частоті. Як впливає з (14.10), повна енергія залишається постійною. Це і не дивно: у системі діє тільки консервативна сила пружності, і отже, виконується закон збереження повної механічної енергії (3.34). У реальних системах завжди є сили опору, що приводять до згасання коливань і розсіювання енергії.

4. Математичним маятником

називається матеріальна точка, підвішена на нерозтяжній невагомій нитці, що робить коливальний рух в одній вертикальній площині під дією сили тяжіння.

Таким маятником можна, наприклад, вважати невелику кульку масою m , підвішену на тонкій нитці, довжина l якої набагато більша розмірів кульки (рис. 14.2). Якщо кульку відвести від стану рівноваги так, що нитка утворить кут φ з рівноважним вертикальним положенням, то на кульку буде діяти сила $\vec{F}$, яка намагається повернути її в стан рівноваги (рис. 14.2). Сила $\vec{F}$ є рівнодійною двох сил: сили тяжіння $m\vec{g}$ і сили натягу нитки $\vec{F}_n$.

З рис. 14.2 видно, що вертальна сила

$$F = mg \sin \varphi. \quad (14.11)$$

Для малих кутів відхилення φ можна вважати, що $L \approx x$, і тоді $\varphi \approx x/l$. Отже, з (14.11) отримаємо:

$$F = -mgx/l. \quad (14.12)$$

Знак «мінус» вказує, що сила $\vec{F}$ напрямлена у бік, протилежний зміщенню.

З формули (14.12) видно, що при невеликих значеннях кута φ сила F пропорційна зміщенню, і отже, при невеликих амплітудах маятник здійснює гармонічні коливання.

Сили, що за своєю природою не є пружними, але залежать від величини зміщення щодо стану рівноваги за таким же законом, як і пружні сили (14.6), називаються квазіпружними. У даному випадку сила $\vec{F}$ (рис. 14.2) – приклад квазіпружної сили.

Знайдемо період коливань математичного маятника. Порівнюючи формули (14.12) і (14.6), одержимо: $kx = mgx/l$.

Скоротивши на x і використовуючи, що $k = m\omega_0^2$ (14.8), а $\omega_0 = 2\pi/T$, отримаємо

$$T = 2\pi\sqrt{l/g}. \quad (14.13)$$

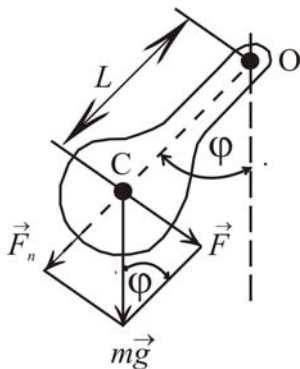


Рис. 14.3

З формули (14.13) видно, що при невеликих амплітудах період коливань не залежить ні від амплітуди, ні від маси маятника, а визначається тільки довжиною нитки і прискоренням сили тяжіння в даному місці земної кулі. Залежність періоду коливань маятника від прискорення сили тяжіння використовується для точних вимірів g у різних місцях на поверхні Землі

(гравіметрія). У районах, де залягають високощільні породи, прискорення g більше для даної географічної широти, і навпаки. Це і використовують у пошуках корисних копалин.

5. Фізичним маятником називається тверде тіло, закріплене на нерухомій горизонтальній осі (осі підвісу), яка не проходить через центр маси і здійснює коливання навколо цієї осі.

На відміну від математичного маятника масу такого тіла не можна вважати точковою. При невеликих кутах відхилення φ фізичний маятник також здійснює гармонічні коливання. Будемо вважати, що у положенні рівноваги фізичного маятника його центр

мас C (рис. 14.3) знаходиться на вертикалі з точкою підвісу O , але нижче від неї. При відхиленні маятника від положення рівноваги на кут φ виникає обертальний момент сили тяжіння (2.14). Момент цієї сили щодо осі O дорівнює $M = -LF = -mgL \sin \varphi$, який намагається повернути маятник у стан рівноваги.

Знак «мінус» вказує на те, що обертальний момент прагне повернути маятник до стану рівноваги, а кут відхилення φ від стану рівноваги відраховується у протилежному напрямі.

Обертальний момент M у відповідності з основним рівнянням динаміки обертального руху (2.17) дорівнює

$$M = J\beta = J \frac{d^2 \varphi}{dt^2},$$

де J – момент інерції маятника відносно зазначеної осі коливань, β – його кутове прискорення (1.28).

Тоді

$$J \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -mgL \sin \varphi, \text{ або } \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mgL \sin \varphi}{J} = 0. \quad (14.14)$$

Дане рівняння є диференціальним рівнянням коливань фізичного маятника. Його рішення має вигляд

$$\varphi = \varphi_0 \cos \left(\sqrt{\frac{mgL}{J}} t + d_0 \right),$$

$$\text{а частота коливань} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{mgL}{J}}. \quad (14.15)$$

Період коливань фізичного маятника

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgL}}, \quad (14.16)$$

де $J / mL = l$ називають зведеною довжиною фізичного маятника. Це довжина нитки підвісу такого математичного маятника, що має період коливань, який дорівнює періоду коливань даного фізичного маятника.

У виразі (14.16) m – маса маятника, L – відстань між центром мас C маятника і віссю коливань (рис. 14.3).

6. Маятники застосовуються при вивченні коливань земної кори (сейсмографи).

Між частинками земної кори існують пружні сили (§ 6.6). Якщо таку частинку змістити з положення рівноваги, то в середовищі виникає коливальний рух.

Для вивчення коливань земної кори їх штучно збуджують за

допомогою вибуху. В земній корі утворюються поздовжні і поперечні хвилі, які поширюються від джерела в усіх напрямках (§ 14.5).

Наявність цих хвиль, їхня амплітуда, швидкість, довжина та частота коливань визначається сейсмографами, які розміщуються в різних точках. За сейсмічними даними була створена модель внутрішньої будови Землі.

Коливальний рух земної кори – це найбільш поширені тектонічні рухи. Вони відбувались у стародавні геологічні періоди і є характерними для сучасного етапу розвитку Землі.

В результаті тектонічних коливань спостерігаються вигини земної кори – підняття або опускання. В ході підняття земної кори в прибережних морських районах відбувається відступ моря (західне побережжя Каспійського моря).

Налічуються приклади і опускання земної кори в узбережних районах моря – море наступає на сушу (в Нідерландах). Під водою опиняються значні площі суші. Підняття земної кори супроводжується порушенням зв'язку поверхневих та підземних вод, що призводить до обміління річок, зникнення джерел та ін.

§ 14.2. Метод векторних діаграм. Додавання коливань однакового напрямку. Биття. Фігури Ліссажу

1. Візьмемо прямокутну систему координат на площині. Вісь

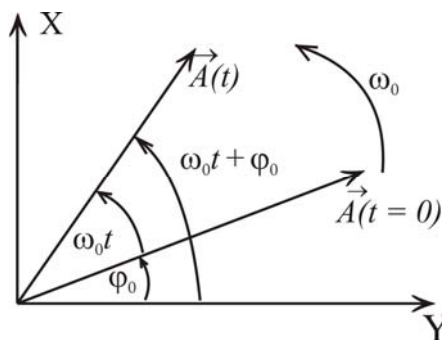


Рис. 14.4

x направимо вертикально, а вісь Y – горизонтально. Відкладемо з початку координат вектор $\vec{A}$, довжина якого дорівнює амплітуді A зображуваного гармонічного коливання. Він складає з віссю кут φ_0 , який дорівнює початковій фазі коливань (рис. 14.4).

Будемо обертати вектор $\vec{A}$ проти напрямку руху годинникової стрілки навколо початку координат з постійною кутовою швидкістю ω_0 , величина якої дорівнює частоті даного коливання. За проміжок часу t вектор $\vec{A}$ здійснить поворот від початкового стану на кут $\omega_0 t$ і складе з віссю кут $\omega_0 t + \varphi_0$ (рис. 14.4), що дорівнює фазі

коливання в момент часу t .

З рис. 14.4 видно, що його проекція на вісь x в будь-який момент часу дорівнює

$$x(t) = A \sin(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Це і є зображення на векторній діаграмі гармонічного коливання. Представлення гармонічних коливань за допомогою векторних діаграм дуже корисне при додаванні гармонічних коливань.

Матеріальна точка може брати участь одночасно в двох чи більше коливаннях. Нехай точка бере участь у двох гармонічних коливаннях однакового напрямку з однаковими частотами, але різних за початковою фазою й амплітудою. Тоді рівняння коливань, що складаються:

$$x_1 = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1); \quad x_2 = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2),$$

де x_1, x_2 – зміщення; A_1, A_2 – амплітуди; φ_1, φ_2 – початкові фази коливань.

Результуючу амплітуду знайдемо за допомогою векторної діаграми (рис. 14.5), на якій відкладені вектори амплітуд $\vec{A}_1, \vec{A}_2$ коливань, що складаються, під кутами φ_1, φ_2 до осі OY . За правилом паралелограма одержимо результуючий вектор амплітуди $\vec{A}$. Оскільки вектори $\vec{A}_1$ і $\vec{A}_2$ здійснюють обертання з однаковими швидкостями ω_0 , то зсув фаз між ними $\varphi_1 - \varphi_2$ з часом не змінюється, і вектор $\vec{A}$ також обертатиметься з кутовою швидкістю ω_0 .

Тоді коливальний рух проекції результуючого вектора $\vec{A}$ також буде гармонічним, а результуюче коливання описується рівнянням $x = x_1 + x_2 = A \sin(\omega_0 t + \varphi)$, де A – амплітуда результуючого коливання, φ – його початкова фаза.

Модуль вектора амплітуди A результуючого коливання відповідно до теореми косинусів дорівнює (рис. 14.5)

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos[\pi - (\varphi_1 - \varphi_2)],$$

або, враховуючи, що $\cos(\pi - \varphi) = -\cos \varphi$,

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (14.17)$$

Початкову фазу φ результуючого коливання визначимо як (рис. 14.5)

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{x_1 + x_2}{y_1 + y_2} = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}. \quad (14.18)$$

Співвідношення (14.17) і (14.18) дають можливість знайти амплітуду і початкову фазу результуючого коливання і скласти його рівняння. Якщо частоти не однакові, то результуючий вектор амплітуди $\vec{A}$ змінюється за величиною й обертається з несталою швидкістю. Результуюче коливання у цьому випадку не буде гармонічним.

З (14.17) видно, що амплітуда результуючого коливання залежить від різниці початкових фаз коливань, що додаються:

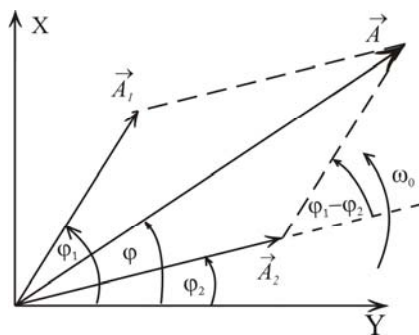


Рис. 14.5

а) Якщо різниця фаз дорівнює парному числу π , тобто $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi n$, де $n = 0, 1, 2, \dots$, то з формули (14.17) отримаємо

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2, \text{ або } A = A_1 + A_2.$$

Амплітуда результуючого коливання A дорівнює сумі амплітуд коливань, що додаються, A_1 і A_2 .

б) При різниці фаз, що дорівнює непарному числу π , тобто $\varphi_1 - \varphi_2 = (2n+1)\pi$, де $n = 0, 1, 2, \dots$, амплітуда результуючого коливання (14.17) має значення $A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2$, або $A = A_1 - A_2$.

Коливання послаблюють одне одного, і результуюча амплітуда дорівнює різниці амплітуд коливань, що складаються, причому якщо амплітуди рівні ($A_1 = A_2$), то сумарна амплітуда $A = 0$. Інакше кажучи, коливання взаємно гасять одне одного (складові коливання відбуваються у протилежних фазах). Оскільки енергія коливального руху пропорційна квадрату амплітуди (14.10), то повна енергія результуючого коливання

$$W = W_1 + W_2 + 2\sqrt{W_1W_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

де W_1 і W_2 – енергії складових коливань.

2. Тепер розглянемо додавання двох однаково направлених гармонічних коливань, які мають різні частоти ω_1 і ω_2 , але мало відрізняються одна від одної. Для спрощення припустимо, що початкові фази $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$, і амплітуди $A_1 = A_2 = A$. Тоді рівняння коливань, що складаються, мають вигляд: $x_1 = A \sin \omega_1 t$ і $x_2 = A \sin \omega_2 t$.

Оскільки $\sin x + \sin y = 2 \cos \frac{x-y}{2} \sin \frac{x+y}{2}$, то в нашому випадку:

$x = x_1 + x_2 = 2A \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t$. Введемо наступні позначення:

$$\omega_1 - \omega_2 / 2 = \omega' \quad \text{і} \quad \omega_1 + \omega_2 / 2 = \omega. \quad (14.19)$$

Тоді

$$x = 2A \cos \omega' t \sin \omega t, \quad (14.20)$$

тобто результуюче коливання є добуток двох періодичних функцій, що коливаються за гармонічним законом з частотами ω' і ω . Частота коливань синуса – це середнє значення частот коливань, що складаються (14.19).

Якщо ω_1 і ω_2 мало відрізняються одна від одної, то частота ω' мала в порівнянні з частотою ω (14.19). Отже, період коливань косинуса $T' = 2\pi / \omega'$ буде значно більше періоду $T = 2\pi / \omega$ коливань синуса.

Це означає, що за час одного коливання косинуса устигне відбутися багато коливань синуса.

Якщо позначити величину множника $2A \cos \omega' t$ через $A(t)$, то співвідношення (14.20) набуде вигляду:

$$x = A(t) \sin \omega t. \quad (14.21)$$

Хоча формула (14.21) має вигляд рівняння гармонічних коливань (14.1), але таке коливання не є гармонічним, оскільки амплітуда

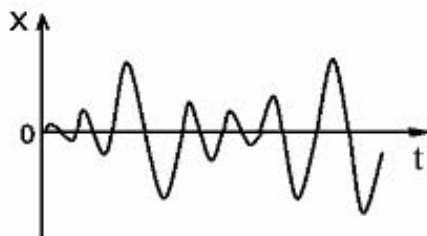


Рис. 14.6

у випадку гармонічного коливання постійна протягом будь-якого проміжку часу.

Періодичні зміни амплітуди коливань називають биттям. Це періодичні коливання з пульсуючою амплітудою. Вони виникають при додаванні двох гармонічних коливань одного напрямку із близькими частотами.

Результуюча картина додавання коливань при биттях показана на рис. 14.6. Число биттів за секунду (число повторень максимумів чи мінімумів) визначається різницею частот коливань, що складаються.

3. При додаванні взаємно перпендикулярних коливань, якщо частоти коливань відносяться як цілі числа, точка описує складні замкнуті криві, названі фігурами Ліссажу. Форма їх залежить від

співвідношення частот і різниці фаз коливань, що складаються. Фігури Ліссажу можна спостерігати на екрані осцилографа, змусивши електронний промінь коливатися у взаємно перпендикулярних напрямках. Для цього на горизонтальний вхід осцилографа подають електричні коливання з частотою 50 Гц , а на вертикальний вхід – електричні коливання, частоту яких можна змінювати. Змінюючи цю частоту і тим самим співвідношення частот складових коливань, можна одержати великий набір фігур Ліссажу.

§ 14.3. Згасаючі коливання і їхні характеристики. Вимушені коливання. Резонанс. Явища резонансу в природі

1. Диференціальне рівняння (14.4) описує рух системи, що здійснює гармонічні коливання при відсутності сили опору.

В реальній коливальній системі завжди діють сили опору середовища, що приводить до зменшення енергії системи. Коливання такої системи будуть згасаючими, якщо втрату енергії не поповнювати за рахунок роботи зовнішніх сил. Обмежимося розглядом малих коливань. При невеликих швидкостях сила опору (3.11) пропорційна величині швидкості v ($v = dx/dt = \dot{x}$), тобто:

$$F_{on} = -\mu v = -\mu \dot{x},$$

де μ – коефіцієнт опору. Знак «мінус» через те, що вектори $\vec{F}_{on}$ і $\vec{v}$ мають протилежні напрями.

Диференціальне рівняння системи, яка коливається (14.7), запишемо, використовуючи другий закон Ньютона (2.3) і враховуючи пружну силу F (14.6): $\frac{md^2x}{dt^2} = m\ddot{x} = \sum F_j = F + F_{on} = -kx - \mu \dot{x}$.

Перепишемо його таким чином:

$$m\ddot{x} + \mu \dot{x} + kx = 0, \quad \text{або} \quad \ddot{x} + \frac{\mu}{m} \dot{x} + \frac{k}{m} x = 0. \quad (14.22)$$

Введемо наступні позначення: $\mu/m = 2\beta$; $k/m = \omega_0^2$, де β – коефіцієнт згасання, фізичний зміст якого з'ясуємо пізніше; ω_0 – власна частота вільних коливань системи за відсутності опору середовища.

Тоді рівняння (14.22) буде мати вигляд:

$$\ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \omega_0^2 x = 0. \quad (14.23)$$

Рівняння (14.23) є диференціальним рівнянням згасаючих

коливань. Розв'язанням цього рівняння є наступна залежність зміщення точки масою m від часу t :

$$x = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega_1 t + \varphi) . \quad (14.24)$$

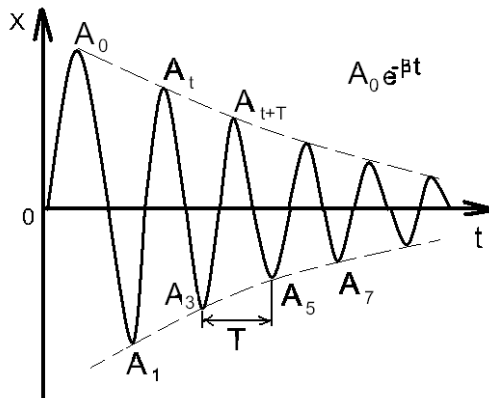


Рис. 14.7

Тут A_0 – початкова амплітуда коливань, e – основа натуральних логарифмів, ω_1 – частота згасаючих коливань. Звідси випливає, що закон зменшення амплітуди коливань залежить від характеру сил опору, які діють у системі.

На рис. 14.7 зображено графік згасаючих коливань. Видно, що амплітуда згасаючих коливань зменшується з часом за експоненціальним законом ($A = A_0 e^{-\beta t}$). Коливання поступово згасають з часом, тому їх і називають згасаючими. Частота згасаючих коливань

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{\mu^2}{4m^2}} . \quad (14.25)$$

Отже, частота згасаючих коливань ω_1 завжди менше власної частоти ω_0 коливань системи. Якщо $\beta \rightarrow 0$, то $\omega_1 = \omega_0$, і коливання відбуваються без згасання (14.25).

Коливання взагалі не виникнуть, якщо коефіцієнт опору (μ) великий. Дійсно, якщо $\frac{\mu^2}{4m^2} > \frac{k}{m}$, то період коливань

$$T = \frac{2\pi}{\omega_1} = 2\pi / \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{\mu^2}{4m^2}} .$$

Це значить, що при $\mu > 2\sqrt{km}$ система, будучи виведена зі стану рівноваги, повертається в нього, не здійснює коливань ($\omega_1=0$), а поступово наближається до стану рівноваги. Такий рух називають аперіодичним ($T \rightarrow \infty$). Якщо ж $\mu < 2\sqrt{km}$, система так само повертається до стану рівноваги, але здійснюючи біля нього згасаючі коливання.

Швидкість згасання коливань залежить від коефіцієнта опору й оцінюється за швидкістю зменшення амплітуди. Для цього вводять поняття декременту згасання і логарифмічного декременту згасання.

Декрементом згасання називають відношення величини двох послідовно узятих амплітуд, відлічених в одному напрямку, наприклад (рис. 14.7), $A_1 / A_3 = A_3 / A_5 = A_t / A_{t+T}$.

Натуральний логарифм цього відношення є логарифмічний декремент згасання, тобто:

$$\lambda = \ln \frac{A_t}{A_{t+T}} = \ln \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = \ln e^{\beta T} = \beta T. \quad (14.26)$$

Видно, що логарифмічний декремент згасання характеризує відносне зменшення амплітуди за один період, а коефіцієнт згасання β характеризує відносне зменшення амплітуди за 1 с (14.27). Дійсно, з рівняння $A = A_0 e^{-\beta t}$ випливає, що $dA = -A_0 \beta dt e^{-\beta t} = -A \beta dt$. Звідси

$$\beta = \left| \frac{dA}{A dt} \right|. \quad (14.27)$$

Важливою характеристикою реальних коливальних систем є добротність – це відношення енергії коливань системи в даний момент часу до її втрати за один період, помножене на 2π , тобто:

$$Q = \frac{W_t}{W_t - W_{t+T}} 2\pi. \quad (14.28)$$

Великим значенням Q відповідає слабке згасання коливань. При малих значеннях декременту згасання добротність $Q = \pi / \lambda = \pi N$, де N – кількість коливань, здійснюваних за час зменшення амплітуди у e разів. Отже, добротність пропорційна до кількості коливань, здійснюваних системою за час зменшення амплітуди, у e разів, або, як кажуть, за час релаксації системи.

2. В усякій реальній коливальній системі завжди є втрати енергії на подолання сил опору середовища. Щоб підтримувати коливання, необхідно поповнювати коливальну систему енергією, яку вона втрачає. Поповнення енергії здійснюють за рахунок роботи зовнішньої сили. Коливання, що відбуваються під дією зовнішніх сил, називають вимушеними.

Очевидно, що сила, яка підтримує такі коливання (змушуюча), не може бути постійною і не може діяти одноразово, скажімо, у вигляді поштовху. Вона повинна бути періодичною. У найпростішому випадку сила може змінюватися за гармонічним законом

$$F = F_0 \sin \omega t, \quad (14.29)$$

де F_0 – амплітуда зовнішньої сили, ω – її циклічна частота.

Розраховуючи так само, як і при виведенні рівняння (14.23), додавши силу (14.29) до рівняння згасаючих коливань (14.23), отримаємо диференціальне рівняння вимушених коливань у вигляді:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \sin \omega t. \quad (14.30)$$

Це рівняння відрізняється від рівняння (14.23) тільки наявністю правої частини, тобто є неоднорідним. З теорії диференціальних рівнянь відомо, що його розв'язання $x(t)$ дорівнює сумі двох розв'язань: загального розв'язання цього ж рівняння, але без правої частини (відповідного однорідного рівняння), і частинного розв'язання неоднорідного рівняння (14.30). Перше нами вже записано у вигляді (14.24), а друге впливає зі спостережень: під дією періодичної сили система завжди коливається з частотою цієї сили. Тому частинний розв'язок рівняння (14.30) логічно записати у вигляді $x_2 = A \sin(\omega t + \varphi)$, де A – амплітуда вимушених коливань, обчислюється за формулою

$$A = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}; \quad (14.31)$$

а початкова фаза вимушених коливань розраховується так:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (14.32)$$

Вимушені коливання відстають за фазою від змушуючої сили на величину φ , яка також є функцією частоти ω .

Отже, у системі будуть відбуватися вимушені коливання, амплітуда яких пропорційна амплітуді зовнішньої сили (14.31). Для даної коливальної системи, при заданих ω_0 і β , амплітуда залежить також від частоти діючої сили ω . При деякому значенні частоти ω , характерному для даної системи, амплітуда досягає максимуму. Ця частота називається резонансною частотою ω_p , а саме явище – резонансом. Інакше кажучи, резонанс – це явище різкого зростання амплітуди вимушених коливань ($A = A_{\max} = A_p$), коли частота вимушених коливань ω наближається до частоти власних коливань системи ω_0 . При резонансі зовнішня сила діє в

такті з власними коливаннями. Тому вона збільшує енергію коливальної системи.

Щоб знайти резонансну частоту, необхідно знайти максимум виразу (14.31) для амплітуди A_p , що має місце при мінімумі знаменника. Продиференціювавши знаменник (значення підкореневого виразу) за ω і прирівнявши до нуля цю похідну, можна знайти, що

$$-4(\omega_0^2 - \omega_p^2)\omega_p + 8\beta^2\omega_p = 0, \quad \text{або} \quad \omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (14.33)$$

Підставивши значення ω_p у формулу (14.31), отримаємо резонансне значення амплітуди

$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (14.34)$$

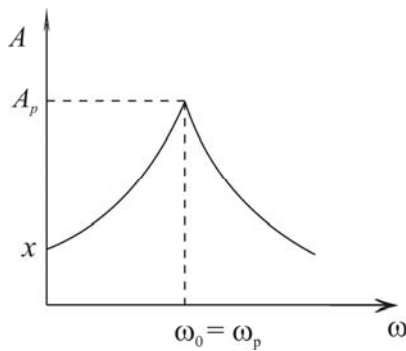


Рис. 14.8

Видно, що резонансна амплітуда необмежено зростає при $\beta \Rightarrow 0$, тобто при відсутності згасання. У реальних же коливальних системах (згасаючих) амплітуда при резонансі досягає максимальних, але кінцевих значень (рис. 14.8).

3. Явище резонансу може спостерігатися також у випадках, коли зовнішні сили діють на коливальну систему у вигляді поштовхів або ударів (дія зовнішніх сил повторюється з частотою, кратною частоті власних коливань системи).

Явище резонансу має місце не тільки при механічних коливаннях, але і при коливаннях будь-якої природи, наприклад, звукових, електричних тощо. В одних випадках резонанс є корисним, тому що при дії незначної вимушеної сили можна викликати коливання з відносно великою амплітудою. З цих розумінь резонанс широко використовується, наприклад, у техніці прийому і посилення звукових чи електричних коливань.

В інших випадках, навпаки, резонанс є шкідливим, тому що при цьому може виникнути збільшення амплітуд коливань вище припустимих, що призведе до зруйнування конструкції, споруди та ін. Це доводиться враховувати, наприклад, у машинобудуванні. Резонанс при цьому попереджається тим, щоб власні частоти коливань системи не збігалися з частотою зовнішньої сили. Сильні вібрації низької частоти (6-8 Гц) шкідливі для людського організму,

тому що можуть викликати шкідливі резонансні явища у внутрішніх органах.

Для підтримання коливань системи, якщо не діє зовнішня сила, необхідно, щоб у цій системі було джерело енергії, за рахунок якого компенсуються втрати енергії коливальною системою. Системи, в яких виникають періодичні коливання при відсутності зовнішньої періодичної сили, називають автоколевальними, а коливання, що відбуваються в них, – автоколеваннями.

Незгасаючі коливання можна одержати не тільки внаслідок дії зовнішньої періодичної сили, але й за умови періодичної зміни параметрів коливальної системи. Амплітуда коливань залежно від частоти зміни параметрів може зростати. Таке збудження коливань називають параметричним резонансом. Як приклад – розгойдування гойдалки людиною, яка регулярно підіймається і присідає, тобто періодично зміщується положення центра мас системи.

§ 14.4. Пружні хвилі. Фронт хвилі. Хвильова поверхня. Поширення пружних хвиль в різних середовищах. Рівняння хвилі. Фазова і групова швидкості. Енергія пружної хвилі. Вектор Умова

1. Розглянемо механізм виникнення і поширення коливань у пружному середовищі, між частинками якого існують сили взаємодії, які перешкоджають тому чи іншому виду його деформації. Це середовище однорідне, ізотропне і суцільне, без дисперсії, тобто відсутня залежність швидкості поширення хвилі від властивостей середовища.

Якщо частинку такого середовища привести в коливання, то внаслідок пружного зв'язку із сусідніми частинками вона буде утягувати їх у коливальний рух, який буде поширюватися з певною швидкістю у даному середовищі. Процес поширення коливань частинок у середовищі називають хвильовим рухом, або пружною (механічною) хвилею.

При поширенні хвилі частинки середовища не рухаються разом з хвилею, а коливаються біля свого положення рівноваги. Основна властивість усіх хвиль є перенесення енергії без переносу речовини.

Напрями, в яких поширюються коливання, називають променями. Залежно від напрямку коливання частинок середовища

відносно напрямку поширення пружних хвиль їх поділяють на поперечні і поздовжні. У поперечній хвилі коливання частинок відбувається в напрямі, перпендикулярному напрямку поширення хвилі. Поперечні пружні хвилі утворюються тільки у твердих тілах, що мають пружність форми, тобто протидіють деформації зсуву, наприклад, сейсмічні хвилі в земній корі при землетрусах.

У поперечній хвилі частинки середовища в напрямі поширення хвилі не зміщуються. Пружні поперечні хвилі не поширюються в зовнішньому ядрі Землі (досліди геофізиків). Це означає, що воно знаходиться в рідкій фазі.

У поздовжніх хвилях коливання частинок середовища відбуваються уздовж напрямку поширення хвилі. У газоподібних і рідких середовищах зсуву не протистоїть пружна деформація. Тому дуже мала сила здатна зробити зсув шарів такого середовища. Коливальний рух можливий лише в напрямку дії вертальних сил (§ 14.1). Отже, рідини і гази – це середовища, у яких пружні хвилі можуть бути тільки поздовжніми.

У поздовжній хвилі внаслідок збігу напрямів коливань частинок середовища і поширення хвилі з'являються ділянки згущення і розрідження. Частинки середовища починають здійснювати вимушені коливання. Так, завдяки коливанням тиску повітря, що доходять до Вас, створюваних джерелом звуку, Ви чуєте мову лектора, звучання музики тощо.

У твердих тілах, де поряд із пружними деформаціями розтягання і стиску існує пружна деформація зсуву, можуть поширюватись і поздовжні, і поперечні коливання, тобто можуть виникати як поздовжні, так і поперечні хвилі.

Крім поздовжніх і поперечних хвиль існують інші хвильові процеси, наприклад, на межі поділу двох середовищ (вода – повітря) можуть поширюватись так звані поверхневі хвилі. В утворенні хвиль на поверхні води мають значення сили тяжіння і сили поверхневого натягу, а не пружні сили. Отже, вони не є абсолютно пружними.

Рух частинок у поверхневих хвилях значно складніший. Кожна окрема крапля води у хвилі рухається по еліпсу, переміщуючись як вгору і вниз, так вперед і назад. На глибині у воді поширюються тільки поздовжні хвилі.

Під час землетрусів також збуджуються поверхневі хвилі, дією яких і обумовлені значні руйнування.

Пружна хвиля називається гармонічною, якщо відповідні їй коливання частинок середовища є гармонічними.

Відстані між двома найближчими точками середовища, коливання яких відбуваються в однаковій фазі, називають довжиною хвилі λ , і вона є найважливішою характеристикою хвильового руху. Довжина хвилі λ може бути визначена так само, як відстань, на яку поширюються коливання в середовищі за час, що дорівнює одному періоду коливання; вона чисельно дорівнює добутку швидкості v поширення хвилі на період T або відношенню

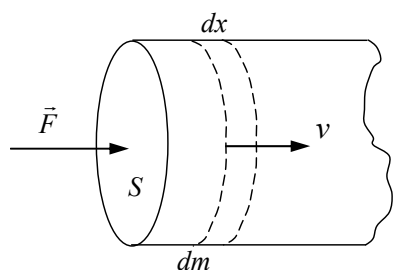


Рис. 14.9

швидкості поширення хвилі до частоти коливання:

$$\lambda = vT = v / \partial . \quad (14.35)$$

Оскільки швидкість поширення хвилі залежить від властивостей середовища, довжина хвилі при переході хвилі з одного середовища в інше змінюється, хоча частота коливань залишається незмінною

(вона визначається частотою коливань джерела хвиль).

2. Знайдемо швидкість поширення хвиль у суцільному пружному середовищі густиною ρ . Для цього уявно виділимо у такому середовищі циліндр з площею основи S (рис. 14.9), на який протягом часу dt діє сила F . В нескінченно тонкому шарі dx , що прилягає до площі S , сила F викликає збільшення густини від ρ до ρ' , тобто $\Delta\rho = \rho' - \rho$. Відповідно спостерігається і зміщення частинок у шарі dx . Внаслідок інертності сусідній до нього шар буде деформованим, і в ньому виникнуть пружні сили, які прагнуть зупинити частинки даного шару і привести в рух частинки наступного шару. Дія пружних сил приведе до знищення деформації стиску в шарі dx і до її виникнення в наступному шарі.

Отже, імпульс деформації стиску передається від шару до шару з деякою швидкістю v . Частинки середовища не переміщуються від шару до шару разом з поширенням деформації. Разом з деформацією передається тільки зміна густини $\Delta\rho$.

Збільшенню густини $\Delta\rho$ шару dx відповідає маса $dm = \Delta\rho S dx$ та імпульс $dmv = \Delta\rho S dx v$. За другим законом Ньютона (2.7) зміна імпульсу дорівнює імпульсу сили, тобто: $F dt = \Delta\rho S dx v$. Враховуючи, що $dx/dt = v$ і зміна тиску $\Delta P = F/S$, маємо:

$$v = \sqrt{\Delta P / \Delta\rho} . \quad (14.36)$$

Видно, що швидкість поширення імпульсу стиску у суцільному пружному середовищі визначається відношенням зміни тиску до зміни густини середовища. Коли в середовищі поширюється імпульс деформації розтягу, то величини ΔP і $\Delta \rho$ змінюють знак на протилежний, а значення v залишається тим самим. Це означає, що імпульси деформації стиску і розтягу поширюються у даному середовищі з однаковими швидкостями.

Для однорідного пружного середовища зміна густини $\Delta \rho$ пропорційна до відносної деформації ε , тобто $\Delta \rho = \varepsilon \rho$, де ρ – густина недеформованого середовища, а також: $\varepsilon = \alpha \Delta P$, де α – коефіцієнт пружності (6.19), ΔP – зміна тиску при деформації стиску або розтягу. Тоді формулу (14.36) запишемо у вигляді

$$v = \sqrt{1 / \alpha \rho}. \quad (14.36a)$$

Оскільки на середовище не було накладено ніяких обмежень, крім того, що воно повинно бути суцільним і пружним, то формула (14.36a) справедлива для твердих тіл, рідин і газів.

Визначимо швидкість поширення поздовжніх хвиль у пружному тілі, поздовжні розміри якого значно більше від поперечних (дріт, стержень тощо).

Для цього коефіцієнт пружності α у формулі (14.36a) замінимо на модуль Юнга E (6.20) і, отже, одержимо:

$$v_{\parallel} = \sqrt{E / \rho} \quad (14.37)$$

Для поперечних хвиль:

$$v_{\perp} = \sqrt{G / \rho}, \quad (14.38)$$

де G – модуль поперечної пружності (модуль зсуву – (6.21)).

Швидкість поширення хвилі тим менша, чим інертніше середовище, тобто більше її густина ρ . З іншого боку, вона має більше значення у більш пружному середовищі, ніж у менш пружному.

Модуль зсуву приблизно у $2 \div 4$ рази менше модуля Юнга, відповідно, швидкість поперечних хвиль також менше швидкості поздовжніх хвиль.

Швидкість поширення хвиль на поверхні води залежить від співвідношення між глибиною та довжиною хвилі.

3. У поздовжній і поперечній хвилях частинки середовища не переносяться разом із хвилею, а в середньому залишаються на місці, здійснюючи поздовжні чи поперечні коливання щодо своїх

положень рівноваги.

Уявімо, що точка, від якої йдуть коливання (центр коливання точковий), коливається в пружному середовищі. Коливання поширюються від такого центра в усіх напрямках, охоплюючи все нові частини простору.

Геометричне місце точок, до якого досягає коливання в певний момент часу t , називається фронтом хвилі. Інакше кажучи, фронт хвилі є тією поверхнею, що відокремлює частину простору, уже охоплену хвильовим процесом, від області, у якій коливання ще не виникли. Фронт хвилі увесь час рухається.

У середовищі можна виділити геометричне місце точок, що коливаються в однакових фазах. Поверхня, точки якої коливаються

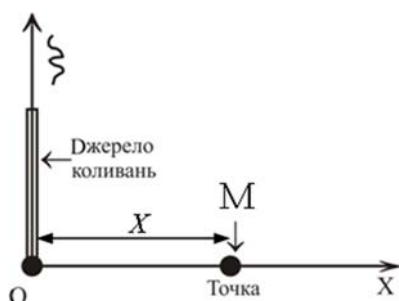


Рис. 14.10

в однаковій фазі, називається хвильовою поверхнею. На відміну від фронту хвилі у певний момент часу існує нескінченно багато хвильових поверхонь, оскільки їх можна проводити через будь-яку точку простору, в якому поширюється хвиля. Залежно від конфігурації джерела коливань і властивостей середовища, в якому поширюється хвиля, хвильові поверхні, а

отже, і фронт хвилі можуть мати певні форми – форми площини, сфери або складніші види.

Якщо середовище однорідне та ізотропне, то коливання від точкового джерела коливань поширюються однаково в усіх напрямках, у цьому випадку і фронт хвилі, і хвильова поверхня є сфери. Виходячи із форми фронту хвилі, розрізняють сферичні, плоскі, еліптичні та інші хвилі.

У розглянутому вище випадку фронт хвилі буде сфера і, відповідно, хвиля називається сферичною.

В ізотропному середовищі промені нормальні до фронту хвилі; при сферичному фронті хвилі промені спрямовані по радіусах.

4. Зміщення ξ будь-якої коливальної частинки середовища залежить від координат і часу, тобто $\xi = \xi(r, t) = \xi(x, y, z, t)$. Це є рівняння хвилі в неявному вигляді. Запишемо рівняння плоскої хвилі, що поширюється уздовж осі x , в явному вигляді (рис. 14.10).

У такому випадку джерело, що збуджує коливання, має плоску форму.

Нехай частинка середовища здійснює гармонічні коливання, зміщення яких дорівнює

$$\xi(0, t) = A \sin \omega t, \quad (14.39)$$

де A – амплітуда коливань, ω – частота. Будемо вважати, що амплітуда коливань в усіх точках однакова, а це можливо, якщо енергія хвилі не поглинається середовищем.

У точку з координатою x коливання запізнюються на час $\tau = x/v$, де v – швидкість, з якою поширюється хвильовий процес у даному середовищі. Тому зміщення частинки з координатою (рис. 14.10) визначатиметься рівнянням

$$\xi(x, t) = A \sin \omega(t - \tau) = A \sin \omega(t - x/v). \quad (14.40)$$

Функція $\xi(x, t)$ має періодичність і в часі, й у просторі. У будь-якій точці середовища зміщення повторюється через час, що дорівнює $T = 2\pi/\omega$.

Рівняння плоскої хвилі (14.40) можна записати інакше:

$$\xi(x, t) = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega x}{v}\right) = A \sin\left(\omega t - \frac{2\pi \partial x}{v}\right) = A \sin\left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda}\right) = A \sin(\omega t - kx). \quad (14.41)$$

Тут врахували, що $v/\partial = \lambda$ (14.35), а також ввели хвильове число k :

$$k = 2\pi/\lambda = 2\pi\partial/\lambda\partial = \omega/v. \quad (14.42)$$

Воно визначає кількість довжин хвиль, що вміщуються на відрізьку довжиною 2π метрів. Формула (14.42) отримана з урахуванням (1.25).

З рівняння (14.41) видно, що коливання в довільній точці M на відстані x від джерела відстають за фазою від коливань у точці O (рис. 14.10) на kx .

Міркуючи аналогічно, як і при виведенні виразу (14.41), можна одержати і рівняння сферичної хвилі

$$\xi(r, t) = \frac{A}{r} \sin(\omega t - kr), \quad (14.43)$$

де r – напрями, у яких поширюється сферична хвиля.

Тут залежність амплітуди $A \sim 1/r$ пов'язана з тим, що енергія, яку має хвиля, розподіляється по поверхнях, які все

збільшуються. Площа їх росте пропорційно $\sim r^2$ від джерела, отже, енергія, що припадає на одиницю площі, зменшується пропорційно r^2 . Оскільки енергія пропорційна A^2 (14.47), то сама амплітуда повинна зменшуватися обернено пропорційно першому степеню відстані.

Подібно до того, як закон гармонічного коливання (14.1) є розв'язанням диференціального рівняння (14.4), так і рівняння хвилі (14.41) і (14.43) є розв'язанням рішенням деякого диференціального рівняння, названого хвильовим рівнянням (14.44).

Оскільки в рівнянні хвилі (14.41) і (14.43) зміщення ξ залежить не тільки від часу t , але і від координати x, y, z точки, то хвильове рівняння (14.44) буде диференціальним рівнянням в частинних похідних. Його вигляд у декартових координатах наступний:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad \text{або} \quad \Delta \xi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (14.44)$$

де $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.

Для плоскої хвилі, що поширюється уздовж осі x , хвильове рівняння має вигляд

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (14.45)$$

Те, що вираз $\xi = A \sin(\omega t - kx)$ є розв'язанням рівняння (14.45), можна переконатися підстановкою, знайшовши похідні $\partial^2 \xi / \partial x^2$ і $\partial^2 \xi / \partial t^2$.

Для поширення хвиль у середовищі вводять дві швидкості: фазову – v і групову – v_{gr} .

Визначимо швидкість поширення фази плоскої синусоїдальної хвилі, що поширюється у напрямку осі x (рис. 14.10), початкова фаза якої дорівнює нулю. Для цього зафіксуємо деяке значення фази у формулі (14.40), поклавши $\omega(t - x/v) = \text{const}$. Якщо продиференціювати це співвідношення за часом після скорочення на ω , отримаємо $dt - dx/v = 0$, звідки

$$v = dx / dt. \quad (14.45a)$$

Отже, швидкість поширення хвилі у рівнянні (14.40) – це швидкість переміщення фази хвилі, що має назву фазової

швидкості.

З урахуванням (14.42) фазова швидкість дорівнює $v = \omega / k$. Якщо фазова швидкість хвиль у середовищі залежить від їх частоти, тоді це явище називають дисперсією хвиль, а середовище, в якому спостерігається дисперсія хвиль, називається диспергуючим середовищем.

Якщо середовище, в якому одночасно поширюється декілька хвиль, лінійне, тобто його властивості не змінюються під дією збурень, що створюють хвилі, тоді до цих хвиль виконується принцип суперпозиції хвиль: результуюче зміщення у будь-якій точці лінійного середовища при одночасному поширенні у ньому декількох хвиль дорівнює геометричній сумі зміщень, що відповідають кожній з цих хвиль поодиноці.

Виходячи з принципу суперпозиції хвиль, будь-яку несинусоїдальну хвилю у лінійному середовищі можна замінити системою синусоїдальних хвиль, тобто у вигляді хвильового пакета, або групи хвиль. За швидкість поширення групи хвиль приймають швидкість переміщення максимуму амплітуди хвилі і розглядають у такому випадку максимум в якості центра хвильового пакета. Тоді виявляється, що швидкість поширення максимуму амплітуди групи хвиль $v_{gp} = dx/dt = d\omega/dk$. Ця швидкість характеризує швидкість перенесення енергії групи хвиль (передачі сигналу).

Знайдемо зв'язок між груповою і фазовою швидкостями хвиль. За умови, що $\omega = vk$, а $k = 2\pi / \lambda$ і $dk = -2\pi d\lambda / \lambda^2$, маємо

$$v_{gp} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(vk)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk} = v - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dv\lambda^2}{2\pi d\lambda} = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}.$$

Таким чином, в залежності від знаку $dv/d\lambda$ групова швидкість v_{gp} може бути як меншою, так і більшою за фазову швидкість v . За відсутності дисперсії $dv/d\lambda = 0$ групова швидкість збігається з фазовою, тобто $v_{gp} = v$.

5. Для збудження пружної хвилі необхідне джерело коливань, що передає свою енергію середовищу (рис. 14.10). Ця енергія і переноситься пружною хвилею. Вона складається із кінетичної енергії коливального руху частинок середовища (W_k) і потенціальної енергії пружно деформованого середовища (W_n). Як приклад знайдемо енергію, що переноситься плоскою хвилею. При

поширенні хвилі відбувається передавання енергії від однієї частинки до іншої у напрямі її поширення. Хвиля переносить енергію без перенесення речовини.

Виділимо в середовищі, у якому поширюється плоска хвиля, об'єм dV , настільки малий, щоб швидкість і деформацію у всіх його точках можна було вважати сталими. Енергія в такому об'ємі

$$dW = dW_K + dW_\Pi = \frac{dmv^2}{2} + \frac{E\varepsilon^2}{2}dV, \quad (14.46)$$

де dm – маса середовища в об'ємі dV , яка дорівнює ρdV , ρ – густина середовища, E – модуль Юнга, $E = v^2 \rho$ (14.37), v – фазова швидкість хвилі, ε – відносна деформація.

Оскільки $v = d\xi / dt$, а $\varepsilon = d\xi / dx$, то, продиференціювавши рівняння (14.41), одержимо: $v = A\omega \cos(\omega t - kx)$ і $\varepsilon = -Ak \cos(\omega t - kx)$; тоді вираз (14.46) набуде вигляду

$$dW = \frac{\rho dV}{2} A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t - kx) + \frac{\rho dV}{2} A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t - kx) = \rho dV A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t - kx). \quad (14.47)$$

Тут врахували, що $k^2 E = \omega^2 \rho$ (14.42) і (14.37).

Формула (14.47) показує, що в одній і тій же точці середовища енергія, що переноситься хвилею, змінюється з часом за законом квадрата косинуса. Оскільки квадрат косинуса за період має середнє значення $1/2$, то середнє значення енергії

$$dW_{\text{сеп}} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 dV.$$

Відзначимо, що середня енергія не залежить від фази, а залежить від квадратів амплітуди і частоти. Поділимо енергію $dW_{\text{сеп}}$ на об'єм dV , у якому вона знаходиться, одержимо середнє значення об'ємної густини енергії (далі – середня густина енергії).

$$W = \frac{dW_{\text{сеп}}}{dV} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2. \quad (14.48)$$

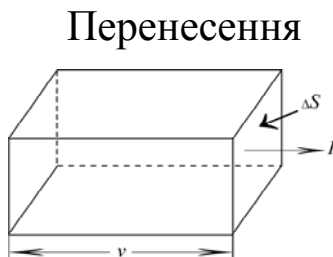


Рис. 14.11

Перенесення енергії хвилею прийнято характеризувати потоком і густиною потоку енергії. Кількість енергії, що переноситься хвилею крізь деяку поверхню, перпендикулярну до напрямку поширення хвилі за одиницю часу, називається потоком енергії $\Phi = W / t$. Потік енергії – скалярна величина, що виражається

у ватах (3.19).

Побудуємо паралелепіпед з перерізом ΔS , орієнтованим перпендикулярно до напрямку поширення хвилі (рис. 14.11). Нехай довжина ребра дорівнює швидкості v . Тоді за одиницю часу крізь поверхню площею ΔS пройде вся енергія хвильового руху, яка утримується в розглянутому об'ємі, тобто потік енергії крізь поверхню ΔS дорівнює: $\Delta\Phi = Wv\Delta S$.

Якщо потік енергії поділимо на площу поверхні ΔS , що перпендикулярна до напрямку, у якому переноситься енергія, то одержимо густину потоку енергії (або інтенсивність хвилі)

$$J = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S} = Wv. \quad (14.49)$$

Отже, густина потоку енергії дорівнює добутку середньої густини енергії на швидкість поширення хвилі і виражається в Вт/м².

Оскільки швидкість поширення хвилі v є величина векторна, напрям якого збігається з напрямом поширення хвилі, то і густину потоку енергії можна розглядати як вектор

$$\vec{J} = W\vec{v}. \quad (14.50)$$

Вектор густини потоку енергії для пружних хвиль називають вектором Умова.

§ 14.5. Інтерференція хвиль. Стоячі хвилі. Дифракція хвиль. Принцип Гюйгенса. Сейсмічні хвилі. Землетруси. Цунамі. Сейсморозвідка

1. Якщо в середовищі поширюється кілька хвиль від різних джерел, то кожна хвиля поширюється незалежно, тобто так, ніби інші хвилі зовсім відсутні. Це легко перевірити, простеживши, наприклад, за хвилями на поверхні води, що утворюються від двох кинутих каменів. Помітимо, що кожна хвиля проходить крізь другу й далі поводить так, ніби другої хвилі зовсім не було.

Незалежність поширення хвиль є прояв принципу суперпозиції хвиль. Відповідно до нього результуюче зміщення частинок середовища в будь-який момент є геометричною сумою зміщень, які здійснює частинка під дією кожної хвилі окремо. У результаті додавання коливань за певних умов може виникнути явище інтерференції.

Накладання двох чи декількох хвиль, що приводять до стійкого в часі посилення коливань в одних точках простору й

ослаблення в інших, називають інтерференцією. Інтерферувати можуть тільки когерентні хвилі однакового напрямку. Ними називають хвилі однакової частоти (монохроматичні), різниця фаз яких в даній точці постійна (не залежить від часу). Джерела, що

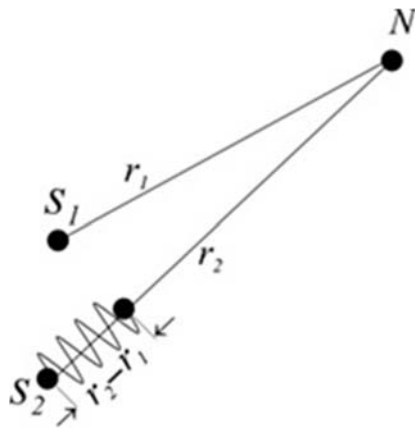


Рис. 14.12

збуджують когерентні хвилі, називають когерентними джерелами. Характерною ознакою інтерференції хвиль є існування зон з максимальними і мінімальними амплітудами результуючих коливань. Ці зони не переміщуються, але чергуються в просторі.

З'ясуємо умови, при яких виникає інтерференція хвиль. Для цього розглянемо найпростіший випадок, коли в однорідному середовищі два когерентні джерела \$S_1\$ і \$S_2\$ (рис. 14.12) збуджують сферичні хвилі (14.43):

$$\xi_1 = \frac{A_1}{r_1} \sin(\omega t - kr_1); \quad \xi_2 = \frac{A_2}{r_2} \sin(\omega t - kr_2).$$

Різниця фаз обох хвиль у якій-небудь точці \$N\$, якщо врахувати \$k = 2\pi / \lambda\$, дорівнює

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1), \quad (14.51)$$

де \$r_1\$ і \$r_2\$ – відстані від джерел хвиль до даної точки (рис. 14.12).

До кожної точки простору обидві хвилі проходять різні відстані, і тому різниця їхніх фаз змінюється від точки до точки.

У точках, для яких різниця фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = 2\pi m, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (14.52)$$

коливання підсилюють одне одного, і результуюча амплітуда досягає максимального значення. Відповідно до формули (14.17) вона дорівнює сумі амплітуд хвиль, що збуджують коливання в цій точці середовища, а енергія результуючого коливання вчетверо перевищує енергію кожного зі складових коливань, тому що енергія хвилі пропорційна квадрату амплітуди (14.48).

Умову посилення коливань можна визначити і через геометричну різницю ходу хвиль. З (14.52) випливає, що

геометрична різниця ходу хвиль

$$r_2 - r_1 = m\lambda. \quad (14.53)$$

Отже, амплітуда коливань максимальна в тих точках середовища, для яких геометрична різниця ходу хвиль дорівнює нулю або цілому числу довжин хвиль, і формула (14.53) є умовою інтерференційного максимуму.

У точках середовища, для яких різниця фаз і геометрична різниця ходу хвиль відповідно мають значення

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = \pi(2m + 1), \quad (14.54)$$

$$r_2 - r_1 = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (14.55)$$

коливання частинок відбуваються в протилежних фазах. Результируюча амплітуда тому мінімальна і дорівнює різниці амплітуд хвиль, що збуджують коливання в цій точці середовища. Якщо при цьому амплітуди хвиль однакові, то обидва коливання взаємно знищуються (14.17). Енергія результируючого коливання в цьому випадку дорівнює нулю.

Таким чином, амплітуда мінімальна в тих точках середовища, для яких геометрична різниця ходу хвиль дорівнює непарному числу півхвиль, і формула (14.55) є умовою інтерференційного мінімуму.

В усіх інших точках середовища в залежності від геометричної різниці ходу хвиль результируюча амплітуда коливань A набуває різних значень, змінюючись від точки до точки:

$$|A_1 - A_2| \leq A \leq |A_1 + A_2|,$$

де A_1 і A_2 – відповідні амплітуди хвиль, що досягли даної точки. При інтерференції хвиль у залежності від геометричної різниці

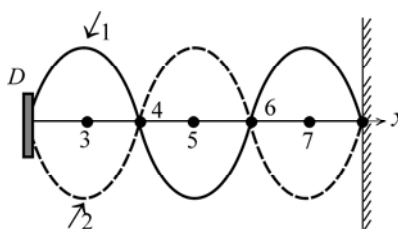


Рис. 14.13

ходу хвиль від точки до точки середовища змінюється як амплітуда коливань частинок середовища, так і енергія їхніх коливань. Вона збільшується в одних місцях за рахунок зменшення її в інших. Явище інтерференції властиве хвилям будь-якої природи.

2. Коли дві плоскі хвилі з рівними амплітудами і періодами поширюються назустріч одна одній, то при накладанні їх утворюються хвилі, які називаються стоячими. Стоячі хвилі – це

результат інтерференції двох зустрічних хвиль (рис. 14.13), де 1 – хвиля, біжуча від джерела, 2 – хвиля, відбита від перешкоди.

Запишемо рівняння двох плоских хвиль (14.41), що поширюються в протилежних напрямках:

$$\xi_1 = A \sin(\omega t - kx); \quad \xi_2 = A \sin(\omega t + kx).$$

Зміщення частинки середовища, яка бере участь одночасно в двох коливаннях, дорівнює алгебраїчній сумі ξ_1 і ξ_2 . Складаючи обидва рівняння і перетворюючи результат за формулою для суми синусів, одержуємо

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = A \sin(\omega t - kx) + A \sin(\omega t + kx) = 2A \cos kx \sin \omega t. \quad (14.56)$$

Це є рівняння стоячої хвилі. У рівнянні (14.56) множник $2A \cos kx$ не залежить від часу, а визначає залежність амплітуди від координати x :

$$|2A \cos kx| = \left| 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \right|. \quad (14.57)$$

У точках, де виконується умова

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = \pm m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (14.58)$$

амплітуда коливань досягає максимального значення $2A$. Точки середовища, що коливаються з максимальною амплітудою (точки 3, 5, 7, на рис. 14.13), називаються пучностями стоячої хвилі. З умови (14.58) випливає, що значення координат пучностей дорівнює:

$$x = \pm m\lambda / 2. \quad (14.59)$$

У точках середовища, для яких виконується умова

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = \pm (2m + 1) \frac{\pi}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (14.60)$$

амплітуда результуючого коливання в будь-який момент часу дорівнює нулю. Такі точки називаються вузлами стоячої хвилі. Частинки середовища, що знаходяться у вузлових точках, коливань не здійснюють (точки 4, 6 на рис. 14.13). Координати вузлів знаходять з умови (14.60)

$$x = \pm (2m + 1) \lambda / 4. \quad (14.61)$$

З формул (14.59) і (14.61) випливає, що відстань між сусідніми вузлами, так само як і відстань між сусідніми пучностями, дорівнює $\lambda / 2$. Пучності і вузли зміщені одні щодо інших на чверть довжини хвилі.

На відміну від біжучої хвилі, стояча хвиля не переносить

енергію, внаслідок того, що хвилі біжуча і відбита мають однакові амплітуди і переносять однакову енергію в протилежних напрямках, тобто середній за часом потік енергії у будь-якому перерізі хвилі дорівнює нулю.

Кожне середовище чинить опір проникненню в нього хвиль. Здатність середовища чинити опір проникненню в нього хвиль характеризують хвильовим опором. Коли хвиля відбивається від середовища, більш щільного, ніж те середовище, де поширюється хвиля, тоді на межі поділу середовища виникає вузол, а фаза коливань частинок змінюється на протилежну. Це називається втратою півхвилі на межі поділу середовища. Коли хвиля відбивається від середовища менш щільного, то на межі поділу утворюється пучність і втрати півхвилі не спостерігається.

3. Загальний принцип, який описує хвильові явища, уперше сформулював Гюйгенс.

За принципом Гюйгенса кожную точку середовища, до якої в даний момент дійшов хвильовий фронт, можна розглядати як джерело вторинних елементарних хвиль.

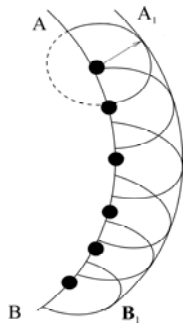


Рис. 14.14

Принцип Гюйгенса дозволяє визначити розташування фронту хвилі в наступні моменти часу, якщо відоме розташування фронту в деякий початковий момент, а так само напрям і швидкість поширення хвиль. Нехай у момент t фронт хвилі займав положення AB (рис. 14.14). Прийнемо кожную точку фронту за джерело вторинних хвиль. Якщо середовище однорідне та ізотропне, то вторинні хвилі будуть сферичними.

Побудуємо з кожної точки фронту хвильові поверхні вторинних хвиль, що мають радіус $r = v \Delta t$. Огинаючи A_1B_1 цих елементарних хвиль і буде новим фронтом хвилі в момент $t + \Delta t$. При цьому зворотні вторинні хвилі (рис. 14.14, пунктир) не враховуються.

Використовуючи принцип Гюйгенса, неважко показати, що фронт плоскої хвилі при поширенні в однорідному ізотропному середовищі залишається плоским.

Принцип Гюйгенса однаково придатний для опису поширення будь-яких хвиль: звукових, світлових і т.д. Так, за принципом Гюйгенса будь-яку точку фронту сейсмічної хвилі можна

розглядати як самостійне (вторинне) джерело коливань і відповідно побудувати розподіл фронтів хвилі в середовищі у будь-який момент часу, якщо відомі швидкості поширення хвиль у ньому.

Принцип Гюйгенса дозволяє пояснити явища, що спостерігаються при проходженні хвиль повз різні перешкоди.

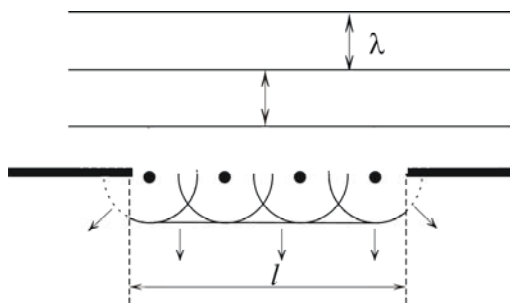


Рис. 14.15

Явище огинання хвилями перешкоди, що зустрічаються на їхньому шляху поширення, називається дифракцією.

Нехай на перешкоду з щілиною падає плоска хвиля (рис. 14.15). Згідно з принципом Гюйгенса, кожна точка щілини (хвильовий фронт) є джерелом вторинних хвиль, які в однорідному й ізотропному середовищі будуть сферичними (рис. 14.15). Побудувавши огинаючу вторинних хвиль, ми побачимо, що за щілиною хвиля огинає краї перешкоди і проникає в область геометричної тіні (на рис. 14.15 границі цієї області показані пунктиром).

Дифракція – одне з найважливіших явищ, властиве усякому хвильовому процесу. Найбільш виразне явище дифракції спостерігається при малих у порівнянні з довжиною хвилі розмірах перешкоди ($\lambda > l$), де l – розмір перешкоди. Тільки перешкода великого розміру порівняно з довжиною хвилі дає за собою тінь, хвилі за неї не проникають.

4. Прикладом пружних хвиль є землетруси. Це раптовий та швидкий струс земної кори. Вони виникають внаслідок тектонічного життя Землі через розрядження внутрішніх напруг і вивільнення пружної енергії (6.23), при вулканічній діяльності, а також при могутніх наземних і підземних обвалах.

Деформація стиску і розширення викликають коливальний рух частинок Землі у вигляді сейсмічної хвилі, яка поширюється по всіх напрямках на значні площі. Швидкість хвиль велика (3 – 14) м/с, вони поширюються і охоплюють неактивні в сейсмічному відношенні регіони. У міру поширення сейсмічні хвилі втрачають свою швидкість у залежності від геологічної породи районів, а їхня енергія зменшується. При виході сейсмічних хвиль із земної кори в атмосферу вони збуджують в повітрі акустичні хвилі, які

викликають зміну тиску, густини тощо. Спровокувати землетрус може накачування води в підземні порожнини в гірських породах (вода зменшує тертя між блоками).

Із землетрусами пов'язано багато геофізичних явищ як на поверхні Землі, так і в її надрах. Вони називаються сейсмічними явищами – це підняття і опускання окремих ділянок на суходолі, утворювання островів на морі, виникнення провалин, селевих потоків, газових викидів, відродження діяльності вулканів тощо.

Землетруси, що пов'язані з наземними й підземними обвалами, класифікують як обвальо-карстові. Вони виникають у районах інтенсивного вивітрювання гірських порід і утворення карсту. Покрівля підземних порожнеч і карстових печер витримує навантаження вище розташованих порід до певної міри, що дорівнює опору порід покрівлі на розрив. Перевищення зазначеної межі призводить до обвалення покрівлі, до підземного обвалу, що на земній поверхні віддається сейсмічним поштовхом. Звичайно енергія таких землетрусів порівняно невелика, і сейсмічні хвилі згасають на менших відстанях від епіцентру, ніж при тектонічних і вулканічних землетрусах.

Природа тектонічних землетрусів пояснюється як результат блокових і глибових рухів у земній корі і верхній мантії.

Таке представлення є близьким до сучасної теорії тектоніки плит. Літосфера поділена на тверді плити, відділені одна від іншої тектонічними розривами, які не спаяні в одне ціле і на межах між ними можуть відбуватися три явища: вони можуть розсовуватися, зрушуватися (відбувається підсув із зануренням однієї плити під іншу) або одна може сковзати відносно іншої. Межі плит є зонами максимальної сейсмічної та вулканічної активності. У ході повільного перебігу зазначених трьох явищ (розсування, підсув плит або їхнє взаємне ковзання) у земній корі відбуваються пластичні деформації. У випадках більш швидких рухів плит та більшого градієнта напруг, що виникають у земній корі та не встигають розійтися, у породах накопичується пружна енергія, як у стиснутій пружині. Накопичення напруг пов'язане із силами тертя, що стримують розсування, підсув або зсув плит. Зрештою напруга може досягти такого значення, що слабкі породи вже не зможуть її витримати, і раптово відбудеться порушення суцільності – розрив, зсув або зріз цих порід з вивільненням пружної енергії, яка накопичилася, що супроводжується виникненням сейсмічних

хвиль.

Розриви (зсуви, зрізи) гірських порід на земній поверхні позначаються підземними поштовхами різної сили. У верхній мантиї аналогічні, тектонічні явища також можуть викликати землетруси. Але в міру заглиблення від поверхні дедалі більшу роль у виникненні землетрусів починають відігравати раптові зміни обсягу речовини за рахунок її фазових перетворень, пов'язаних з підвищенням температури. Усе це означає, що тектонічний землетрус, як певною мірою і вулканічний, відбувається не в результаті одноразового акту, що виникає в земних надрах, а є наслідком тривалого і безупинного процесу руху речовини надр. Сьогодні відомо, що питомий опір (9.13) гірських порід змінюється перед землетрусом.

Визначення енергії землетрусу – дуже складне завдання, а тому сейсмологи застосовують умовну енергетичну характеристику землетрусів, що називається магнітудою M_{zt} , або потужністю землетрусу. Вважається, що величина M_{zt} пропорційна логарифмові енергії коливань і дозволяє порівнювати джерела коливань за їхньою енергією:

$$M_{zt} = \lg(A/T) - \lg(A/T)_0, \quad (14.62)$$

де $(A/T)_0$ – відношення амплітуди і періоду коливань для еталонного (нульового) землетрусу; (A/T) – відповідно для досліджуваного землетрусу.

У якості еталонного використовують землетрус з амплітудою $1 \cdot 10^{-6}$ м, що надійно реєструється на відстані 100 км від епіцентру сейсмографами. При цьому значення $(A/T)_0$ будуть для тієї ж епіцентральної відстані A (відстань від сейсмічної станції до епіцентру), для якої отримано співвідношення A/T , і для того самого типу сейсмічної хвилі. Магнітуда землетрусу – це по суті міра зсуву ґрунту.

Через те, що для твердих тіл модуль Юнга E більше модуля зсуву G , то швидкість поздовжніх хвиль більше швидкості поперечних. Це використовують для визначення відстані від центра землетрусу до сейсмічної станції. Спочатку станція реєструє поздовжню хвилю, оскільки її швидкість у земній корі більша від поперечної. Через деякий час реєструється поперечна хвиля, яка збуджується одночасно з поздовжньою. Знаючи час запізнення поперечної хвилі та її швидкість у земній корі, можна визначити

відстань до центра землетрусу.

5. Землетруси виникають не лише на суходолі, але і під водою (моретрус). При цьому на поверхні моря (океану) збуджуються біжучі хвилі, їх називають цунамі (великі хвилі). В енергію цунамі перетворюється 10% енергії землетрусу. Швидкість поширення цунамі (100 – 300) м/с, тобто їх швидкість порівнювана зі швидкістю звуку у повітрі. В океані цунамі практично непомітне тому, що довжина хвилі велика (до 100 км), а висота в епіцентрі до 10 м. Висота цунамі значно збільшується біля берегів.

Вулканізм – це результат геологічних процесів у Землі. Він супроводжується викидами магми на поверхню Землі. Магма – це розплавлена речовина, складна за хімічним станом та складом. Вона утворюється в мантії або в межах земної кори при певних температурах і тисках. При виверженні вулкану виділяється термальна енергія. Тепло діючих вулканів у гірських районах викликає танення вічних снігів та льодовиків, що сприяє утворенню селей. Виверження вулканів спричиняє загибель рослинності і всього живого, забруднює атмосферу (попіл, гази), що зменшує її прозорість для сонячного світла й веде до похолодання.

Процеси вулканізму не тільки створюють земну кору (магматичні гірські породи), але і визначають її склад і формують рельєф. Крім цього, потоки лави гатять річки, що створює своєрідні водосховища. У кратерах згаслих вулканів утворюються озера.

Діючі вулкани – це природні свердловини, що дозволяють прямо й безпосередньо вивчати земні надра. З вулканізмом тісно пов'язані різні види корисних копалин.

6. Сейсмічна розвідка враховує залежність швидкості пружних хвиль від типу хвилі та властивостей середовища (різна густина і пружність), через яку вони поширюються (14.37) і (14.38). Якби Земля була однакової густини, то пружні хвилі розповсюджувались би з постійною швидкістю. Дані реєстрації сейсмічних хвиль показують, що на деяких ділянках спостерігаються стрибки у зміні швидкості. Так, у граніті швидкість поздовжньої хвилі $v_{\parallel}=5,4 \cdot 10^3$ м/с, поперечної $v_{\perp}=3,3 \cdot 10^3$ м/с. Наприклад, для базальту $v_{\parallel}=6,3 \cdot 10^3$ м/с і $v_{\perp}=3,7 \cdot 10^3$ м/с.

На цій різниці швидкостей засновані сейсмічні методи розвідки корисних копалин. У свердловині, що створюється в Землі, підривають заряд вибухівки і час початку вибуху реєструє

датчик. Хвилі, що поширюються і відбиваються від різних гірських порід, реєструються сейсмографами, коливання від яких передаються до сейсмічної станції. Тут вони підсилюються і разом з міткою часу записуються на стрічку. Аналіз сейсмограм дозволяє робити висновки про розподіл гірських порід. Сейсмічні методи застосовуються при розвідці руд, нафти, газу тощо.

§ 14.6. Звукові хвилі. Швидкість поширення звукових хвиль у різних середовищах. Шуми. Ультразвук. Інфразвук. Модуляція хвиль. Ефект Доплера

1. Хвилі, що поширюються в будь-якому пружному середовищі і мають частоти в межах від 16 до $2 \cdot 10^4$ Гц, називаються звуковими хвилями, що сприймає людське вухо. Розділ фізики, в якому вивчаються такі хвилі (збудження, поширення, сприймання та взаємодія їх з речовиною), називається акустикою.

Пружні хвилі з частотами більше $2 \cdot 10^4$ Гц називаються ультразвуками, а хвилі з частотами, меншими 16 Гц, називаються інфразвуками. Інфра- і ультразвуки людина не сприймає. Звук, частота якого понад 10^9 Гц, називають гіперзвуком. Основними характеристиками звуку є інтенсивність (сила звуку), тембр і висота тону. При поширенні звукових хвиль відбувається перенесення енергії. Перенесення енергії хвилями характеризують густиною потоку енергії, і це в акустиці називають інтенсивністю або силою звуку.

Отже, інтенсивність звуку оцінюється тією енергією W , яку звукова хвиля переносить за одиницю часу t крізь одиницю поверхні S , перпендикулярну напрямку поширення звуку: $J = W/St$. Одиниця інтенсивності звуку Вт/м^2 .

Інтенсивність звуку ми оцінюємо суб'єктивно як гучність звуку. Це поняття вводиться для того, щоб урахувати різну чутливість людського вуха до звукових хвиль різної частоти. Для того щоб людина реагувала на звук, необхідно, щоб його інтенсивність була не меншою від деякої мінімальної величини, яка називається порогом чутності. Для різних частот поріг чутності неоднаковий. Поріг чутності для частоти 10^3 Гц відповідає інтенсивності звуку $J_0 = 10^{-12} \text{ Вт/м}^2$. При досить значному збільшенні інтенсивності звуку для цих самих частот людське вухо перестає сприймати пружні коливання як звук. Такі коливання спричиняють

у ньому відчуття болю. Найбільша інтенсивність звуку, при якій людське вухо сприймає коливання як звук, називається порогом больового відчуття. При зростанні інтенсивності звуку вище 10^2 Вт/м^2 звукові відчуття переходять в больові.

Суб'єктивними характеристиками звуку є висота звуку, що визначається частотою, і тембр. Звук, що відповідає строго визначеній частоті коливань, називається тоном. Чим більша частота звуку, тим більш високим є тон. Отже, фізичній характеристиці звуку – частоті – відповідає фізіологічна характеристика – висота тону.

Тембр – це відтінок складного звуку, яким відрізняються один від одного звуки однакової сили і висоти. Тембр звуку визначається його спектральним складом. Об'єктивно тембр визначається набором частот простих коливань, які входять до складу звуку. Ми відрізняємо звуки гітари від звуків рояля, хоча вони можуть бути одного тону.

Тембр різних джерел звуку неоднаковий. Це пояснюють утворенням додаткових стоячих хвиль у самому джерелі звуку, що дають додаткові тони. Додаткові тони джерела звуку, більш високі, ніж основний тон, називаються зовнішніми гармонічними тонами, чи обертонами. Кожне джерело звуку має визначене число обертонів. Вони і додають звуку свій характерний відтінок – тембр.

Джерелом звуку є тіло будь-якої природи, що знаходиться в коливальному русі звичайно в результаті яких-небудь механічних впливів. При коливаннях тіло утворює у навколишньому середовищі, наприклад у повітрі, пружну поздовжню хвилю, що, досягаючи вуха, викликає слухове відчуття.

2. Звук поширюється в будь-яких середовищах, крім вакууму. Звукові хвилі в газах і рідинах можуть бути тільки поздовжніми, тоді як у твердих тілах – і поздовжніми, і поперечними. Їх швидкості поширення знаходять відповідно за формулами (14.37) і (14.38).

Знайдемо швидкість поширення звуку в газовому середовищі. Використовуючи формулу (14.37) для швидкості поздовжніх хвиль, можна записати, що швидкість звукових хвиль у газовому середовищі дорівнює

$$v = \sqrt{E / \rho} = \sqrt{1 / \alpha \rho}, \quad (14.63)$$

де $\alpha = 1/E$ – коефіцієнт пружності, ρ – густина газу. Коефіцієнт пружності газів пов'язаний з тиском P виразом

$$\alpha = 1/\gamma P, \quad (14.64)$$

де $\gamma = C_p/C_v$ – відношення теплоємностей газу при сталих тиску та об'ємі.

Із рівняння стану газу (5.3) одержимо, що густина газу

$$\rho = P\mu/RT. \quad (14.65)$$

Підставимо вирази (14.64) і (14.65) у формулу (14.63), тоді швидкість звуку

$$v = \sqrt{\gamma RT/\mu}. \quad (14.66)$$

Отже, швидкість поширення звуку в газах зростає з підвищенням температури ($v \sim \sqrt{T}$), а також залежить від молекулярної маси газу та величини γ і не залежить від тиску.

При поширенні звуку в атмосфері необхідно враховувати наступні фактори: вологість повітря, швидкість і напрям вітру, в'язкість та відсотковий склад повітря. У повітрі швидкість звуку при 0°C складає $v \approx 333\text{ м/с}$.

Швидкість поширення звуку в рідині розраховується за формулою

$$v = \sqrt{K/\rho} = \sqrt{1/\beta\rho}, \quad (14.67)$$

де $K = 1/\beta$ – модуль об'ємної пружності; β – коефіцієнт стисливості (6.1), ρ – густина рідини.

У рідких і твердих середовищах швидкість звуку значно вище, у воді, наприклад, близько 1500 м/с .

Поширюючись в якому-небудь середовищі, звукова хвиля втрачає енергію на взаємне тертя частинок речовини при їхніх коливаннях і поглинається речовиною. Ступінь поглинання звуку залежить від його частоти (чим вище частота, тим звук поглинається сильніше), а так само від фізичних властивостей середовища (пружності, густини, в'язкості тощо).

Поглинання звуків у воді значно менше, ніж у повітрі. Тому звук у воді поширюється на більшу відстань, ніж у повітрі.

Сталь, бетон поглинають звук слабо, їх називають звукопровідними матеріалами. Гази й особливо повітряутримуючі пористі матеріали – повсть, вата, пінопласт – є гарними звукоізолюючими матеріалами.

3. Зміни інтенсивності звуку прийнято вимірювати в

одиницях, названих децибелами (дБ). Число децибелів дорівнює логарифму відношень інтенсивностей, помноженому на 10, тобто

$$L = 10 \lg \frac{J}{J_0} \text{ децибелів.} \quad (14.68)$$

Величина L характеризує гучність звуку, інтенсивність якого дорівнює J . Умовно за нульовий рівень J_0 приймається рівень, для якого $J_0 = 10^{-12} \text{ Вт/м}^2$, тобто приблизно рівний інтенсивності на порозі чутності при частоті 10^3 Гц .

Шуми – це звуки, відповідні неперіодичним коливанням, спектр яких суцільний, тобто у шумі є коливання різних частот і гучності. Нормально припустимим рівнем шуму вважається $40 \div 60 \text{ дБ}$.

Підприємницька діяльність людини завжди веде до появи фізичних, хімічних та інших типів забруднень навколишнього середовища. До фізичних забруднень відносяться і шуми, вібрації, інфразвуки, ультразвуки.

Шкідливість шуму пов'язана з його гучністю і спектральним складом. У залежності від межі частот коливань, на які припадає максимальна інтенсивність, шуми поділяються на низькочастотні, середньочастотні і високочастотні. Останні мають найбільшу шкідливість. Тривала дія шуму викликає нервові захворювання, втрату слуху, зниження працездатності. Людина і природа усе більше страждають від його пагубної дії. Джерелами шуму можуть бути вибухи, різні машини і механізми, застосовувані на транспорті, у промисловості, будівництві і побуті. Боротьба із шумом ведеться шляхом усунення самих джерел шуму, ослаблення шуму за допомогою використання звукопоглинаючих матеріалів, глушників, звукоізоляційних екранів та ін.

Акустичні властивості приміщення характеризує реверберація звуку. Це процес поступового згасання звуку в закритому приміщенні після вимкнення його джерела і визначається часом реверберації – проміжок часу, протягом якого інтенсивність звуку в приміщенні ослаблюється в 10^6 раз, а його рівень на 60 дБ . Вважається, що приміщення має гарну акустику, якщо час реверберації $0,5 - 1,5 \text{ с}$.

4. Ультразвук знаходить широке застосування в техніці, медицині і т. д. Наприклад, порівняно мале згасання його у воді дозволяє використовувати для виявлення предметів і визначення відстаней від джерела звуку до предмета (гідролокація), витрати

рідин у трубопроводах, для визначення в'язкості рідин (акустичні віскозиметри), діагностики внутрішніх органів тощо.

Ультразвукові локатори мають деякі тварини, наприклад дельфіни і кажани. У повній темряві вони прекрасно орієнтуються в навколишньому середовищі, посилаючи ультразвукові імпульси й уловлюючи їхнє відображення від предметів.

Досліди показують, що інфразвуки незначно поглинаються різними середовищами. Потужні інфразвукові хвилі, що виникають при штормі, практично без згасання поширюються у морі на відстані у сотні й тисячі кілометрів і сигналізують про його наближення. У морських тварин і риб є чутливість до інфразвуків, завдяки чому вони відчують наближення шторму.

У земній корі спостерігаються коливання і вібрації інфразвукових частот внаслідок землетрусів, обвалів, вулканічних вивержень тощо.

5. Звукові хвилі використовують для передачі інформації. Для цієї мети проста хвиля з єдиною частотою і постійною амплітудою (рис. 14.16,а) не підходить.

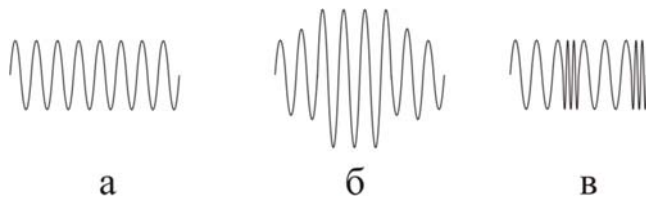


Рис. 14.16

Інформацію можна передати, використовуючи різні методи зміни форми хвилі (модуляцію). Радіомовлення використовує хвилі високих частот

(несучі хвилі), модульовані по амплітуді голосом або музичним сигналом, які необхідно передати (рис. 14.16,б). Цей спосіб називається амплітудною модуляцією.

Спосіб, при якому амплітуда залишається постійною, а модулюється частота, називається частотною модуляцією (рис. 14.16,в). Звукова хвиля так само може бути модульована і по частоті, і по амплітуді. Найпростіша модуляція виникає при додаванні двох коливань із близькими частотами (рис. 14.6).

Модульована хвиля має спектр у деякому діапазоні частот $\omega \pm \Delta\omega$, де ω – частота несучої хвилі, а $\Delta\omega$ – діапазон частот корисного сигналу, що її модулює. Щоб різні станції не заважали одна одній, повинні виконуватися наступні умови:

$$\omega_i - \omega_{i-1} > \Delta\omega_i, \text{ а } \Delta\omega_i \ll \omega_i.$$

Ці умови використовуються у радіозв'язку і телебаченні. Для радіозв'язку потрібна смуга частот, що сприймає людське вухо ($\sim 10^3$ Гц).

6. Зміну частоти звуку, що сприймається при відносному русі джерела звуку і спостерігача, називають ефектом Доплера. Нехай джерело (1) рухається з постійною швидкістю v_1 в напрямку до спостерігача (2) і випромінює сферичні хвилі (рис. 14.17) з частотою ∂_1 .

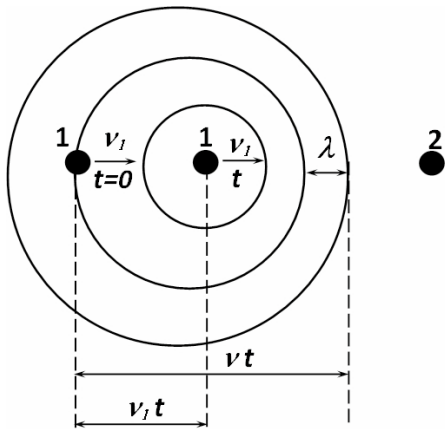


Рис. 14.17

Швидкість поширення звуку в середовищі позначимо через v . При русі джерела звукові хвилі «згущуються», і спостерігач сприйматиме звук більш високої частоти по відношенню до нерухомого джерела.

Якби спостерігач (2) знаходився ліворуч від джерела звуку, то він би сприймав звук більш низької частоти.

Дійсно, за час t джерело (1) повинно послати $\partial_1 t$ хвиль, які поширюються на відстань vt . Коли джерело звуку випромінює останню з $\partial_1 t$ хвиль, воно переміститься на відстань $v_1 t$ в тому ж напрямі. Отже, $\partial_1 t$ хвиль розміщуються на відстані $vt - v_1 t$ (рис. 14.17), тому довжина λ_c , яку реєструє спостерігач, дорівнюватиме

$$\lambda_c = \text{відстань} / \text{число хвиль} = \frac{vt - v_1 t}{\partial_1 t} = \frac{v - v_1}{\partial_1}.$$

Частота ∂_c для спостерігача $\partial_c = v / \lambda_c = v \partial_1 / (v - v_1)$.

Поділимо чисельник і знаменник на швидкість v , тоді одержуємо

$$\partial_c = \partial_1 / (1 - \frac{v_1}{v}). \quad (14.69)$$

З формули (14.69) випливає: якщо джерело звуку рухається до спостерігача, то він сприймає звук, частота якого більше в порівнянні з тією, яку б він сприймав, якби джерело звуку було нерухоме.

Аналогічно, при віддаленні джерела звуку від спостерігача частота звуку, сприймана спостерігачем, зменшується, тому що у

виразі (14.69) знак швидкості v_l зміниться на «плюс».

Таким чином, при наближенні джерела звуку до спостерігача частота сприйманого ним звуку зростає, а при віддаленні – зменшується.

Припустимо тепер, що джерело звуку нерухоме, а приймач звуку рухається до джерела уздовж з'єднуючої їх прямої зі швидкістю v_l . Тоді швидкість звуку щодо приймача $v_1 + v$, а частота $\partial_c = v_1 + v / \lambda$. Зважаючи, що $\partial = v / \lambda$, то

$$\partial_c = \frac{(v_1 + v)\partial}{v} = \partial \left(1 + \frac{v_1}{v}\right). \quad (14.70)$$

При віддаленні приймача звуку від джерела отримаємо

$$\partial_c = \partial \left(1 - \frac{v_1}{v}\right). \quad (14.71)$$

Якщо джерело звуку або приймач рухаються не уздовж прямої, що їх з'єднує, то ефект Доплера визначається проекцією швидкості на її напрям.

Ефект Доплера спостерігається і для електромагнітних хвиль. Однак електромагнітні хвилі поширюються не тільки в середовищі, але й у вакуумі. Зміна частоти в ефекті Доплера для електромагнітних хвиль залежить тільки від швидкості руху джерела чи приймача відносно один одного.

Контрольні запитання і завдання

1. Дайте визначення гармонічних коливань, його рівняння, характеристики.
2. Отримайте повну механічну енергію гармонічного коливання.
3. Виведіть вираз для періоду коливань математичного маятника. Як використовують цей вираз в геології?
4. В чому полягає метод векторних діаграм? Сформулюйте умови виникнення коливань з пульсуючою амплітудою.
5. Які коливання називають вільними, згасаючими, вимушеними? Їх рівняння і характеристики.
6. Які умови виникнення резонансу? Приклади резонансу в природі.
7. Чим різняться поперечні та поздовжні хвилі? Виведіть рівняння плоскої хвилі.
8. Який зв'язок між довжиною хвилі і частотою? Дайте визначення довжини хвилі.
9. Як залежить швидкість поширення хвилі від властивостей

середовища?

10. Яку енергію переносить хвиля? Що таке потік і густина потоку енергії хвилі?

11. Сформулюйте умови інтерференційного максимуму і мінімуму. За яких умов дифракція хвиль виявляється особливо виразно?

12. Яку форму має фронт хвилі, якщо джерело коливань точкове і середовище однорідне?

13. Як виникає стояча хвиля? Її рівняння.

14. Чому виникають землетруси? Як вони поширюються? Дайте визначення магнітуди. Що таке цунамі?

15. Сформулюйте принципи сейсмічних методів розвідки корисних копалин.

16. Який діапазон частот звукових хвиль? Сила, тембр і висота звуку.

17. Чи може звукова хвиля поширюватися у вакуумі? Доведіть.

18. Виведіть формулу для поширення звуку в газовому середовищі. Прокоментуйте її.

19. В яких одиницях вимірюють зміну інтенсивності звуку?

20. Як використовують ультразвук? Що таке модуляція хвилі?

Розділ 15. Електромагнітні коливання і електромагнітні хвилі

§ 15.1. Коливальний контур. Власні електромагнітні коливання. Формула Томсона

1. Коливальний контур – коло, що складається з послідовно з'єднаних конденсатора C , котушки індуктивності L і резистора опором R (рис. 15.1).

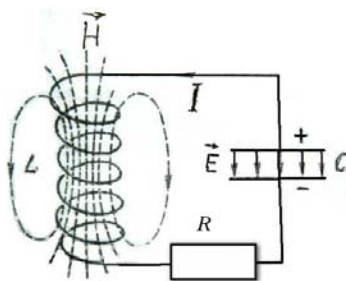


Рис. 15.1

Такі коливальні системи є невід'ємною частиною будь-якого радіотехнічного пристрою. Вони використовуються для випромінювання електромагнітних хвиль у просторі (радіопередавач) і дозволяють виділяти необхідну для прийому ділянку спектра (радіоприймач). Якщо обкладки зарядженого конденсатора з'єднати з котушкою, то конденсатор буде розряджатися й у контурі з'явиться змінний струм I (рис. 15.1).

Енергія електричного поля конденсатора $q^2/2C$ (8.43) буде перетворюватися в енергію $LI^2/2$ магнітного поля котушки (12.15). Коли конденсатор розрядиться, струм у контурі і пов'язана з ним енергія магнітного поля досягнуть максимуму. Далі струм буде якийсь час підтримуватися за рахунок ЕРС самоіндукції, поки конденсатор не перезарядиться. Тепер енергія магнітного поля котушки перетвориться в енергію електричного поля перезарядженого конденсатора. Потім конденсатор знову почне розряджатися, і явища повторюються у зворотній послідовності. У коливальному контурі (рис. 15.1) виникнуть періодичні електромагнітні коливання, що супроводжуються перетворенням електричної енергії в магнітну і навпаки, тобто:

$$\frac{q^2}{2C} \leftrightarrow \frac{LI^2}{2}.$$

2. Нехай опір R контуру (рис. 15.1) настільки малий, що втратами енергії в контурі можна нехтувати, тоді закон збереження енергії електричних і магнітних полів має вигляд:

$$\frac{LI^2}{2} + \frac{q^2}{2C} = \text{const}. \quad (15.1)$$

Такий контур називають ідеальним. У реальному контурі ($R \neq 0$) є втрати енергії (джоулеве тепло, випромінювання).

Коливання, що відбуваються в ідеальному контурі, у якому виконується умова (15.1), називаються вільними, або власними електромагнітними коливаннями.

Для складання рівняння електромагнітних коливань, наприклад заряду q на обкладках конденсатора, продиференціюємо вираз (15.1) за часом:

$$\frac{LI dI}{dt} + \frac{q dq}{C dt} = 0.$$

Якщо розділити на LI і враховуючи, що $I = dq/dt$ і $dI/dt = d^2q/dt^2$, одержимо:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC}q = 0. \quad (15.2)$$

Це диференціальне рівняння не відрізняється від рівняння коливань гармонічного осцилятора (14.4), де $1/LC = \omega_0^2$, тобто

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0. \quad (15.3)$$

Отже, заряд q , струм I , напруженості E і H будуть також гармонічно (14.1) змінюватися в часі з частотою

$$\omega_0 = \sqrt{1/LC} \quad (15.4)$$

і періодом
$$T = 2\pi / \omega_0 = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (15.5)$$

Вираз (15.5) називають формулою Томсона. Видно, що зі зменшенням індуктивності L і ємності конденсатора C зменшується період коливань і, отже, збільшується їхня частота.

У реальному коливальному контурі ($R \neq 0$) формула Томсона набуває вигляду

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}}. \quad (15.6)$$

Коливання в такому контурі згасають. Щоб одержати в контурі незгасаючі коливання, його необхідно живити від джерела змінної ЕРС. Коливання в контурі, що відбуваються під дією зовнішньої ЕРС, називаються вимушеними.

§ 15.2. Електромагнітні хвилі. Випромінювання електромагнітних хвиль. Рівняння плоскої електромагнітної хвилі. Швидкість поширення хвилі. Енергія хвилі, потік енергії. Вектор Пойнтінга

1. Процес поширення в просторі періодично змінного електромагнітного поля називається електромагнітною хвилею (рис. 15.2). Для того щоб поширювалися електромагнітні хвилі, необхідно створити змінне електричне або магнітне поле. Отже, електромагнітна хвиля утворюється внаслідок взаємного зв'язку змінних електричних і магнітних полів: зміна поля $\vec{E}$ збуджує в навколишньому просторі поле $\vec{H}$ і навпаки (рис. 15.2). Електромагнітні хвилі випромінює будь-яке електричне коло змінного струму. До таких кіл відноситься і закритий коливальний контур (рис. 15.1). Проте випромінювання його дуже мале, оскільки електричне поле зосереджене між обкладками конденсатора (8.44), а магнітне зосереджене тільки всередині котушки (10.12).

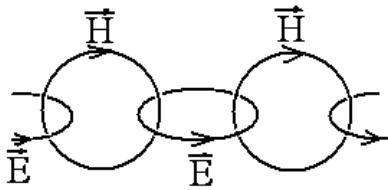


Рис. 15.2

Для одержання випромінювання необхідно розсунути обкладки конденсатора і розтягти витки котушки так, щоб змінні електричне і магнітне поля були розподілені в об'ємі, лінійні розміри якого зрівнюються з довжиною хвилі, що відповідає частоті

коливань контуру. Такий контур називається відкритим коливальним контуром.

Найпростішим прикладом відкритого коливального контуру є прямий провідник (електричний вібратор). Ємність та індуктивність вібратора малі, тому частота коливань досить велика (15.4). Для збільшення інтенсивності випромінювання застосовують антени (відкрита система). Випромінювання змінних струмів з частотою 50 Гц практично непомітне. Потужність випромінювання пропорційна четвертому степеню частоти.

З рівнянь Максвелла (13.3) випливають формули, що описують коливання векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$.

2. Рівняння плоскої монохроматичної електромагнітної хвилі, що поширюється уздовж осі x , мають вигляд:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega(t - x/v) \quad \text{і} \quad \vec{H} = \vec{H}_0 \sin \omega(t - x/v). \quad (15.7)$$

Тут E і H – миттєві, а E_0 і H_0 – амплітудні значення напруженості електричних і магнітних полів, ω – циклічна частота коливань, v – фазова швидкість хвилі (14.45,а). В електромагнітній хвилі відбувається коливання полів, а не речовини, як у пружній хвилі, тому вони поширюються і у вакуумі.

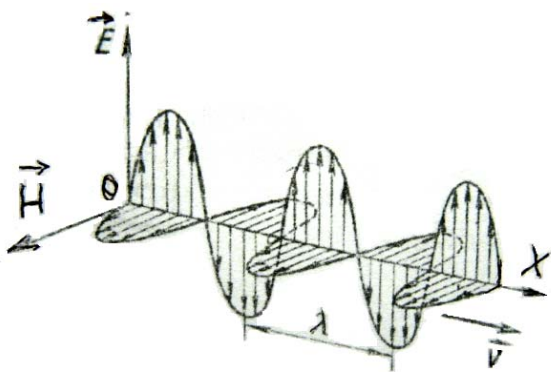


Рис. 15.3

Вектори електромагнітного поля $\vec{E}$ і $\vec{H}$ у плоскій хвилі взаємно перпендикулярні ($\vec{E} \perp \vec{H}$)

. Напрямок поширення електромагнітної хвилі визначається за правилом гвинта: хвиля поширюється в напрямку поступального руху гвинта, якщо гвинт закручувати в напрямку від вектора $\vec{E}$ до

вектора $\vec{H}$ (рис. 15.3). Електромагнітні хвилі мають наступні властивості. На відміну від пружних, для існування електромагнітних хвиль середовище не потрібне.

Електромагнітні хвилі є поперечними, тобто: $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{v}$. Вектори $\vec{E}$ і $\vec{H}$ завжди перпендикулярні напрямку поширення хвилі. У кожній точці простору зміна векторів напруженості електричних $\vec{E}$ і магнітних $\vec{H}$ полів відбувається в одній фазі (рис. 15.3), а їхні модулі зв'язані співвідношенням: $\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$.

Фазова швидкість електромагнітних хвиль у середовищі з діелектричною проникністю ε і магнітною проникністю μ дорівнює:

$$v = c / \sqrt{\varepsilon\mu}. \quad (15.8)$$

У вакуумі ($\varepsilon = 1$ і $\mu = 1$) швидкість поширення електромагнітних хвиль усіх видів (радіохвилі, світла, γ -випромінювання і т.д.) дорівнює $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

3. Електромагнітні хвилі переносять енергію. Ця енергія зосереджена в поширюваних електричному і магнітному полях. Повна густина енергії в тій області простору, де знаходиться електромагнітна хвиля, дорівнює (8.45) і (12.7):

$$W = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2. \quad (15.9)$$

Під інтенсивністю електромагнітної хвилі розуміють середнє значення густини потоку енергії (15.9). Виявляється, що інтенсивність електромагнітної хвилі прямо пропорційна квадрату амплітуди хвилі: $J = E_0^2 \sim H_0^2$.

Енергію, перенесену електромагнітною хвилею за одиницю часу крізь одиницю площини, перпендикулярної до напрямку поширення хвилі, називають потоком енергії електромагнітної хвилі. Густина потоку цієї енергії виражається модулем вектора Пойнтінга:

$$\vec{P} = [\vec{E}\vec{H}]. \quad (15.10)$$

Напрямок вектора $\vec{P}$ збігається з напрямком вектора швидкості хвилі $\vec{v}$, яка перпендикулярна векторам $\vec{E}$ і $\vec{H}$.

Під час відбивання або поглинання електромагнітні хвилі здійснюють тиск на тіла, на які вони падають. Максвелл довів, що тиск на поверхню дорівнює: $P = W(1 + K)\cos^2 \varphi$, де W – середнє

значення об'ємної густини енергії електромагнітної хвилі; K – коефіцієнт відбиття; φ – кут падіння хвилі на поверхню тіла.

Електромагнітні хвилі змінюють свій напрям (заломлюються) на межі діелектрика, інтерферують, дифрагують тощо.

§ 15.3. Шкала електромагнітних хвиль. Прозорість і непрозорість речовини для електромагнітної хвилі. Закон Бугера–Ламберта. Прозорість атмосфери. Поширення радіохвиль. Електромагнітне забруднення

1. Електромагнітні хвилі, передбачені теорією Максвелла, уперше були експериментально відкриті Г. Герцом з довжиною хвилі 10 – 100 м, потім Лебедев одержав мінімальну довжину хвилі 6 мм, а Глаголева-Аркадєва відповідно $\lambda_{\min} = 8,2 \cdot 10^{-5}$ м.

Подальше зменшення довжини хвиль випромінювання пов'язане з використанням коливань атомів у молекулі, переходами електронів в атомі та переходами атомних ядер із збудженого стану (22.12).

Сьогодні встановлена електромагнітна природа різних видів випромінювання. Вони відрізняються одне від одного лише частотою (довжиною) і умовами виникнення.

Спектр електромагнітного випромінювання охоплює радіохвилі, інфрачервоне, видиме світло, ультрафіолетове, рентгенівське і гамма-випромінювання. Ці назви для випромінювань, які лежать у різних областях спектра, склалися історично.

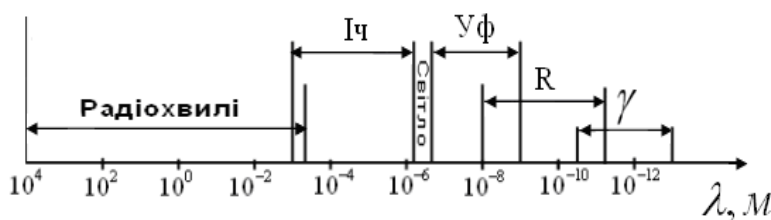


Рис. 15.4

Довжина електромагнітної хвилі λ пов'язана з частотою ∂ коливань і швидкістю поширення v у середовищі формулою

$$\lambda = v / \partial, \quad (15.11)$$

а у вакуумі (також і в повітрі)

$$\lambda = c / \partial. \quad (15.12)$$

Межі за довжиною хвилі (або частотою) між різними видами електромагнітного випромінювання дозволяють побудувати так

звану шкалу електромагнітних хвиль (рис. 15.4). На рис. 15.4 показано, що електромагнітні хвилі простягаються від довжин 10^4 м (радіохвилі) до найкоротших (γ -випромінювання), що мають довжину хвилі менше 10^{-10} м. Сучасна класифікація електромагнітних хвиль досить умовна і допускає перекривання діапазонів. Властивості різних діапазонів електромагнітних хвиль відрізняються за їх дією та за проникною здатністю.

Незважаючи на єдину електромагнітну природу, кожний із діапазонів електромагнітних хвиль відрізняється своєю технікою генерації і реєстрації.

Радіохвилі мають довжину від 10 км до часток міліметра. Генерують їх за допомогою вібраторів різних конструкцій, а реєструються вони за допомогою коливального контуру. У категорію радіохвиль потрапляють радіомовлення, телебачення, мобільний зв'язок.

Інфрачервоні промені (*ІЧ*-промені) мають довжину від 10^{-3} м до $7,60 \cdot 10^{-7}$ м. Інфрачервоні промені, як і видиме світло та ультрафіолетові промені, випромінюють тіла, нагріті до різних температур. *ІЧ*-промені називають тепловим випромінюванням. Значна частина *ІЧ*-променів у випромінюванні батарей водяного опалення (нагрівають приміщення), полум'я вогнищ тощо.

Потужним природним джерелом *ІЧ*-променів є Сонце. Близько 50 % його випромінювання лежить в *ІЧ*-області. Реєструються *ІЧ*-промені за допомогою болометрів, фотоопорів тощо.

Видиме світло – електромагнітне випромінювання, сприймається оком. Довжини хвиль видимого світла розташовані в інтервалі $(4,00 \div 7,60) \cdot 10^{-7}$ м. Випромінювання у вузькому інтервалі довжин хвиль $\Delta\lambda$ око сприймає як одноколірне, а утримуюче всі довжини хвиль інтервалу – як біле світло. Світлові хвилі випромінюються атомами, молекулами. Щоб атом випромінював світло, йому потрібно надати енергії ззовні.

Ультрафіолетові промені (*УФ*-промені) мають інтервал довжин хвиль від $3,80 \cdot 10^{-7}$ м до $1 \cdot 10^{-9}$ м. Вони містяться і у складі випромінювання Сонця. Крізь звичайне скло *УФ*-промені не проходять, а скло, виготовлене з кварцового піску, пропускає їх практично без змін. *УФ* випромінювання відзначається підвищеною хімічною активністю. *УФ*, *ІЧ* та видимі хвилі входять до оптичного діапазону.

Рентгенівські промені (R -промені) мають інтервал довжин хвиль від 10^{-8} м до 10^{-11} м. У лабораторних умовах їх одержують за допомогою рентгенівських трубок, і вони представляють граничні частоти, які можна генерувати на атомному рівні. Це проміння слабо поглинається речовиною.

Гамма-випромінювання (γ -промені) має довжини хвиль менше 10^{-10} м і відповідно найвищі частоти $\nu \approx 10^{22}$ Гц. Вони випромінюються радіоактивними ядрами і надходять з космосу. Це найбільш короткохвильове електромагнітне випромінювання (рис. 15.4). Виявляються вони за викликану ними іонізацією атомів речовини, крізь яку вони проходять.

2. Характер взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною залежить від частоти. Радіохвилі, наприклад, не пропускаються тонкою металевою пластинкою, у той час як рентгенівське і гамма-випромінювання вільно проходять крізь неї.

При падінні електромагнітної хвилі на поверхню тіла частина енергії хвилі відбивається, частина проникає усередину тіла. Деяка кількість енергії може пройти крізь тіло, якщо останнє має прозорість для електромагнітної хвилі, інша енергія поглинається в тілі, викликаючи його нагрівання чи інші процеси (іонізацію).

Діелектрик може бути майже прозорим для електромагнітної хвилі (слабо поглинає), якщо частота хвилі сильно відрізняється від усіх власних частот коливань молекул, атомів і електронів діелектрика.

Метали непрозорі (сильно поглинають) для всіх електромагнітних хвиль, крім найкоротших: ультрафіолетове, рентгенівське і гамма-випромінювання. При падінні електро-

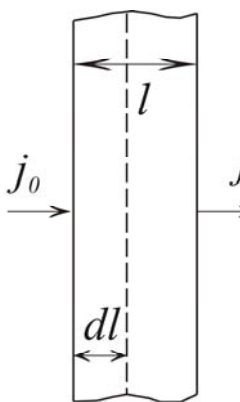


Рис. 15.5

магнітної хвилі на метал у ньому виникають індукційні струми через наявність величезної кількості вільних електронів, що поглинають частину енергії хвилі і перетворюють у джоулеву теплоту (9.18). Інша частина енергії хвилі відбивається, що пов'язано з випромінюванням вторинних хвиль іонами металу, які будуть коливатися. Тому метали сильніше нагріваються при падінні на них світла в порівнянні з діелектриками.

Зменшення інтенсивності електромагнітної

хвилі (поглинання) на шляху її поширення пропорційне довжині цього шляху $d\ell$ і самій інтенсивності J (рис. 15.5):

$$dJ = -\aleph J d\ell, \quad (15.13)$$

де $\aleph$ – коефіцієнт поглинання, який залежить від властивостей речовини і довжини хвилі (частоти), але не залежить від інтенсивності.

Для визначення повної зміни інтенсивності електромагнітної хвилі після проходження її крізь шар завтовшки ℓ проінтегруємо формулу (15.13) у межах від J_0 до J та від 0 до ℓ , тоді одержуємо:

$$\int_{J_0}^J \frac{dJ}{J} = -\int_0^\ell \aleph d\ell \quad \text{чи} \quad \ln J - \ln J_0 = -\aleph \ell.$$

Звідси:

$$J = J_0 e^{-\aleph \ell}. \quad (15.14)$$

Тут J_0 і J відповідно інтенсивність електромагнітної хвилі, що входить у поглинальне середовище і виходить з нього (рис. 15.5).

Вираз (15.14) справедливий для хвиль різної фізичної природи і називається законом Бугера–Ламберта. Як впливає з (15.14), інтенсивність хвилі в поглинаючому середовищі зменшується за експонентою. При $\ell = 1/\aleph$ інтенсивність буде в e разів менше, ніж J_0 . Отже, коефіцієнт поглинання $\aleph$ – величина, зворотна такій товщині ℓ шару речовини, при проходженні якої інтенсивність хвилі зменшується в e разів.

Чим коротше довжина хвилі, тим слабше речовина реагує на електромагнітне випромінювання, тим менше поглинається хвиля (більше її проникаюча здатність).

3. Земній атмосфері характерне вибіркове поглинання електромагнітних хвиль. Атмосфера Землі поглинає УФ, рентгенівське випромінювання, тобто вона непрозора для таких випромінювань.

Особливо істотно впливають на поширення радіохвиль шари іонізованого газу на висоті 100-400 км над поверхнею Землі (іоносфера). Радіохвилі довжиною $\lambda > 10$ м відбиває іоносфера як звичайна металева пластина.

Стійкий радіозв'язок між відділеними об'єктами на земній поверхні, де немає прямої видимості, можливий завдяки відбиванню хвиль від іоносфери й здатності радіохвиль огинати опуклу земну поверхню (тобто дифракції).

Дифракція тим виразніша, чим більша довжина хвилі (§ 17.2). Тому радіозв'язок на великих відстанях, коли хвилям доводиться огинати Землю, можливий лише на довжинах хвиль, що значно перевищують сотні метрів, – це середні й довгі хвилі. Але довгі радіохвилі більше поглинають поверхневі шари Землі та іоносфера (15.14).

Ультракороткі радіохвилі ($\lambda < 10\text{ м}$) проникають крізь іоносферу і майже не огинають поверхні Землі. Тому їх використовують для радіозв'язку між об'єктами в межах прямої видимості, а також для зв'язку з космічними кораблями.



Рис. 15.6

Короткі хвилі ($\lambda < 100\text{ м}$) поширюються на великі відстані тільки внаслідок багаторазових відбивань від іоносфери й поверхні Землі (рис. 15.6). За допомогою таких хвиль здійснюють радіозв'язок на будь-яких відстанях між об'єктами на Землі. Здатність іоносфери поглинати і відбивати радіохвилі дуже змінюється залежно від часу доби і пори року.

Телевізійні станції використовують ультракороткі (метрові та дециметрові) хвилі. Ці хвилі поширюються в межах прямої видимості антени. Тому, щоб охопити телебаченням більшу територію, треба розміщувати їх антени вище або використовувати ретрансляційні супутники зв'язку. Вони дають також можливість підтримувати мобільний зв'язок.

Явище відбивання радіохвиль різними перешкодами використовують в радіолокації – це виявлення і точне визначення місцезнаходження об'єктів за допомогою радіохвиль. Методи радіолокації використовують також для спостереження проходження і виникнення хмар, руху метеоритів у верхніх шарах атмосфери тощо. У радіолокації використовують ультракороткі хвилі.

4. Людина та інші живі організми знаходяться «у величезному океані» електромагнітного випромінювання як природного, так і штучного походження. Електромагнітні випромінювання пронизують біосферу і суттєво забруднюють навколишнє середовище.

До основних джерел електромагнітних випромінювань, які мають штучні походження, відносяться: радіолокаційні і телевізійні

станції, радіотехнічні об'єкти, рентгенівські і лазерні установки, атомні реактори, високовольтні мережі електропередач та ін.

Сьогодні, у зв'язку з використанням мобільних телефонів, телевізорів, комп'ютерів та високочастотних печей, суттєво зростає кількість електромагнітної енергії, що генерується в навколишнє середовище.

Величини електромагнітної енергії, створені всіма джерелами в деяких місцях перевищують максимальний зафіксований природний електромагнітний фон у тисячі разів.

Взаємодія електромагнітного випромінювання з біологічними об'єктами визначається параметрами випромінювання (довжина хвилі, інтенсивність випромінювання), фізичними властивостями біологічного об'єкта (діелектрична і магнітна проникність, електрична провідність тощо). Вплив випромінювань може бути корисним (медицина) і шкідливим (§ 21.5). При взаємодії з біологічними об'єктами випромінювання поділяють на іонізуючі та неіонізуючі. До іонізуючих випромінювань відносять ультрафіолетові, рентгенівські і гамма-випромінювання. Кванта енергії (§18.2) цих випромінювань достатньо для розриву міжмолекулярних зв'язків і для іонізації атома.

Випромінювання зі значно більшою довжиною хвилі ($\lambda > 10^{-7}$ м) відносять до неіонізуючих. Наприклад, енергія кванта випромінювання міліметрового діапазону довжини хвилі менша енергії (kT) теплового руху.

Залежно від потужності випромінювання надвисокі частоти (від 3 до 300 ГГц – НВЧ) розрізняються за дією на теплові і нетеплові. Умовною межею є величина в 10 міліват на 1 см² опроміненої поверхні. При такому значенні потужності тканини можуть нагрітися до декількох десятків долей градуса.

Від частоти НВЧ випромінювання залежить, наскільки сильно поглинається електромагнітна енергія в тілі людини. Наприклад, хвилі метрового діапазону (40 МГц) слабкіше поглинаються, ніж хвилі дециметрового діапазону (900 МГц), а випромінювання сантиметрового діапазону повністю поглинаються в живій тканині на глибині декілька міліметрів.

Сьогодні не існує єдиного уявлення про фізичні механізми взаємодії НВЧ випромінювання з біологічними об'єктами. Експерименти свідчать, що механізми такої взаємодії, як з окремим

живою клітиною, так і з багатоклітинним організмом, порушують фундаментальні функції їхньої життєдіяльності.

Існує радіофізичний погляд, згідно з яким ефекти дії НВЧ випромінювання пов'язані зі збудженням акустично-електричних хвиль у мембранах клітин з ознаками патології та подальшою генерацією клітинами сигналів управління процесами поновлення.

Існує також припущення, що первинною мішенню для НВЧ випромінювання є не окрема клітина організму, а водяне середовище верхньої частини шкіряного покриву. У зв'язку з цим підвищується хімічна активність молекул структурованої води живого організму.

Є інформація, що НВЧ випромінювання призводить до зниження кров'яного тиску, сповільнення серцевого ритму у людей та тварин. Через це припускають, що в основі цих змін лежить безпосередня дія НВЧ випромінювання на поверхневі рецептори (або їх подразнення, або зміни їх функціонального стану).

Залежно від частоти джерела електромагнітних випромінювань, його потужності вибираються і засоби захисту від дій випромінювання на людину.

Контрольні запитання і завдання

1. Як виникають електромагнітні коливання у коливальному контурі?
2. Запишіть диференційне рівняння власних електромагнітних коливань та проаналізуйте його.
3. Чим відрізняється електромагнітна хвиля від пружної хвилі? Назвіть властивості електромагнітної хвилі.
4. Чому дорівнює довжина хвилі, яку утворює радіостанція, працююча на частоті $1,5 \cdot 10^3$ кГц?
5. Відобразіть усі відомі електромагнітні випромінювання в залежності від довжини хвилі. Дайте їх характеристики.
6. Як генерують і реєструють окремі електромагнітні хвилі?
7. Від яких характеристик середовища залежить швидкість поширення електромагнітних хвиль?
8. Виведіть закон Бугера–Ламберта й прокоментуйте його.
9. Для яких електромагнітних випромінювань атмосфера Землі прозора і непрозора?

10. Як поширюються радіохвилі в атмосфері?
11. Назвіть основні джерела електромагнітного забруднення.
12. Як взаємодіє електромагнітне випромінювання з біологічними об'єктами?
13. Запишіть рівняння плоскої електромагнітної хвилі, що поширюється уздовж осі x . Прокоментуйте його.
14. Що таке вектор Пойнтінга, інтенсивність хвилі? Від чого вона залежить?

ЧАСТИНА 4

ОПТИКА

Розділ 16. Погляди на природу світла. Основи фотометрії. Основні закони геометричної оптики

§ 16.1. Розвиток уявлень про природу світла. Джерела світла. Основні фотометричні величини

1. Оптика – розділ фізики, що вивчає природу світла, світлові явища та його взаємодію з речовиною. Світло є складним явищем: в одних випадках воно поводить себе як електромагнітна хвиля (інтерференція, дифракція і поляризація), в інших – як потік особливих частинок – фотонів (фотоефект, фотохімічні реакції та ін.). Світло допомагає людині бачити предмети, які самі не випромінюють його, і це пов'язане з тим, що тіло частково відбиває світло, яке на нього падає.

Отже, світло допомагає людині не тільки орієнтуватися в просторі, але і спостерігати явища, що відбуваються навколо. Світло, яке падає на тіла, викликає в них різного роду зміни: нагрівання, вигорання та ін. Це все вказує на те, що світло переносить енергію, яку називають світловою, або променевою енергією. Густина потоку цієї енергії виражається модулем вектора Пойнтінга (15.10).

Питання про природу світла виникало давно. Наприклад, наприкінці XVII століття одночасно існували дві точки зору на природу світла: корпускулярна – належить І. Ньютону і хвильова, основоположником якої був Х. Гюйгенс.

Згідно з корпускулярною точкою зору, світло є потік частинок (корпускул), що поширюються від тіла, яке світиться, за прямолінійними траєкторіями. Розмір частинок для різних кольорів різний: вони менші для фіолетових, більші для червоних. І. Ньютон відкрив явище дисперсії, тобто розкладання білого світла призмою на ряд кольорів. Виявилось, що фіолетові промені заломлюються більше, ніж червоні. Теорія Ньютона пояснювала закони відбивання і заломлення, але з неї випливало, що в густішому середовищі світло поширюється з більшою швидкістю, ніж у менш густому, а з теорії Гюйгенса - навпаки.

І. Ньютону також належать роботи з інтерференції і дифракції. Він уперше здійснив інтерференційний дослід, відомий під назвою кілець Ньютона (§ 17.1).

Згідно з хвильовою точкою зору, світло розглядалось як

пружна (поздовжня), як і звук, хвиля. Але пружна хвиля не може поширюватися у вакуумі. Тому для пояснення поширення світла була введена особлива речовина – ефір, яка заповнює увесь світовий простір і має механічні властивості пружності. Теорія Гюйгенса не пояснювала основного закону – закону прямолінійного поширення світла, і він не вживав навіть поняття довжини хвилі.

Завдяки величезному науковому авторитету Ньютона хвильова теорія світла була надовго відкинута і, отже, не розвивалась.

Зауважимо, що Р. Гук вважав світлові хвилі поперечними. Проте він не навів будь-яких фактів і доказів цього положення.

На початку ХІХ століття результати робіт Т. Юнга і О. Френеля з вивчення явищ дифракції, інтерференції і поляризації світла свідчили на користь хвильової теорії. Проводячи дослідження інтерференції поляризованого світла, О. Френель і Д. Арго не виявили інтерференційної картини для лінійно поляризованих променів і дійшли до висновку, що світлові хвилі можуть бути лише поперечними, а не поздовжніми.

Незважаючи на успіхи такої теорії, більшість фізиків того часу вважали уявлення про поперечність світлових хвиль зовсім неймовірним, оскільки з такого погляду ефіру треба надати властивості пружного твердого тіла. У зв'язку з цим виникало питання: як тоді в ефірі вільно може переміщатися Земля, Сонце, інші планети і тіла.

У 60-х роках ХІХ століття Дж. Максвеллом була розроблена теорія електромагнітного поля, з якої випливало існування електромагнітних хвиль. Відповідно до неї світло являє собою поперечну електромагнітну хвилю, у якій коливання векторів напруженості електричного $\vec{E}$ і магнітного $\vec{H}$ полів відбувається у взаємно перпендикулярних площинах, тобто природа світла електромагнітна (§ 17.1) і для його поширення не потрібна середовище у вигляді ефіру.

Кінець ХІХ – початок ХХ століття характеризується відкриттям фізичних явищ, які неможливо було пояснити в межах електромагнітної теорії світла, – це розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла, а також відкриті О. Г. Столетовим закономірності фотоефекту (§ 19.3).

М. Планк для виходу з цих суперечностей висунув гіпотезу, що світло випромінюється не безперервно, а певними порціями, або квантами енергії (§ 19.2). На підставі такого припущення він одержав формулу (19.12), яка виражала розподіл енергії у спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Розрахунки за цією

формулою повністю узгоджуються з експериментом для всіх частот.

А. Ейнштейн для пояснення закономірностей фотоефекту припустив, що світло не тільки випромінюється, а й поглинається у вигляді певних порцій енергії (квантів світла). Фотон має певну енергію та імпульс і випромінюється атомом речовини.

Для пояснення спектральних закономірностей атомарного водню Н. Бор використав квантовий погляд на випромінювання і поглинання світла (§ 19.2). Отже, знову відродилось уявлення про світлові частинки.

Таким чином, взаємодія світла з речовиною пояснюється з погляду, що світло діє як частинки (корпускули), а явища інтерференції, дифракції і поляризації – з погляду хвильової теорії світла. Цей дуалізм хвиль і частинок треба розглядати як експериментальний факт, і тому повна теорія про природу світла має бути не корпускулярною і не хвильовою, а корпускулярно-хвильовою. Корпускулярно-хвильовий дуалізм – це прояв найзагальнішого взаємозв'язку двох основних форм матерії – речовини і поля.

2. Тіла, які можна бачити незалежно від того, світло навколо нас або темно, і які самі випромінюють світло в навколишній простір, називаються джерелами світла. Вони перетворюють різні види енергії в електромагнітну енергію оптичного діапазону.

Джерела світла поділяють на природні і штучні. До природних джерел світла належать: Сонце, зірки, атмосферні розряди (блискавка, північне сяйво) і деякі живі організми, наприклад світлячки, риби, деякі мікроби та ін.

До штучних джерел світла відносяться: лазери, електрична дуга, електрична лампа та ін.

Променева енергія (енергія випромінювання) всіх джерел світла виникає за рахунок інших видів енергії. Так, світлове випромінювання, що виходить від Сонця або зірок, отримується за рахунок реакції термоядерного синтезу з виділенням енергії; світлове випромінювання нитки розжарювання електричної лампи отримується за рахунок енергії електричного струму.

Сонце – потужне джерело енергії, яке постійно випромінює її в усьому діапазоні електромагнітних хвиль. Це випромінювання впливає на всі планети Сонячної системи – їх нагрівання, впливає на атмосфери, дає світло і тепло, необхідне для життя на Землі.

Штучні джерела світла розрізняють залежно від того, який процес відповідає за випромінювання оптичного діапазону. Джерела світла є теплові і ті, що люмінесціюють (§ 19.1). До

теплових джерел належать електричні лампи розжарювання, випромінювачі з газовим нагріванням. Вони мають суцільний спектр, положення максимуму якого залежить від температури речовини. У джерелах, які люмінесціюють, використовується люмінесценція газів або твердих тіл. У цих джерелах електрична енергія перетворюється в світлове випромінювання, якщо струм проходить крізь гази або пару металу (газові розряди).

Якщо джерело світла випромінює світло рівномірно, в усіх напрямках, і його розміри малі в порівнянні з відстанями до місця спостереження, то джерело називається точковим. Наприклад, зірки мають величезні розміри, але знаходяться на великих відстанях від Землі, отже, їх можна приймати за точкові джерела світла.

3. Фотометрія – розділ оптики, у якому розглядаються виміри енергії, яка переноситься електромагнітною хвилю оптичного діапазону, а також дії видимого світла на око людини.

Світлова хвиля переносить енергію від джерела світла в навколишній простір. Потік енергії може бути оцінений подвійно: 1) енергетично – як кількість енергії, що проходить крізь дану площу в одиницю часу, – це енергетична потужність і може бути обчислена у ватах, або 2) за зоровим відчуттям. Оцінений за зоровим відчуттям потік енергії світлової хвилі називається світловим потоком Φ . Отже, світловий потік характеризує потужність видимої частини випромінювання, яке поширюється всередині даного тілесного кута (див. вступ), що оцінюється за дією цього випромінювання на око людини. Повні світлові потоки визначають за допомогою фотометрів, де приймачем світла є фотоелементи, термоелементи, болометри. Та енергія, яку несе з собою світло від джерела, відповідно розподілена між хвилями всіх довжин, що входять до світлового пучка.

Дія світла на око (світлове відчуття) у великій мірі залежить від довжини хвилі. Око людини найбільш чутливе до променів з $\lambda = 5,55 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ у жовто-зеленій області, з переходом до фіолетової і червоної областей чутливість сильно зменшується і стає рівною нулю в межах світлового діапазону ($\lambda_{\text{ф}} = 3,80 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ і $\lambda_{\text{ч}} = 7,60 \cdot 10^{-7} \text{ м}$). Ультрафіолетові й інфрачервоні промені око не сприймає. Цікаво, що більшість тварин не здатна розрізняти кольори, а розрізняє лише силу світла. Ці тварини завжди бачать чорно-білу картину.

Мірою спектральної чутливості ока до випромінювання з довжиною хвилі λ слугує коефіцієнт видимості. Він дорівнює

відношенню енергії монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda_m = 5,55 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, яке потрапляє в око за 1 с, до енергії монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі λ , що потрапляє в око за 1 с, за умови, що обидва ці потоки енергії викликають у оці однакові зорові відчуття.

Потік світлової енергії крізь одиничну площину, перпендикулярну променю, називається інтенсивністю світла, або густиною потоку світлової енергії J . Інтенсивність світла J пропорційна квадрату амплітуди світлового вектора $\bar{E}_0$, тобто $J \sim E_0^2$.

Силою світла джерела називається величина, вимірювана відношенням світлового потоку до величини тілесного кута γ , у якому цей потік поширюється:

$$I = \Phi / \gamma. \quad (16.1)$$

Силу світла вимірюють у канделах (див. вступ – кд).

Рівняння (16.1) дозволяє встановити одиницю світлового потоку. Як випливає з (16.1), світловий потік Φ дорівнює добутку сили світла джерела на тілесний кут γ , в який надходить випромінювання: $\Phi = I\gamma$. За одиницю світлового потоку взято люмен (лм): 1 лм – це світловий потік, випромінюваний точковим джерелом, сила світла якого дорівнює 1 кд, а тілесний кут дорівнює 1 стерadianу (ср).

Світло, падаючи на тіла, висвітлює їх. Для об'єктивної оцінки висвітлення вводять поняття освітленості.

Освітленістю називається величина, вимірювана відношенням світлового потоку до площі поверхні S , на яку він падає:

$$E = \Phi / S. \quad (16.2)$$

Одиниця освітленості в СІ – люкс (лк): 1 лк = 1 лм/м². Отже, люкс – освітленість, яку створює світловий потік 1 лм при рівномірному розподілі його по площі 1 м².

Формули (16.1) і (16.2) визначають середню силу світла та середню освітленість. З досліду випливає, що освітленість поверхні залежить як від сили світла джерела, так і від відстані між джерелом світла і освітлюваною поверхнею і від положення цієї поверхні відносно падаючих променів світла. Тоді освітленість поверхні, перпендикулярної до падаючого світлового потоку, дорівнює:

$$E = I / r^2, \quad (16.3)$$

де r – відстань від джерела світла до освітлюваної поверхні, I – сила світла.

Якщо поверхня, що освітлюється точковим джерелом, орієнтована в просторі так, що кут між напрямом падаючих променів і нормаллю до неї становить α , то формула (16.3) має вигляд

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha . \quad (16.4)$$

Отже, освітленість прямо пропорційна косинусу кута між напрямом світлового потоку і нормаллю до поверхні. Освітленість зменшується, якщо в повітрі містяться частинки пилу, диму, туману тощо.

§ 16.2. Поширення світла. Принцип П. Ферма. Основні закони геометричної оптики. Показник заломлення. Повне внутрішнє відбивання. Рефрактометрія. Рефракція світла. Міражі

1. За теорією Максвелла, швидкість поширення електромагнітних хвиль – величина скінченна, вона визначається електричними і магнітними властивостями середовища, в якому поширюється електромагнітна хвиля (15.8). Швидкість поширення електромагнітних хвиль у вакуумі дорівнює швидкості світла у вакуумі ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с). Отже, швидкість поширення світла і швидкість поширення електромагнітних хвиль у вакуумі однакові. Це дало підставу Дж. Максвеллу ототожнити світлові хвилі з електромагнітними.

З дослідів по вимірюванню швидкості світла випливає, що: швидкість світла у вакуумі більша, ніж в інших середовищах; швидкість світла не залежить від швидкості джерела, тобто світло не підпорядковується класичному закону додавання швидкостей (§ 2.6). У природі не існує швидкості, більшої від швидкості світла у вакуумі.

Напрямок поширення світла так само, як і напрям поширення хвилі, визначається за допомогою променів. Світловий промінь – лінія, уздовж якої переноситься світлова енергія, а світловий пучок – це сукупність світлових променів. В оптично однорідному середовищі, як показує дослід, світло поширюється прямолінійно, тобто світлові промені є прямими лініями. Доказом цього є

наявність різких тіней від непрозорих предметів.

2. Багато оптичних явищ можна описати за допомогою визначення ходу світлових променів, не враховуючи природи світлового випромінювання. Розділ оптики, у якому використовується саме такий метод вивчення явищ, називається геометричною оптикою. Основу геометричної оптики складають чотири закони: закон прямолінійного поширення світла; закон незалежності світлових променів; закон відбивання світла; закон заломлення світла.

Розглянемо однорідне середовище з оптично гладкою поверхнею, тобто нерівності й неоднорідності якого значно менші довжини світлової хвилі.

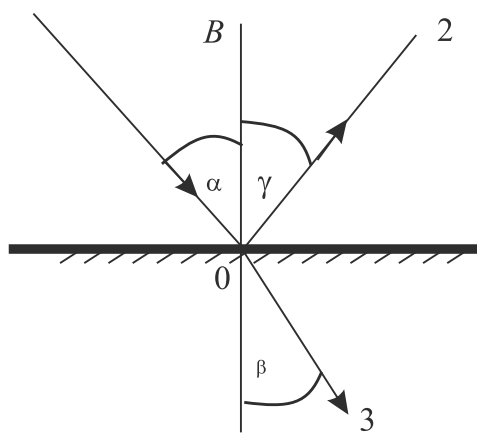


Рис. 16.1

Вузький пучок світла, який падає на межу поділу двох середовищ, частково повертається в перше середовище (відбивається), а частково проникає в друге середовище (заломлюється), змінюючи при цьому напрям свого поширення. Лінії, уздовж яких поширюються відбитий і заломлений пучки світла, називаються відбитими і заломленими променями (рис. 16.1). Тут 1 – падаючий; 2 –

відбитий; 3 – заломлений промінь.

Закон відбивання, справедливий для хвиль будь-якої природи, формулюється так: відбитий промінь (2) лежить в одній площині з падаючим променем (1) і перпендикуляром (BO), проведеним до межі поділу двох середовищ у точку падіння (O). Кут відбивання γ дорівнює куту падіння α :

$$\gamma = \alpha \quad (16.5)$$

Падаючий і відбитий промені оборотні. Якщо світло відбивається від гладкої, плоскої поверхні (поверхні, розміри шорсткості якої менше довжини хвилі джерела світла), то промені, що падають паралельно, залишаються такими ж і після відбивання. Таке відбивання називають дзеркальним, а саму поверхню – плоским дзеркалом.

При падінні світла на шорсткувату поверхню падаючі паралельні промені після відбивання йдуть у різних напрямках. Таке

відбивання називається розсіяним, або дифузним. Саме завдяки дифузному відбиванню світла ми бачимо предмети, які самі не випромінюють світла.

Якщо друге середовище (II) прозоре для світла (§ 15.3) то частина світла, падаючого на межу поділу, проникає в друге середовище, змінюючи при цьому напрям поширення (промінь 3 на рис. 16.1). Це явище називається заломленням світла. Закон заломлення формулюють так: промінь падаючий, промінь заломлений і перпендикуляр, проведений до межі поділу двох середовищ у точку падіння, лежать в одній площині. Відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення є величина постійна для даних двох середовищ. Якщо α – кут падіння, а β – кут заломлення, то

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n. \quad (16.6)$$

Тут n – відносний показник заломлення, n_1 і n_2 – абсолютні показники заломлення середовищ I і II. Вони показують, у скільки разів швидкість світла в даному середовищі менше швидкості світла у вакуумі:

$$n = c/v. \quad (16.7)$$

Тому закон заломлення (16.6) набуває вигляду:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = n. \quad (16.8)$$

Заломлені і падаючі промені також мають властивості оборотності.

Закон незалежності світлових променів утверджує, що промені при перетинанні не збурюють один одного. Перетинання променів не заважають кожному променю поширюватись незалежно. Цей закон справедливий лише при надто великих інтенсивностях світла.

3. Якщо світло поширюється із середовища з більшим показником заломлення n_1 (оптично більш густим) в середовищі з меншим показником заломлення n_2 (оптично менш густим, $n_1 > n_2$), наприклад зі скла у воду, тоді

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} > 1. \quad (16.9)$$

Отже, кут заломлення β більше кута падіння α . Цим пояснюється той факт, що, наприклад, усі предмети здаються розташованими ближче до поверхні води, ніж вони є насправді.

Можна знайти такий кут падіння α_0 , при якому кут заломлення β буде дорівнювати 90° , а значить, заломлений промінь буде ковзати уздовж поверхні поділу середовищ. При кутах падіння, більших α_0 , промінь не заломлюється, а цілком відбивається в перше середовище, і енергія відбитого світла дорівнює енергії падаючого. Явища, при яких падаюче на поверхню межі поділу двох прозорих середовищ світло цілком відбивається від цієї поверхні, називається повним внутрішнім відбиванням світла. Кут падіння α_0 , при якому кут заломлення дорівнює 90° , називається граничним кутом повного відбивання. Закон заломлення для цього випадку має вигляд:

$$\frac{\sin \alpha_0}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (16.10)$$

Наприклад, граничний кут α_0 на межі з повітрям для води дорівнює 49° , для алмазу – 24° .

На явищі повного внутрішнього відбивання заснована дія світлопроводів – прозорих каналів, по яких оптичні зображення доправляються до певних точок простору (волоконна оптика). Світлопроводи – це дуже тонкі, діаметром $(5 \div 50) \cdot 10^{-6}$ м, скляні нитки в оболонці, діаметри яких $1,25 \cdot 10^{-4}$ м, з меншим показником заломлення. Якщо кут падіння променя на межу поділу більше граничного, то світло поширюється тільки в напрямках центральної жили волокна. При цьому світлопровід можна як завгодно згинати. Такі гнучкі світлопроводи використовуються для передачі зображення по будь-якому криволінійному шляху. Їх успішно використовують у медицині для огляду внутрішніх органів, для телефонного зв'язку і кабельного телебачення. Переваги багатожильних світлопроводів у порівнянні зі звичайним кабелем пов'язані з перевагою оптичного діапазону $\lambda = (0,40 \div 0,76) \cdot 10^{-6}$ м електромагнітних хвиль перед радіодіапазоном, довжини хвиль якого $\lambda \approx (10^4 \div 10^{-4})$ м.

Повним відбиванням пояснюється блиск пухирців повітря у воді, блиск асфальту в жарку сонячну погоду (мокрый асфальт), який бачить водій автомобіля.

Явищем повного внутрішнього відбивання пояснюється і погана прозорість тіл, що складаються з крупинок чи плівок прозорих речовин. Сніг нам здається білим і непрозорим, незважаючи на те, що він складається із скупчень кристалів льоду.

Чим менше крупинки прозорих речовин і чим більше їхній показник заломлення в порівнянні з навколишнім середовищем, тим на меншу глибину входять у них світлові промені і тим у більшому ступені вони випробовують цілий ряд заломлень і повних внутрішніх відбивань. У результаті відбувається розсіяне відбивання, при якому промені повертаються назад. З цієї ж причини зменшується прозорість повітря під час мрячної чи хмарної погоди. У неоднорідних середовищах (показник заломлення n неперервно змінюється) світлові промені викривляються. Шлях, по якому поширюється світло в такому середовищі, визначають за допомогою принципу П. Ферма: світло поширюється по такому шляху, що час, необхідний для його проходження від однієї точки до іншої, має найменше значення, тобто оптична довжина шляху була мінімальною.

4. На явищі повного внутрішнього відбивання засноване визначення показника заломлення рідин та концентрації розчинів за допомогою рефрактометра. Головною частиною рефрактометра є дві призми, виготовлені зі скла з великим показником заломлення ($n = 1,72$). Між цими призмами розміщують 2 – 3 краплі досліджуваної речовини. Пучок променів від джерела світла, проходячи через верхню грань освітлювальної призми, потрапляє на її грань, що дотикається з рідиною. Оскільки ця грань матова, то вона розсіює світло за всіма напрямками, і частина променів потрапляє на грань вимірювальної призми під різними кутами.

Виявляється, що найбільш можливий кут падіння променів, які потрапляють на грань вимірювальної призми, дорівнює 90° . Тому променів з ще більшим кутом падіння не може бути. Ці ковзні по межі грані промені з кутом падіння 90° (які ідуть із досліджуваної рідини з меншим показником заломлення в середовище з більшим показником заломлення – призму) заломлюються в призмі під граничним кутом повного внутрішнього відбивання. Всі інші промені, які падають на грань вимірювальної призми під кутом, меншим 90° , заломлюються в призмі під кутом, меншим граничного.

В полі зору труби, поставленої на шляху променів, які пройшли систему двох призм, спостерігаються дві області: одна світла, друга темна. Положення межі світлотіні визначається величиною граничного кута, тобто він залежить від величини

показника n заломлення рідини. Для різних довжин хвиль показники заломлення різні (17.2), через це межа світлотіні буде профарбована в різні кольори. Показання шкали рефрактометра визначають при усуненні пофарбування межі світлотіні. Потім за таблицею переведення показників рефрактометра знаходять відповідні значення показника заломлення і концентрації розчину.

5. Рефракція світла – неперервна зміна напрямку світлових променів в атмосфері. Це явище проявляється в позірному зміщенні або зміні форми віддалених тіл, спостереження яких ведеться через атмосферу. Причиною рефракції світла є неперервна зміна показника заломлення світла в різних шарах атмосфери. Внаслідок цього спостерігач бачить об'єкти не в напрямі їх дійсного положення, а в напрямі дотичної до променів в точці спостереження.

Розрізняють астрономічну рефракцію світла та наземну (геодезичну). Наземна рефракція – заломлення світлових променів, що поширюються від земних об'єктів. Внаслідок наземної рефракції світла спостерігачеві здається, що об'єкти розміщені вище або нижче за їхнє дійсне положення. Отже, внаслідок рефракції Сонце з'являється над горизонтом раніше істинного сходу і залишається видимим над горизонтом після істинного заходу.

Міражі – це оптичні явища в атмосфері, при яких біля горизонту з'являються уявні зображення наземних предметів або ділянок неба. Вони виникають внаслідок відбивання світлових променів на межі шарів повітря, що мають різну густину.

§ 16.3. Тонка лінза. Зображення в оптичних системах. Аберації оптичних систем. Оптичний мікроскоп

1. Оптичною лінзою називають тіло з прозорої речовини (скло, пластмаси, кристали та ін.), обмежене двома сферичними або іншої форми поверхнями.

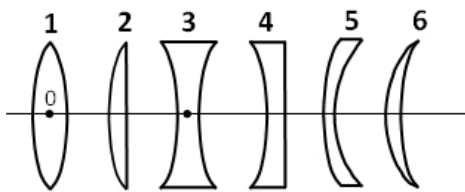


Рис. 16.2

На рис. 16.2 наведені види лінз залежно від їхньої зовнішньої форми: 1 – двоопукла; 2 – плоско-опукла; 3 – двовігнута; 4 – плоско-вігнута; 5 – опукло-вігнута; 6 – вігнуто-опукла. Лінзи, які перетворюють падаючий на

них паралельний пучок променів у збіжний пучок, називають збиральними, або опуклими лінзами (рис. 16.2 – 1, 2).

Лінзи, які перетворюють падаючий на них паралельний пучок променів у розбіжний, називають розсіювальними. Це вгнуті лінзи – такі, в яких краї товщі середини (рис. 16.2 – 3, 4, 5).

Кривизна поверхонь лінз характеризується радіусами кривизни r_1 і r_2 (рис. 16.3). Лінзу називають тонкою, якщо її товщина мала порівняно з радіусами r_1 і r_2 кривизни обох поверхонь.

Якщо ця умова не виконується, то лінза є товстою.

Розглянемо двоопуклу тонку лінзу, радіуси кривизни якої r_1 і r_2

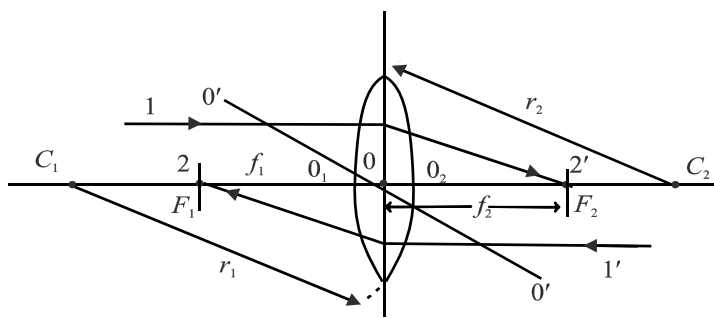


Рис.16.3

(рис. 16.3). Точку O , що розташована між вершинами сферичних поверхонь O_1 і O_2 , називають оптичним центром лінзи. Промінь світла, який проходить через оптичний центр лінзи, практично не

заломлюється.

Пряму C_1C_2 , яка проведена через центри сферичних поверхонь, що обмежують лінзу, називають головною оптичною віссю. Будь-яку іншу пряму, що проходить через оптичний центр, називають побічною оптичною віссю, наприклад $O'O'$ (рис. 16.3).

Якщо промінь світла 1 проходить паралельно головній оптичній осі, то, проходячи через лінзу, він заломлюється й приходить у точку F_2 , названу головним фокусом лінзи. Промінь $1'$ паралельний головній оптичній осі, може спрямувати на лінзу і з протилежного боку. Він теж після заломлення перетинає вісь C_1C_2 в точці F_1 – це другий головний фокус (рис. 16.3).

Отже, фокус – це точка, в якій після заломлення в збиральній лінзі збираються всі промені, падаючи на лінзу паралельно головній оптичній осі. В однорідному середовищі вони розміщені на однаковій відстані (f_1 і f_2) від лінзи по обидва її боки.

Відстані від оптичного центру лінзи до її фокусів називають фокусними відстанями лінзи.

Фокальною площиною називають площину, що проходить через фокус лінзи перпендикулярно її головній оптичній осі (вони на рис. 16.3 позначені 2 і $2'$).

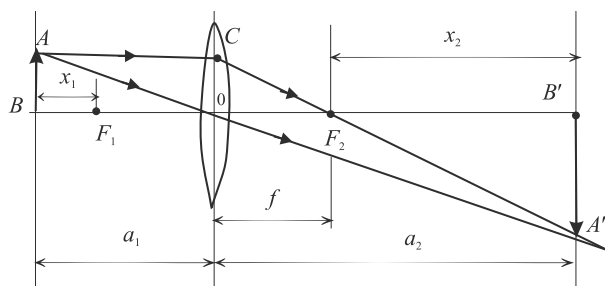


Рис. 16.4

2. Побудуємо зображення предмета АВ (рис. 16.4) у тонкій лінзі, розташованого перпендикулярно головній оптичній осі. Щоб знайти зображення, з точки А предмета спрямуємо два промені: промінь АС паралельно голов-

ній оптичній осі лінзи, який після заломлення перетинає цю вісь у точці F_2 фокуса лінзи; промінь АО, що проходить через оптичний центр лінзи (точка О), на пряму поширення не змінює.

Точка A' перетинання цих двох променів є дійсним зображенням точки А предмета. Якщо проведемо перпендикуляр із точки A' на головну оптичну вісь, то одержимо зображення предмета $A'B'$.

Зображення, що його дає лінза, за розмірами звичайно відрізняється від предмета. Відмінність розмірів предмета і його зображення лінзою характеризують збільшенням.

Лінійним збільшенням називають відношення лінійного розміру зображення до лінійного розміру предмета. Якщо висота предмета АВ дорівнює h , а висота зображення $A'B'$ становить H , то з подібності трикутників АВО і $A'B'O$ випливає, що

$$A'B'/AB = H/h = a_2/a_1. \quad (16.11)$$

Тут a_1 і a_2 – відповідно відстані від лінзи до предмета і його зображення (рис. 16.4).

У такому випадку має місце справжнє збільшення і обернене зображення предмета. Якщо предмет розташувати ближче до лінзи (між фокусом F_1 і лінзою), то промені АО і CF_2 праворуч лінзи не перетинаються. Перетинання цих променів спостерігається при продовженні їх в напрямку предмета – одержане при цьому зображення називають уявним.

Повне збільшення оптичної системи лінз дорівнює добутку збільшень окремих лінз цієї системи.

Виведемо формулу тонкої лінзи – вона зв'язує три величини: відстань a_1 від предмета до лінзи, відстань a_2 від зображення до лінзи і фокусну відстань f .

З подібності трикутників АОВ і $A'B'O$ (рис. 16.4) знаходимо:

$\left| \frac{BO}{OB'} \right| = \left| \frac{AB}{A'B'} \right|$. З подібності трикутників COF_2 і $F_2A'B'$ маємо:

$$\left| \frac{CO}{A'B'} \right| = \left| \frac{OF_2}{F_2B'} \right|. \text{ Але } |AB| = |CO|, \text{ тому } \left| \frac{AB}{A'B'} \right| = \left| \frac{OF_2}{F_2B'} \right| = \left| \frac{BO}{OB'} \right|.$$

Враховуючи, що: $|OF_2| = f$; $|F_2B'| = a_2 - f$; $|BO| = a_1$ і $|OB'| = a_2$, дістанемо $f / a_2 - f = a_1 / a_2$, або $fa_2 + fa_1 = a_1a_2$. Поділимо цей вираз на добуток fa_1a_2 , тоді маємо:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f}. \quad (16.12)$$

З формули (16.12) випливає: якщо $a_1 = \infty$, тобто промені падають на лінзу паралельним пучком, тоді $a_2 = f$; при $a_2 = \infty$, тобто зображення знаходиться в нескінченності і, відповідно, промені виходять із лінзи паралельним пучком, тоді $a_1 = f$.

Фокусні відстані різних лінз відрізняються. Це пояснюється різною кривизною їх поверхонь і різним хімічним складом речовини, із котрих виготовлені лінзи. Чим менше радіуси кривизни поверхонь лінз і чим більше показник заломлення n цієї речовини, тим сильніше вона заломлює промені і тим менша її фокусна відстань f . Ця залежність може бути виражена наступною формулою

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (16.13)$$

Величина

$$D = 1 / f \quad (16.14)$$

називається оптичною силою лінзи. З формули (16.14) видно, що зі зменшенням фокусної відстані, оптична сила лінзи збільшується.

Одиницею оптичної сили лінзи є діоптрія (дптр). Діоптрія – це оптична сила лінзи, фокусна відстань якої дорівнює 1 м (1 дптр = 1/м). Оптична сила системи лінз дорівнює сумі оптичних сил лінз, що складають цю систему.

Радіуси кривизни вважаються додатними для збиральних і від'ємними для розсіювальних лінз. Тоді оптична сила розсіювальної лінзи буде менше нуля ($D < 0$), а збиральної – більше нуля ($D > 0$).

Однак можливі випадки, коли двоопукла лінза не буде збиральною. Якщо в формулі (16.13) відносний показник заломлення виразити через абсолютні показники заломлення лінзи

(n_l) і середовища, у якому вона знаходиться ($n_{сер}$), тоді формула набуває вигляду

$$D = \frac{n_l - n_{сер}}{n_{сер}} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (16.14a)$$

Для двоопуклої лінзи ($1/r_1 + 1/r_2 > 0$), але якщо $n_l - n_{сер} < 0$, тоді $D < 0$, тобто двоопукла лінза буде розсіювальною. Так буде, якщо таку лінзу помістити у воду.

Двовгнута лінза, занурена в воду, буде збиральною, а її оптична сила – додатною величиною $D > 0$.

Комбінації збиральних і розсіювальних лінз використовують в оптичних приладах.

3. Розглянуті питання зображень в оптичних системах дійсні лише для параксіальних пучків променів – це промені, що утворюють з оптичною віссю малі кути.

У реальних оптичних системах використовуються пучки, які відрізняються від параксіальних, показник заломлення лінз залежить від довжини хвилі падаючого світла, а саме світло – немонохроматичне.

Отже, коли через оптичну систему проходить не параксіальний пучок і зазначені умови порушені, тоді спостерігаються різні спотворення зображень, які називають абераціями (або похибками).

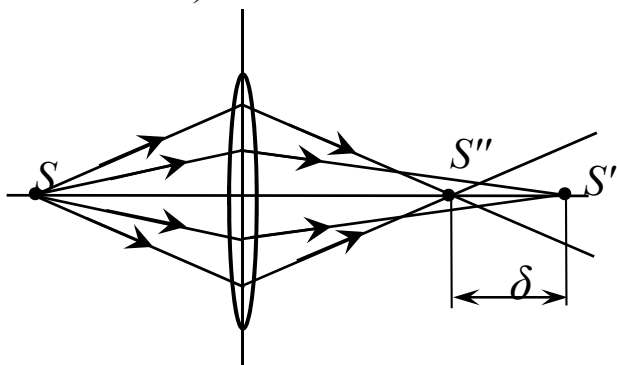


Рис.16.5

Якщо розбіжний пучок світла падає на двоопуклу лінзу, то параксіальні промені після заломлення перетинаються в точці S' – на відстані OS' від оптичного центра лінзи, промені більш віддалені від оптичної осі – в точці S'' , ближчі до лінзи (рис. 16.5).

Внаслідок цього зображення світляної точки на екрані, перпендикулярному оптичній осі, має вид розмитої плями. Цей вид похибки, пов'язаний зі сферичністю заломлених поверхонь, називають сферичною аберацією. Вона має місце при проходженні через лінзу не тільки білого світла, але й монохроматичного.

Таким чином, сферична аберація полягає в тому, що світлові промені, які виходять із точки S , після проходження лінзи не

перетинаються в одній точці (рис. 16.5).

Кількісною мірою сферичної аберації є відрізок $\delta = OS'' - OS'$. Сферичну аберацію можна зменшити, якщо користуватися тільки центральною частиною лінзи або оптичні системи складати зі збиральних $\delta < 0$ і розсіювальних $\delta > 0$ лінз.

Якщо через оптичну систему буде проходити широкий пучок від світляної точки, яка розташована не на оптичній осі, то одержане зображення цієї точки має вигляд плями неправильної форми, яка нагадує комету. Отже, таку похибку називають комою. Послаблення прояву коми досягається тими ж заходами, що і сферичної аберації.

Похибку, коли при великих кутах падіння променів на лінзу лінійне збільшення для точок предмета, що розташовані на різних

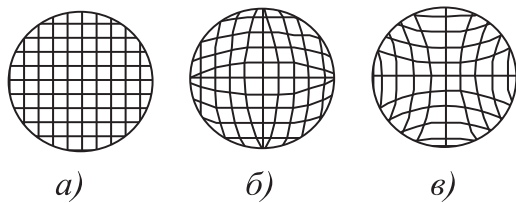


Рис. 16.6

відстанях від головної оптичної осі, трохи розрізняються, називають дисторсією. Звідси дисторсія – це вид аберації, що виявляється в порушенні геометричної подібності зображення і предмета,

наприклад: прямокутна сітка (предмет) – рис. 16.6, а і його зображення (подушкоподібна дисторсія) рис. 16.6, б; бочкоподібна дисторсія – рис. 16.6, в. Дисторсію особливо слід враховувати, якщо з допомогою оптичних систем проводяться геодезичні та фотографічні роботи.

При падінні білого світла на оптичну систему промені різних довжин хвиль заломлюються по-різному, що зумовлюється залежністю показника заломлення від довжини хвилі (явище дисперсії світла – § 18.1). Відомо, що показник заломлення є найбільшим для фіолетового і найменшим – для червоного світла.

Отже, при одержанні зображення точки в білому світлі фіолетові промені заломлюються лінзою більше, і тому вони перетинаються ближче до неї, а червоні – менше і перетинаються далі від лінзи, і тому зображення точки буде нечітким і забарвленим. Це явище називають хроматичною аберацією. Кожна лінза має різні фокусні відстані для кожної складової білого світла. Фокус фіолетових променів розташований ближче до лінзи, ніж фокус червоних.

Хроматичну аберацію зменшують комбінуванням лінз,

виготовлених із різних сортів скла. Такі лінзи називають ахроматичними лінзами. Одна і та ж складна лінза може використовуватися для усунення як хроматичної, так і сферичної аберації.

Похибку, яка обумовлена неоднаковістю кривизни оптичної поверхні в різних площинах перерізу падаючого на неї світлового пучка, називають астигматизмом. Так, зображення точки, віддаленої від головної оптичної осі, спостерігається на екрані у вигляді розмитої плями еліптичної форми. Ця пляма в залежності від відстані екрана до оптичного центра лінзи перетворюється або у вертикальну, або у горизонтальну пляму.

Виправлення астигматизму досягається підбором радіусів кривизни поверхонь заломлення і їх фокусних відстаней.

4. Проекційна система мікроскопа складається з об'єктива і окуляра. Об'єктив – це складна система лінз, різних за формою і складом скла. Така система лінз працює як одна лінза з дуже малою фокусною відстанню. Деякі лінзи об'єктива усувають сферичну та хроматичну аберації й астигматизм, інші – визначають необхідну апертуру (16.15). Об'єктив дає дійсне збільшення зображення предмета. Зображення об'єктива розглядається в окуляр – це довгофокусна лінза. Окуляр збільшує кут зору на зображення.

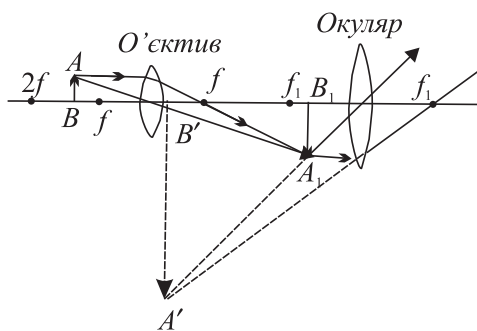


Рис. 16.7

Щоб дістати дійсне збільшення зображення, предмет розміщують між фокусом об'єктива і точкою, яка лежить на подвійній фокусній відстані (рис. 16.7). Тут також показаний хід променів у мікроскопі.

Окуляр переміщують так, щоб дійсне зображення предмета з'явилося між окуляром і його головним фокусом f_1 , тоді отримується уявне збільшене зображення (A_1B_1) – пряме відносно першого зображення ($A'B'$), але обернене відносно самого предмета (AB).

Відомо, що для нормального зору існує відстань найкращого зору, яка дорівнює 25 см, а тому зображення A_1B_1 повинно з'явитися на відстані найкращого зору. Предмети, що розглядаються через мікроскоп, несамосвітні – їх треба освітлювати різними пристроями.

Роздільна здатність мікроскопа характеризується найменшою

лінійною відстанню між двома точками, які роздільно видно з його допомогою, і визначається за формулою

$$R = 0,5\lambda/n \sin \varphi. \quad (16.15)$$

Тут λ – довжина хвилі світла, яким освітлений предмет, n – показник заломлення середовища між предметом і об'єктивом, кут φ – утворюваний крайнім променем, що падає в об'єктив, і оптичною віссю об'єктива (так звана апертура), а $n \sin \varphi$ – числова апертура об'єктива. Вона характеризує світлозбіральну здатність об'єктива.

З формули (16.15) випливає, що роздільну здатність мікроскопа можна збільшувати двома способами – зменшенням довжини хвилі λ – перехід в ультрафіолетову ділянку спектра і збільшенням показника заломлення. Для цього предмет поміщають у прозору рідину з великим показником заломлення – такі рідини називають імерсіями. Застосування імерсій дає змогу збільшити роздільну здатність мікроскопів майже у 1,5 рази.

Співвідношення (16.15) виражає ту мінімальну відстань між точками, які видно окремо. Ця межа пов'язана з хвильовою природою світла. За оцінками мінімальні розміри предмета, що розглядаються, приблизно дорівнюють половині довжини світлової хвилі. Сучасні оптичні мікроскопи дозволяють довести збільшення до $3 \cdot 10^3$ разів.

Для спостереження за великими і досить віддаленими предметами використовують спеціальні оптичні системи – телескопи. До них належать геодезичні труби, біноклі та ін. Характерним для цих систем є те, що в них входять паралельні пучки променів, які потім виходять також у вигляді паралельних пучків.

Хвильова природа світла ставить межу щодо можливості розглядати дрібні деталі предмета, коли на них дивитися через мікроскоп. Виразному зображенню предмета перешкоджає дифракція, оскільки світло поширюється не строго прямолінійно, а огинає предмети, внаслідок чого зображення виходить «розмитим». Це буває тоді, коли лінійні розміри предметів менші від довжини світлової хвилі. Дифракція накладає межу і на роздільну здатність телескопа.

Контрольні питання і завдання

1. Які існують погляди на природу світла? Навіщо був придуманий

ефір?

2. Що таке світловий потік, густина потоку, сила світла, освітленість? Їх одиниці вимірювання.
3. Дайте визначення світлового променя. В чому полягає принцип П. Ферма?
4. Сформулюйте закони відбивання та заломлення світла.
5. Що таке абсолютний і відносний показник заломлення світла?
6. Чим відрізняється відбивання світла: від дзеркальної поверхні, від шорсткуватої?
7. Принцип роботи рефрактометра. Що таке волоконна оптика?
8. Що таке рефракція світла? Назвіть види рефракції.
9. Які існують лінзи? Виведіть формулу тонкої лінзи.
10. Дайте визначення фокуса лінзи, фокусної відстані, оптичної сили лінзи. Що таке діоптрія?
11. Побудуйте зображення предмета у тонкій лінзі, розташованого перпендикулярно її головній оптичній осі.
12. Дайте визначення сферичної і хроматичної аберації. Що таке астигматизм?
13. Принципіальна схема оптичного мікроскопа. Від яких характеристик залежить роздільна здатність мікроскопа?

Розділ 17. Хвильові властивості світла

§ 17.1. Світлова хвиля. Інтерференція світла. Інтерференція світла при відбиванні від тонких пластинок. Кільця Ньютона. Практичне застосування інтерференції

1. Світло – найбільш відомий тип електромагнітного випромінювання і відрізняється від інших видів електромагнітного випромінювання довжиною хвилі (§ 15.3). Довжини хвиль видимого світла знаходяться в межах $\lambda = (0,40 \div 0,76) \cdot 10^{-6}$ м і відповідно частоти $\nu = (0,39 \div 0,75) \cdot 10^{15}$ Гц.

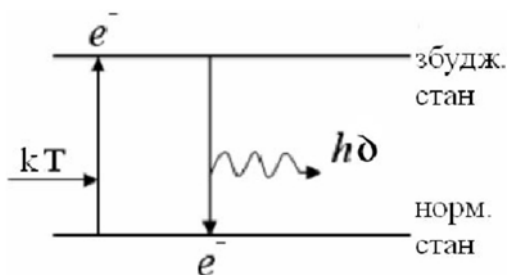


Рис. 17.1

Світло випромінюють валентні електрони атома при їхньому переході зі збудженого стану в нормальний (рис. 17.1). Коли електрон повертається в нормальний стан зі збудженого,

енергія, поглинута ним, наприклад теплова (kT), випромінюється у вигляді електромагнітного випромінювання $h\delta$, де δ – частота видимого світла. У розглянутому випадку атом збуджується нагріванням. Поглинання світла атомом – процес, протилежний випромінюванню.

Світлова хвиля – це набір хвиль, випромінюваних окремими мікровипромінювачами (атомами). Час випромінювання світла окремим атомом 10^{-8} с. Таке світло має строго визначену частоту, тобто воно монохроматичне. В окремому акті випромінювання атом випускає хвилю, вектор напруженості $\vec{E}$ електричного поля і вектор напруженості $\vec{H}$ магнітного поля коливаються в строго визначених площинах. Світлова хвиля поперечна: коливання векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$ відбувається в напрямках, перпендикулярних швидкості поширення хвилі ($\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{v}$).

Для плоскої синусоїдальної світлової хвилі, що поширюється зі швидкістю $\vec{v}$, коливання векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$ описуються рівняннями:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t - kr) \quad \text{і} \quad \vec{H} = \vec{H}_0 \sin(\omega t - kr). \quad (17.1)$$

Тут $\vec{E}$ і $\vec{H}$ – миттєві, а $\vec{E}_0$ і $\vec{H}_0$ – амплітудні значення векторів напруженості електричного і магнітного поля відповідно, ω – циклічна частота їхніх коливань, r – шлях поширення хвилі за час t , k – хвильове число (14.42).

Як показує дослід, фізіологічна, фотохімічна, фотоелектрична й інші дії світла викликаються переважно коливаннями електричного вектора $\vec{E}$, названого тому світловим.

Довжина світлової хвилі λ у середовищі з показником заломлення n пов'язана з частотою хвилі δ і довжиною хвилі у вакуумі (λ_0) співвідношеннями:

$$\lambda = v / \delta \quad \text{і} \quad \lambda = \lambda_0 / n. \quad (17.2)$$

Тут v – швидкість хвилі у середовищі. Коли світло переходить з одного середовища в інше, то довжина хвилі змінюється в n разів.

Показник заломлення залежить від довжини хвилі світла. Різним довжинам хвиль відповідають різні показники заломлення. Це явище називають дисперсією показника заломлення речовини.

Порівняння формул (16.7) і (15.8) дає наступний вираз для абсолютного показника заломлення середовища:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Для більшості прозорих речовин $\mu = 1$, отже, можна вважати, що

$$n = \sqrt{\varepsilon}. \quad (17.3)$$

Ця формула пов'язує оптичні властивості речовини з її електричними властивостями.

2. Вивчаючи хвильовий рух (§ 14.5), ми познайомилися з інтерференцією пружних хвиль. Накладання двох чи декількох хвиль, що приводить до стійкого в часі посилення коливань в одних точках простору й ослаблення – в інших, називається інтерференцією. Інтерференція спостерігається тільки тоді, коли хвилі, що накладаються, мають однакову частоту (монохроматичні хвилі) і сталу різницю фаз, але власну, у кожній точці простору. Такі хвилі називають погодженими, або когерентними. Одержати інтерференційну картину світлових хвиль, наприклад від двох електричних лампочок, не можна. Причина цього полягає в тому, що лампочки випромінюють некогерентні хвилі, тому що в кожній з них світло випускається безліччю атомів, які випромінюють не узгоджено. Різниця фаз коливань світлових хвиль, що випромінюються сукупністю атомів таких джерел, швидко і безладно змінюється в часі.

Когерентність можна забезпечити, розділивши хвилю від одного джерела на дві частини (шляхом заломлення або відбивання), а потім знову звести їх разом. Отримані таким способом дві хвилі будуть когерентні і при накладанні можуть інтерферувати.

Інтерференційна картина від монохроматичного світла – це чергування темних і світлих смуг, що відповідає мінімуму (14.55) і максимуму (14.53) інтенсивності.

Для світлових хвиль істотне значення має показник заломлення середовища (16.7), тому що при переході світлової хвилі з одного середовища в інше змінюється довжина хвилі (частота її залишається постійною). У зв'язку з цим змінюється і пройдений шлях хвилею.

Враховуючи вплив оптичної густини середовища, вводять поняття оптичної довжини шляху S , що дорівнює добутку шляху r світлової хвилі в даному середовищі на її абсолютний показник заломлення n , тобто:

$$S = rn. \quad (17.4)$$

Різниця оптичних довжин шляхів двох хвиль називається оптичною різницею ходу:

$$\Delta = S_2 - S_1 = n_2 r_2 - n_1 r_1. \quad (17.5)$$

Умови інтерференційних максимумів (14.53) і мінімумів (14.55) для світлових хвиль з урахуванням (17.5) можна визначити так:

$$\Delta = 2m\lambda / 2, \text{ max (хвилі синфазні в точці N, рис. 14.12)} \quad \text{і} \quad (17.6)$$

$$\Delta = (2m + 1)\lambda / 2, \text{ min (хвилі протифазні в точці N, рис. 14.12),} \quad (17.7)$$

де число $m = 0, 1, 2, \dots$.

Значення m визначає порядок максимуму: $m = 0$ – максимум нульового порядку, $m = 1$ – максимум першого порядку і т.д.

Таким чином, якщо на оптичній різниці ходу міститься парне число півхвиль (рис. 14.12), то в цих точках спостерігаються інтерференційні максимуми, якщо непарне число півхвиль, то мінімуми інтерференції.

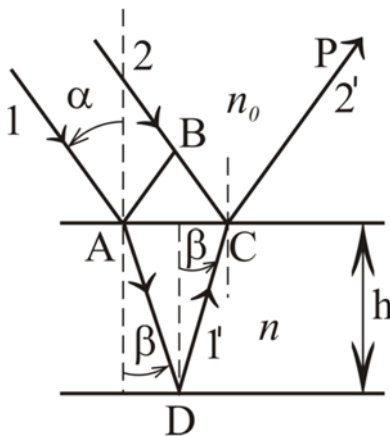


Рис. 17.2

3. Розглянемо інтерференцію у відбитому світлі. Нехай паралельний пучок монохроматичного світла (промені 1 і 2) падає на тонку, прозору пластинку (плівку) завтовшки h під кутом α (рис. 17.2). Фронт хвилі в деякий час проходить по лінії AB . У точці A падаючий промінь розщеплюється. Кут падіння та кут заломлення пов'язані законом заломлення (16.6). Таке ж розщеплення відбувається у точках D і C .

У результаті утворяться дві когерентні хвилі при відбиванні від верхньої і нижньої поверхонь пластинки (промені 1' і 2'), які можуть інтерферувати. Знайдемо умови інтерференції. З урахуванням (16.7) промінь 1' проходить в пластинці відстань $AD + DC = 2h / \cos \beta$ за час $\Delta t = \frac{2h}{v \cos \beta} = \frac{2hn}{c \cos \beta}$. Другий промінь 2 за цей час пройде шлях $BC = c \Delta t$ (рис. 17.2). Отже, оптична різниця ходу променів

$$\Delta = n(AD + DC) - BC = 2hn \cos \beta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}. \quad \text{Тут}$$

врахували, що: $BC = AC \sin \alpha$; $AC = 2h \tan \beta$; $n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$ і показник заломлення повітря $n_0 = 1$; c – швидкість світла у вакуумі.

При відбиванні світла від оптично більш густого середовища ($n > n_0$) фаза коливань вектора $\vec{E}$ стрибком змінюється в точці А на протилежну. Така зміна фази еквівалентна втраті півхвилі ($\lambda/2$) при відбиванні і доданок $\lambda/2$ матиме знак мінус. У випадку $n < n_0$ втрата півхвилі відбудеться в точці D і доданок $\lambda/2$ матиме знак плюс.

З урахуванням цього оптична різниця ходу

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \lambda/2. \quad (17.8)$$

Якщо $\Delta = 2m\lambda/2,$ (17.9)

то інтерферуючі промені 1' і 2' дають у напрямі відбитого променя CP максимум інтенсивності.

Якщо ж $\Delta = (2m+1)\lambda/2,$ (17.10)

то промені гасять один одного, і в напрямі CP відбите світло не спостерігається.

Внаслідок інтерференції енергія перерозподіляється у просторі. Вона розподіляється нерівномірно в усіх ділянках середовища, а концентрується в максимумах і тому зовсім не надходить у мінімум.

Таким чином, для даних λ , n і h кожному куту нахилу α (рис. 17.2) буде відповідати своя інтерференційна смуга. Інтерференційні смуги, що виникають у результаті накладання променів, які падають на плоскопаралельну пластинку під однаковими кутами, називаються смугами однакового нахилу.

Якщо паралельний пучок ($\alpha = \text{const}$) монохроматичного світла падає на пластинку, товщина якої змінюється від точки до точки (клин з малим кутом), то умови інтерференції в різних місцях пластинки не будуть однаковими. Спостерігаючи таку пластинку у відбитому світлі, можна бачити інтерференційні світлі і темні смуги. Кожна смуга відповідає визначеній товщині h пластинки.

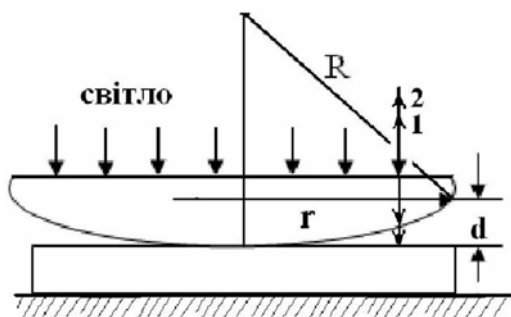


Рис. 17.3

зою з великим радіусом кривизни R .

4. Прикладом смуг однакової товщини є кільця Ньютона. Вони спостерігаються при відбиванні світла від повітряного прошарку d , що розташований між плоскопаралельною товстою скляною пластинкою і плоско-опуклою лінзою з великим радіусом кривизни R .

Хвиля 1 виникає внаслідок відбивання від опуклої поверхні лінзи на межі скло – повітря, а хвиля 2 – внаслідок відбивання від пластини на межі повітря – скло. Ці хвилі когерентні: вони мають однакову частоту і сталу різницю фаз, яка виникає тому, що хвиля 2 проходить більший шлях, ніж хвиля 1, і можуть інтерферувати. При нормальному падінні світла смуги однакової товщини мають вигляд концентричних кілець, при похилому падінні – еліпсів. Можна показати, що радіуси r кілець Ньютона, що спостерігаються при падінні світла по нормалі до пластинки, пов'язані з радіусом кривизни R лінзи і довжиною хвилі світла λ наступним співвідношенням:

$$r = \sqrt{R\lambda(m-1)/2}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (17.11)$$

Парним числам m відповідають радіуси світлих кілець (максимуми освітленості), непарним значенням m – радіуси темних кілець (мінімуми). Значенню $m = 1$ відповідає $r = 0$, тобто точка дотику пластинки і лінзи. У цій точці спостерігається мінімум інтенсивності (темна пляма).

5. При проходженні світла крізь лінзи або призми оптичних приладів на кожній з поверхонь спостерігається відбивання світла, що приводить до значного зменшення інтенсивності, і зображення освітлюється недостатньо, а тому погіршується його якість. Крім того, відбивання від поверхні лінз приводить до утворення відблисків.

Для усунення цих дефектів оптичних систем використовують прийом, названий просвітлінням оптики: оптичні поверхні покривають тонкими, прозорими плівками із речовин, показник заломлення яких менший, ніж скла. Призначення плівки полягає в гасінні відбитого світла, тобто повинна виконуватися умова мінімумів інтерференції $\Delta = 2hn = (2m+1)\lambda/2$, де n – показник заломлення плівки. Звідси товщина плівки, що просвітлює, $h = (2m+1)\lambda/4n$.

При дотриманні таких умов інтерференція дає можливість зменшити до мінімуму інтенсивність відбитого світла, і його потік проходить крізь оптичну поверхню без утрат, збільшуючи яскравість і контрастність одержуваного зображення (перископи, біноклі, телескопи, фотоапарати й ін.).

Явище інтерференції світла використовують у різних галузях науки, наприклад для вимірювання показників заломлення (16.6) газів та рідин, а також для визначення концентрації домішок у

повітрі.

Оптична схема газового інтерферометра показана на рис. 17.4, а (вид збоку) і б (вид зверху).

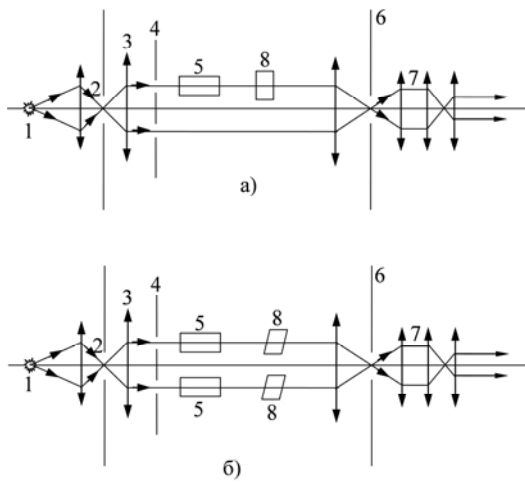


Рис. 17.4

Світло від джерела 1 падає на щілину 2, розташовану у фокальній площині об'єктива коліматора 3. Паралельний пучок променів, що виходять з об'єктива, ділиться двома щілинами діафрагми 4. Ці щілини можна розглядати як джерела вторинних когерентних світлових хвиль.

Одержані світлові пучки проходять крізь об'єктив 6, причому, як видно із рис. 17.4 (а, б), верхні

пучки ідуть через кювети 5, а нижні, оминаючи кювети, в об'єктив. У результаті у фокальній площині об'єктива інтерферують дві когерентні хвилі і в окуляр 7 видно дві системи інтерференційних смуг. Верхня утворюється в результаті інтерференції хвиль, що пройшли через кювети, а нижня – хвилями, що не проходили через кювети.

Положення максимумів і мінімумів визначається оптичною різницею ходу інтерференційних хвиль. Оскільки умови проходження хвиль, що утворюють нижню систему смуг (показник заломлення, довжина шляху), незмінні, то положення максимумів і мінімумів не змінюються. Нижня система смуг у процесі роботи залишається нерухомою, тому виконує роль індикатора, відносно якого визначається зміщення верхньої системи смуг.

Розглянемо утворення верхньої системи смуг. При однакових показниках заломлення газів у кюветах ℓ (тиск у кюветах однаковий) в центрі верхньої системи смуг буде світла смуга. Вона є нульовим максимумом тому, що оптична різниця ходу хвиль до цієї точки дорівнює нулю: $\Delta = \ell n - \ell n = 0$. По обидві сторони від нульового максимуму розташовані темні смуги – мінімуми, яким відповідає різниця ходу $\Delta = \pm \lambda/2$.

Наступним максимумам відповідає різниця ходу $\Delta = \pm \lambda$. Якщо змінити показник заломлення газу в одній з кювет (розміщують досліджуваний газ з показником заломлення n_x), то положення максимумів й мінімумів змінюється, верхня система

інтерференційних смуг почне зміщатися тому, що змінюється оптична різниця ходу променів: $\Delta' = \ell n_x - \ell n = \ell \Delta n$, де Δn – зміна показника заломлення в кюветі.

Знаючи, на скільки смуг зміщується верхня система відносно нижньої, можна визначати, який інтерференційний максимум буде в центральній точці. При зміщенні картини інтерференції на m смуг у центрі буде m -й максимум, а різниця ходу променів до цієї точки дорівнює $\Delta' = m \lambda$. При цьому $\ell(n_x - n) = m \lambda$, або $\ell \Delta n = m \lambda$.

Таким чином, можна обчислити зміну показника заломлення. Безпосередні виміри показника заломлення газу в кюветі проводяться компенсаційним методом. На шляху пучків, що пройшли через кювети, розміщують компенсатор 8 (рис. 17.4). Він складається із двох нахилених плоскопаралельних скляних пластинок – одна закріплюється нерухомо, кут нахилу другої можна змінювати. При цьому змінюється оптична різниця ходу променів, що створюють верхню систему інтерференційних смуг, і відбувається зміщення цієї системи.

Отже, можна досягти зміщення верхньої системи смуг в напрямку, протилежному зміщенню цих смуг, викликаному зміною показника заломлення газу в одній з кювет, тобто скомпенсувати утворюючи при цьому різницю ходу променів.

Обчислюють показник заломлення досліджуваного газу за формулою:

$$n_x = n + \Delta / \ell .$$

Тут різниця ходу Δ визначається за шкалою компенсатора, n – показник заломлення еталонного газу, ℓ – довжина кювети.

За допомогою газового інтерферометра проводять кількісний аналіз газових сумішей – визначають концентрацію деяких домішок, тому що показник заломлення залежить від природи газу (n_x залежить від швидкості поширення світла в даному середовищі, а швидкість – від його густини).

§ 17.2. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса–Френеля. Метод зон Френеля. Дифракція Френеля. Дифракція Фраунгофера. Дифракційні решітки. Спектральні характеристики приладу. Голографія

1. Одним з доказів хвильових властивостей світла є і дифракція. Дифракція – це відхилення світлових променів від

прямолінійного поширення при проходженні вузьких щілин, малих отворів, а також біля межі екрануючих тіл. Явище дифракції виявляється сильніше, якщо розміри щілини чи перешкоди менші від довжини хвилі λ або порівнянні з нею. При розмірах перешкоди $l > \lambda$ дифракція світлових хвиль стає незначною.

Дифракцію в основному пояснює принцип Гюйгенса (§ 14.5). Вторинні хвилі огинають перешкоди на шляху поширення первинних хвиль. Отже, принцип Гюйгенса дає змогу знаходити напрями поширення хвиль, але він не вирішує питання дифракції про амплітуду коливань. Френель доповнив принцип Гюйгенса представленням про когерентність вторинних хвиль і їхню інтерференцію. Відповідно до принципу Гюйгенса–Френеля, кожна точка фронту хвилі є джерелом вторинних півсферичних хвиль, які когерентні і можуть інтерферувати: хвилі, що знаходяться в одній фазі, підсилюються, а хвилі, які знаходяться у протифазі, послабляються. За допомогою цього принципу можна обґрунтувати з хвильових властивостей світла закон прямолінійного поширення світла, а також дифракційні явища. Для доказу цих властивостей Френель розробив метод, який називають методом зон Френеля, в основу якого покладена ідея про взаємну інтерференцію вторинних хвиль.

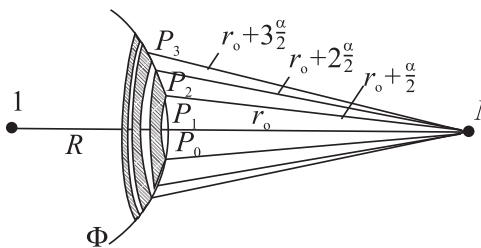


Рис. 17.5

Розглянемо в точці М амплітуду Е світлової хвилі, що поширюється в однорідному середовищі від точкового джерела 1 (рис. 17.5). Відповідно до принципу Гюйгенса–Френеля, замінимо дію джерела 1 дією уявних джерел, що розташовані на допоміж-

ній поверхні Φ , яка є поверхнею фронту хвилі. Френель розбив хвильову поверхню Φ на кільцеві зони такого розміру, щоб відстані від сусідніх зон до точки М відрізнялися на $\lambda/2$, тобто радіуси кіл вибирають так, щоб: $r_1 = r_0 + \lambda/2; \dots; r_m = r_0 + m\lambda/2$. Тут m – число зон Френеля.

Тоді радіуси кіл визначаються співвідношенням $r_m^2 + r_0^2 = (r_0 + m\lambda/2)^2$, або за умови, що $m\lambda/2$ мале у порівнянні з r_0 , $r_m^2 = r_0 m\lambda$.

Площа m -ї кільцевої зони дорівнює $\pi r_m^2 - \pi r_{m-1}^2 = \pi r_0 \lambda$ і не залежить від m , отже, площі зон Френеля однакові, і відповідно

кожна зона вміщує однакову кількість когерентних джерел.

Оскільки оптична різниця ходу хвиль, що приходять в точку М від сусідніх зон, складає $\lambda/2$, то вони мають протилежні фази і при накладанні будуть взаємно ослаблюватися. Тому амплітуда результуючого коливання в точці М: $E_0 = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots \pm E_{0m}$, де $E_{01}, E_{02}, \dots, E_{0m}$ – амплітуди коливань, що збуджуються зонами 1, 2, ..., m.

У цей вираз усі амплітуди непарних зон входять зі знаком «плюс», а від парних зон – зі знаком «мінус». Крім того, інтенсивність випромінювання в напрямку точки М зменшується зі зростанням номера зони m внаслідок збільшення відстані від зони до точки М (рис. 17.5). Враховуючи цей факт, можна записати, що $E_{01} > E_{02} > E_{03} > E_{04} > \dots$. Можна вважати також, що в межах не дуже великих змін m залежність E_0 від відстані r_0 є лінійною, а амплітуда коливань у точці М, які породжені якою-небудь m -зоною, дорівнює середньому арифметичному амплітуд коливань, породжених $(m-1)$ -ю і $(m+1)$ -ю зонами, тобто: $E_0 = (E_{0\ m-1} + E_{0\ m+1})/2$. Тоді амплітуда результуючого коливання в точці М матиме такий вигляд:

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{01}}{2}, \quad (17.12)$$

оскільки усі вирази, що стоять у дужках, дорівнюють нулю.

Отже, амплітуда, що створюється в довільній точці М хвилею, дорівнює половині амплітуди, що створюється однією центральною зоною.

Поширення світла від джерела світла 1 до точки М відбувається так, немовби світловий потік поширюється в середині дуже вузького каналу вздовж 1 М, тобто прямолінійно.

Можна показати, що у випадку сферичної хвилі радіус зовнішньої границі m -ї зони Френеля визначається за формулою

$r_m = \sqrt{\frac{m\lambda r_0 R}{R + r_0}}$, де r_0 – відстань від фронту хвилі до точки М, R – радіус хвильового фронту (рис. 17.5). При $r_0 = R = 10$ см і $\lambda = 0,5 \cdot 10^{-6}$ м радіус першої зони $r_1 = 0,158$ мм.

Дифракція Френеля – це дифракція сферичних хвиль (у променях, що сходяться) і виникає в тому випадку, коли

дифракційна картина спостерігається на кінцевій відстані від перешкоди, яка спричиняє дифракцію.

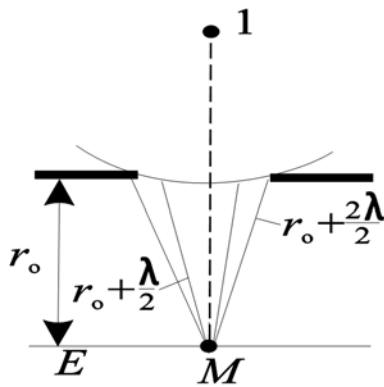


Рис. 17.6

Розглянемо дифракцію сферичних хвиль – дифракцію Френеля. Нехай сферична хвиля, що поширюється з точкового джерела 1, зустрічає на своєму шляху екран з круглим отвором (рис. 17.6). Дифракційну картину спостерігаємо в точці М на екрані Е, що розміщений перпендикулярно до лінії, яка з'єднує джерело 1 з центром отвору. Екран Е паралельний площині отвору і знаходиться

від нього на відстані r_0 .

Вигляд дифракційної картини залежить від кількості зон Френеля, які вкладаються в отворі. Амплітуда E_0 світла в точці М буде:

$$E_0 = E_{o1} / 2 \pm E_{om} / 2, \quad (17.13)$$

де знак «плюс» стосується непарного, а знак «мінус» – парного числа зон Френеля.

Таким чином, дифракційна картина від круглого отвору поблизу точки М матиме вигляд темних і світлих кілець з центрами в точці М (якщо число m непарне, то в центрі буде світлий круг, якщо парне – темний).

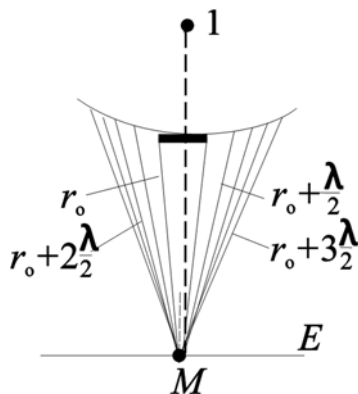


Рис. 17.7

Тепер розглянемо дифракцію Френеля на круглому диску. Нехай хвиля, що поширюється від точкового джерела 1 (рис. 17.7), зустрічає на своєму шляху непрозорий диск. У такому разі закрити диском ділянку фронту хвилі треба виключити з розгляду і будувати зони Френеля потрібно, починаючи з країв диска. На рис. 17.7 показано побудову цих зон для точки М екрана Е, яка розташована навпроти центра диска.

Амплітуда E_0 в точці М визначається спільною дією всіх відкритих зон, починаючи з першої:

$$E_0 = E_{o1} - E_{o2} + E_{o3} - E_{o4} + \dots = E_{o1} / 2 + (E_{o1} / 2 - E_{o2} + E_{o3} / 2) + (E_{o3} / 2 - E_{o4} + E_{o5} / 2) + \dots = E_{o1} / 2. \quad (17.14)$$

Отже, в точці М завжди буде інтерференційний максимум (світлова пляма), який відповідає половині дії першої відкритої зони Френеля. Цей максимум оточений концентричними з ним темними і світлими кільцями.

2. Якщо джерело світла й екран для спостереження дифракції розташовані від перешкоди настільки далеко, що промені, які падають на перешкоди, і промені, які йдуть у точку спостереження,

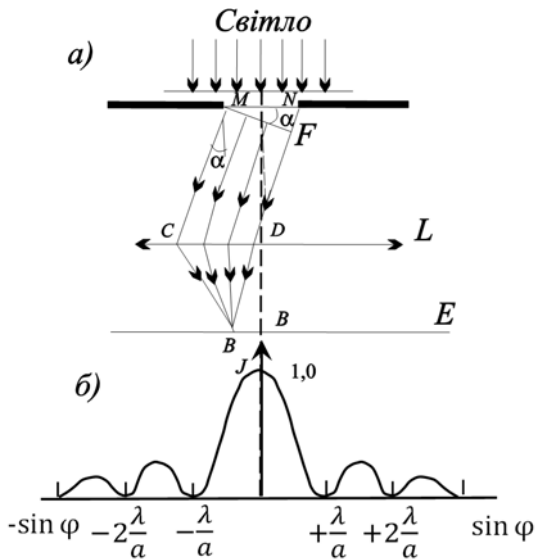


Рис. 17.8

утворюють практично паралельні пучки, то говорять про дифракцію в паралельних променях, або про дифракцію Фраунгофера.

Розглянемо дифракцію Фраунгофера на довгій щілині l , ширина якої $a = MN$ (рис. 17.8), довжина $l \gg a$. Нехай плоска монохроматична світлова хвиля поширюється перпендикулярно до щілини. Паралельний пучок світла, пройшовши крізь щілину, дифрагує під різними кутами φ

від початкового напрямку. Лінза L збирає паралельні пучки дифрагованих променів у певних точках екрана, розміщеного у фокальній площині лінзи (вона не змінює різниці ходу променів).

За принципом Гюйгенса–Френеля точки щілини є вторинними джерелами хвиль, які коливаються в одній фазі, оскільки площина щілини збігається з фронтом падаючої хвилі. Оптична різниця ходу Δ між крайніми променями MC і ND (рис. 17.8, а) дорівнює $\Delta = NF = a \sin \varphi$.

Поділимо відкриту частину хвильової поверхні MN на зони Френеля, паралельні ребру M щілини. Ширина кожної зони вибирається так, щоб різниця ходу від країв цих зон дорівнювала $\lambda/2$, а тому на ширині щілини вміщується $\frac{\Delta}{\lambda/2}$ зон.

У зв'язку з тим, що всі точки хвильового фронту в площині щілини мають однакову фазу і амплітуду коливань, загальна інтенсивність коливань від двох будь-яких сусідніх зон Френеля дорівнює нулю.

Отже, якщо число зон Френеля парне, тоді:

$$a \sin \varphi = \pm 2m\lambda / 2 \quad (m = 1, 2, 3 \dots) \quad (17.15)$$

є умовою дифракційного мінімуму (повна темрява). Якщо число зон Френеля непарне, тоді

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1)\lambda / 2 \quad (m = 1, 2, 3 \dots) \quad (17.16)$$

умова дифракційного максимуму, відповідає дії однієї некомпенсованої зони Френеля. Число m називають порядком дифракційного максимуму (мінімуму).

У напрямку $\varphi = 0$ щілина діє як одна зона Френеля і в цьому напрямі світло поширюється з найбільшою інтенсивністю – центральний дифракційний максимум (рис. 17.8, б). Його ширина на екрані – це відстань між двома найближчими до нього дифракційними мінімумами.

Напрями, в яких амплітуда максимальна або дорівнює нулю, визначається формулами:

$$\sin \varphi_{\max} = \pm \frac{(2m+1)\lambda}{2a} \quad \text{і відповідно} \quad \sin \varphi_{\min} = \pm \frac{m\lambda}{a}.$$

Розподіл інтенсивності на екрані Е, отриманий внаслідок дифракції, називають дифракційним спектром (рис. 17.8, б). Положення дифракційних максимумів залежить від λ .

При освітленні щілини білим світлом (немонохроматичним) центральний максимум спостерігається у вигляді білої смужки (при $\varphi = 0$ різниця ходу дорівнює нулю для всіх λ) – він загальний для всіх довжин хвиль. Побічні максимуми у райдужних барвах – фіолетова частина розміщена ближче до центрального максимуму, а червона – далі від нього ($\lambda_{\phi} < \lambda_r$).

Отже, дифракційні явища в білому світлі супроводжуються появою забарвлення: біле світло розкладається в спектр. Забарвлення перлів, перламутру пояснюється дифракцією білого світла на сторонніх дрібних укрощеннях, що містяться в них. Поява райдужних кілець навколо джерела світла, коли повітря насичене туманом або пилом, – також результат дифракції.

3. Дифракційні решітки – система паралельних щілин рівної ширини, лежачих в одній площині і розділених рівними за шириною непрозорими проміжками. Такі решітки одержують нанесенням на скляну пластинку багатьох паралельних штрихів – подряпин, розміщених на рівних відстанях одна від одної. Неушкоджені ділянки відіграють роль щілин, а подряпини

виконують роль непрозорих ділянок. Можна виготовити також решітку, якщо нанести подряпини на поверхню металевого дзеркала. Таку решітку називають відбивною.

Якщо $MN=a$ – ширина щілини, $NC=b$ – ширина непрозорої ділянки між щілинами (рис. 17.9), то величина

$$h = a + b \quad (17.17)$$

називається постійною (періодом) дифракційної решітки. Зворотна їй величина $(1/h)$ визначає кількість штрихів на одиницю довжини. Сучасні решітки мають до $1,2 \cdot 10^3$ штрихів на 1 мм довжини; загальна кількість штрихів перевищує 10^5 . Період такої решітки становить близько $8 \cdot 10^{-7}$ м. Нехай на дифракційну решітку P із двома щілинами MN і CD падає плоска хвиля монохроматичного світла в перпендикулярному напрямі

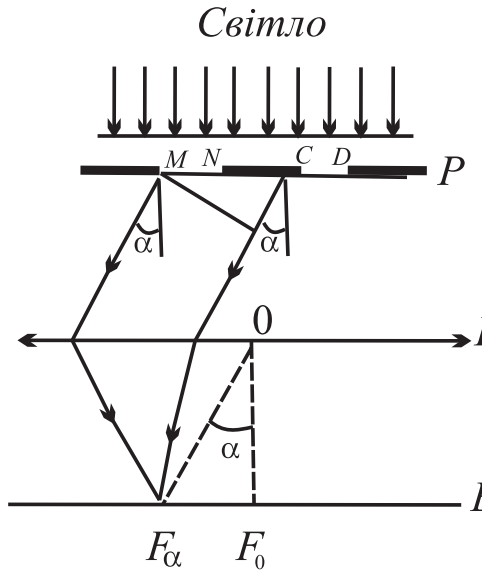


Рис. 17.9

(рис. 17.9). Розташуємо паралельно решітці збиральну лінзу L , у фокальній площині якої поставимо екран E . Дифракційна картина на екрані буде складнішою, ніж у випадку однієї щілини. Це пов'язано з тим, що у дифракційних решітках спостерігається не тільки взаємна інтерференція променів, які поширюються від однієї щілини, а й інтерференція променів, що приходять в точку спостереження від різних щілин. Це приводить до того, що поряд з головними максимумами і головними мінімумами виникають дуже слабкі побічні максимуми, розділені додатковими мінімумами.

Знайдемо результуючу амплітуду коливань у точці F_φ екрана E , в якій збираються промені від щілин решітки, що падають на лінзу під кутом φ до її оптичної осі OF_0 .

Різниці ходу Δ променів ($CK = \Delta$), що йдуть від двох сусідніх щілин, будуть для даного напрямку φ однакові в межах всієї дифракційної решітки і, як випливає із трикутника MKS , дорівнюють: $\Delta = (a + b) \sin \varphi$, а з урахуванням (17.17) $\Delta = h \sin \varphi$. Очевидно, що в тих напрямках, в яких жодна із щілин не поширює світло, воно не буде поширюватись і при двох щілинах, тобто колишні (головні) мінімуми інтенсивності будуть спостерігатися в напрямках, що визначаються умовою

$$h \sin \varphi = \pm m \lambda, \text{ де } m = 1, 2, 3, \dots \quad (17.18)$$

Крім цього, внаслідок взаємної інтерференції, в напрямках, визначених умовою

$$h \sin \varphi = \pm (2m + 1) \lambda / 2, \quad (17.19)$$

де $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, світлові промені, які поширюються від двох сусідніх щілин, будуть гасити один одного, а тому виникають додаткові мінімуми. Навпаки, в деяких напрямках дія однієї щілини буде підсилювати дію другої, якщо

$$h \sin \varphi = \pm 2m \lambda / 2, \quad (17.20)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ і це є умова головних максимумів, m – порядок головних максимумів. Вони розмістяться симетрично відносно центрального максимуму ($m = 0, \varphi = 0$) – рис. 17.10.

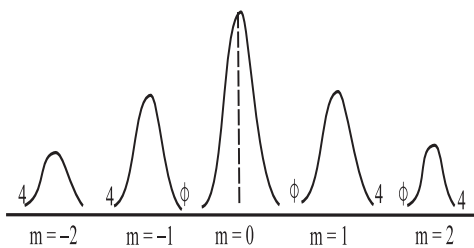


Рис. 17.10

Якщо дифракційна решітка має N щілин, то умовою головних максимумів є умова (17.20), а умовою головних мінімумів – (17.18) і умовою додаткових мінімумів

$$h \sin \varphi = \pm m' \lambda / N, \quad (17.21)$$

де m' може приймати всі цілочисельні значення, крім $0, N, 2N \dots$, тобто крім тих, при яких дана умова (17.21) переходить в (17.20).

Отже, у випадку N щілин між двома головними максимумами розташовується $N-1$ додаткових мінімумів, розділених вторинними максимумами, які створюють слабкий фон.

Оскільки модуль $\sin \varphi$ не може бути більше одиниці, тоді із (17.20) випливає, що кількість головних максимумів обмежена ($m \leq h / \lambda$), тобто визначається відношенням періоду решітки до довжини хвилі.

Чим більші щілини, тим більше кількості світлової енергії пройде крізь решітку. Амплітуда головного максимуму – центрального ($m = 0$, рис. 17.10) дорівнює сумі амплітуд коливань від кожної щілини ($E_{\max} = NE_{01}$), а тому інтенсивність головного максимуму в N^2 разів більше інтенсивності J_1 , що створює одна щілина в напрямі головного максимуму: $J_{\max} = N^2 J_1$.

Положення головних максимумів залежить від довжини хвилі λ (17.20). У зв'язку з цим, при пропущенні крізь решітку білого світла, всі максимуми, крім центрального $m = 0$ (він залишається

білим), розкладаються у спектр (рис. 17.10). Інші максимуми мають вигляд забарвлених смужок, які називають дифракційними спектрами. Головні дифракційні максимуми для $m = 1$ утворюють спектр першого порядку, для $m = 2$ – спектр другого порядку і т. д. У кожному зі спектрів найбільше відхилення є для довжин хвиль, яким відповідає червоний колір, і найменше – фіолетовий.

У спектрі будь-якого порядку його фіолетова частина завжди звернена до центрального максимуму, а червона – у протилежний бік (рис. 17.10), де зображено центральний ($m = 0$) та два головні максимуми і показано їх забарвлення.

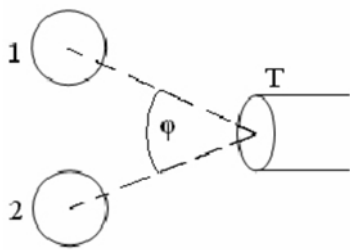


Рис. 17.11

Отже, дифракційна решітка може бути використана як спектральний прилад для розкладання світла у спектр, виміру довжин хвиль світла й інтенсивностей всіх його монохроматичних компонент. Наприклад, вимірюючи кут φ (рис. 17.9), під яким спостерігається перший максимум, можна визначити довжину світлової

хвилі за формулою: $\lambda = h \sin \varphi$.

Такі прилади називають дифракційними спектрографами, якщо досліджуваний спектр реєструють за допомогою фотопластинки, і дифракційним спектроскопом – спектр спостерігається візуально.

4. Однією з основних характеристик будь-якого спектрального приладу є його роздільна здатність. Це безрозмірна величина, яка дорівнює

$$R = \lambda / \Delta\lambda , \quad (17.22)$$

де $\Delta\lambda$ – найменша різниця довжин хвиль двох спектральних ліній, при яких спектральний прилад розділяє їх окремо.

Роздільна здатність дифракційної решітки $R = mN$, де m – порядок дифракційного максимуму, N – число щілин. У сучасних решіток роздільна здатність досягає значення $4 \cdot 10^5$.

Найменший кут φ , при якому дві світлі точки (зірки) видно роздільно (рис. 17.11), називають роздільною здатністю об'єктива телескопа, і виражається за формулою

$$R = D / 1,22\lambda , \quad (17.23)$$

де D – діаметр лінзи об'єктива, λ – довжина світлової хвилі.

Отже, для збільшення роздільної здатності оптичного приладу потрібно або збільшити діаметр об'єктива, або зменшувати довжину хвилі.

Спектральною характеристикою будь-якого спектрального приладу є також дисперсія. Розрізняють кутову і лінійну дисперсію.

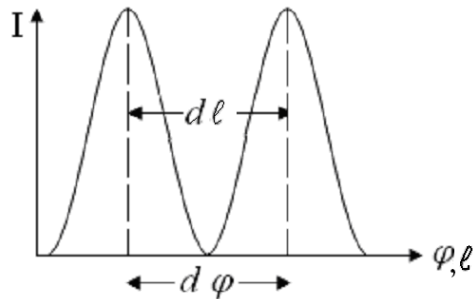


Рис. 17.12

Кутова дисперсія характеризує кутову відстань $d\varphi$ між двома спектральними лініями, що відрізняються за довжиною хвилі на $d\lambda$ (рис. 17.12), тобто $D_{\text{кут}} = d\varphi / d\lambda$.

З формули (17.20) шляхом диференціювання отримаємо: $h \cos \varphi d\varphi = m d\lambda$. Звідси

$$D_{\text{кут}} = d\varphi / d\lambda = m / h \cos \varphi. \quad (17.24)$$

Дослід показує, що кути φ дифракції невеликі, тобто $\cos \varphi \approx 1$. Крім того, на практиці звичайно працюють зі спектрами першого порядку ($m = 1$), оскільки вони найбільш яскраві і не перекриваються спектрами більш високого порядку, тоді з формули (17.24) одержуємо, що $D_{\text{кут}} \sim 1/h$. Звідси випливає, що доцільно користатися решітками з малим періодом.

Лінійна дисперсія визначає лінійну відстань dl між двома спектральними лініями, що відрізняються за довжиною хвилі на $d\lambda$ (рис. 17.12), тобто:

$$D_{\text{лін}} = dl / d\lambda. \quad (17.25)$$

Якщо f – фокусна відстань лінзи, тоді $D_{\text{лін}} = f D_{\text{кут}}$.

Звідси видно, що більшу ширину спектра на екрані можуть давати довгофокусні лінзи. Спектральний прилад непридатний для дослідження певної ділянки спектра, якщо спектри сусідніх порядків перекриваються. Максимальна ширина спектрального інтервалу $d\lambda$, в якому спектри не перекриваються, називають дисперсійною областю спектрального приладу.

5. На основі явищ інтерференції і дифракції хвиль спостерігається просторове зображення предметів за допомогою методу, названого голографією.

Принцип голографії представляє ілюстрацію хвильової природи світла і того, в чому полягає відмінність когерентного світла від некогерентного. Для одержання голографічного негатива

(голограми) предмет освітлюється пучками світла від когерентного джерела – лазера (§ 21.3).

При звичайній фотографії місця почорніння на фотопластинці відповідають максимуму амплітуди хвилі, а фази ж відбитих хвиль не реєструються, і зображення об'ємного предмета виходить плоским. Голографія дозволяє реєструвати також фази розсіяної предметом хвилі. Процес одержання голографічного зображення складається з двох етапів: запису голограми і її відновлення.

Для одержання голограми лазерний пучок (Л) ділиться на дві частини: одна його частина відбивається дзеркалом (Д) на фотопластинку (ФП) – це опорна хвиля 2, а друга потрапляє на ФП, відбившись від предмета (П) – предметна хвиля 1 (рис. 17.13). Опорна і предметна хвилі є когерентними і, накладаючись одна на одну, утворюють на ФП інтерференційну картину.

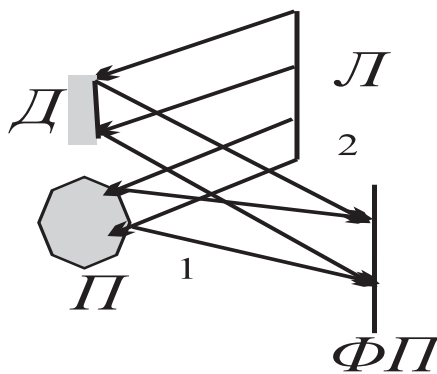


Рис. 17.13

Розподіл у просторі фаз предметної хвилі містить інформацію про взаємне просторове розташування точок предмета. Інтерференційну картину, зафіксовану на фотопластинці після її прояву, називають голограмою (рис. 17.14). Голограма в закодованій формі містить повну інформацію про амплітуди та фази розсіяної хвилі, яка достатня для її відтворення й одержання оптичного зображення.

При відновленні зображення предмета голограму освітлюють тією самою опорною хвилею 2, що використовувалася при одержанні голограми (рис. 17.14). Світло дифрагує на мікронеоднорідностях її почорнінь, і за пластинкою відбувається відновлення предметної хвилі.

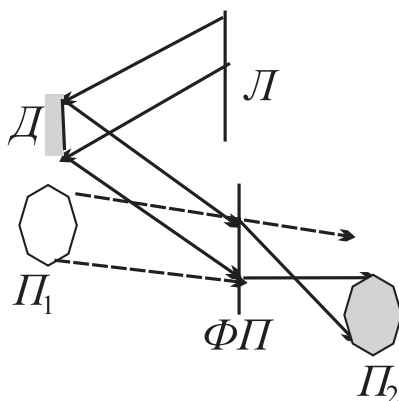


Рис. 17.14

Дифраговані промені утворюють два об'ємні зображення предмета: дійсне – Π_2 і уявне – Π_1 . Уявне зображення Π_1 перебуває в тому ж місці стосовно голограми, де перебував предмет Π при записі голограми.

Це зображення видно при спостереженні крізь голограму як через

вікно. Дійсне зображення P_2 розташоване по іншу сторону голограми (рис. 17.14). Воно ніби висить у повітрі перед голограмою і є дзеркальним зображенням предмета, що створює певні незручності. Зазвичай користуються уявним зображенням, яке за зоровим сприйняттям тотожне самому предмету.

Застосування голографії різноманітне, наприклад запис і зберігання інформації. Голографічний метод може бути використаний для запису будь-яких хвильових процесів – електромагнітні хвилі, акустичні хвилі тощо.

Голограми, створені в акустичних або радіохвилях, розглядають у видимому світлі. Така акустична голографія застосовується при вивченні рельєфу морського дна, дослідженнях структури земної кори, пошуках корисних копалин тощо.

§ 17.3. Поляризація світла. Природне і поляризоване світло. Поляризатори. Закон Малюса. Поляризація світла при відбиванні. Закон Брюстера. Подвійне заломлення променів. Поляріоди. Призма Ніколя

1. Явища інтерференції і дифракції, виявляючи хвильові властивості світла, не відповідають на запитання, чи є хвилі поздовжніми або поперечними. Дійсно, зазначені явища спостерігаються для обох типів хвиль будь-якої природи.

Світло є сумарним електромагнітним випромінюванням великої сукупності незалежних збуджених атомів (§ 17.1).

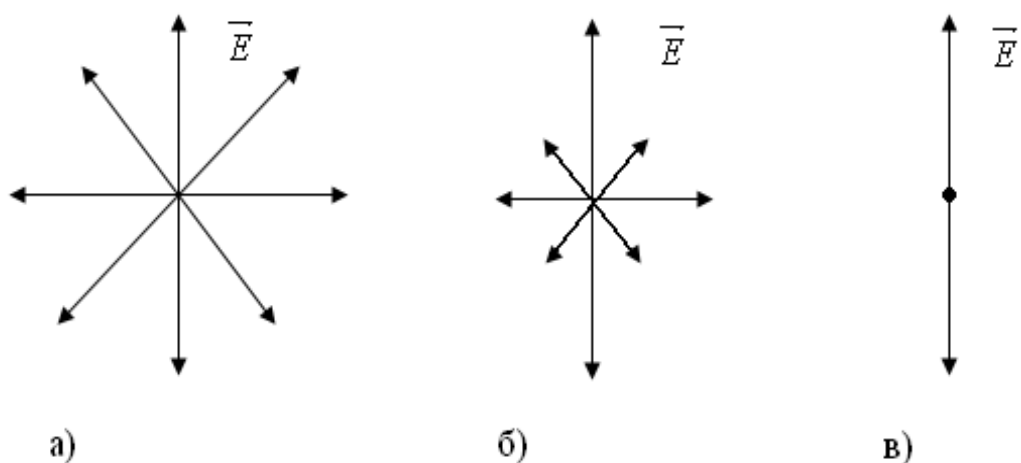


Рис. 17.15

Тому вектори $\vec{E}$ і $\vec{H}$ коливаються хаотично в різних напрямках у площині, перпендикулярній до напрямку поширення хвилі. Таке світло називається природним (рис. 17.15, а). Світло від Сонця має

поперечні коливання будь-якого напрямку. Явище одержання поляризованого світла з природного називають поляризацією.

У природному світлі жодний напрям коливань вектора $\vec{E}$ не є переважаючим.

Світло називається частково поляризованим, якщо для електричного вектора існує переважаючий напрям коливань (рис. 17.15, б). Поляризованим світлом називається світло, у якому коливання вектора $\vec{E}$ в електромагнітній хвилі якимсь чином упорядковані. На рис. 17.15, в показано приклад лінійного або плоскополяризованого світла – вектор $\vec{E}$ коливається тільки в одній площині в процесі поширення хвилі. Якщо кінець вектора $\vec{E}$ з часом описує еліпс або коло в площині, перпендикулярній променю, то світло називається еліптично поляризованим, або поляризованим по колу. Залежно від напрямку обертання променя вектора $\vec{E}$ розрізняють праву і ліву еліптичну і колову поляризацію.

Якщо відносно напрямку променя вектор $\vec{E}$ обертається проти годинникової стрілки, поляризація називається правою, в протилежному випадку – лівою.

Око людини поляризоване світло не розрізняє. Площину, в якій відбувається коливання електричного вектора $\vec{E}$, називають площиною поляризації, а перпендикулярну до неї площину – площиною коливань.

Кількісною характеристикою поляризації є ступінь поляризації, який визначається співвідношенням

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (17.26)$$

де $I_{\max}$ та $I_{\min}$ – максимальна і мінімальна інтенсивності світла відповідно двом взаємно перпендикулярним компонентам вектора напруженості $\vec{E}$. Для плоскополяризованого світла $I_{\min} = 0$, тоді $P = 1$. Для природного світла $I_{\max} = I_{\min}$ і $P = 0$. Для частково поляризованого світла $0 < P < 1$.

2. Світло природних джерел може придбати часткову чи повну поляризацію при взаємодії з речовиною. Поляризація світла полягає у виділенні із світлового пучка коливань визначеного напрямку. Для цієї мети використовують спеціальні пристрої,

названі поляризаторами. Вони вільно пропускають тільки складову вектора $\vec{E}$, паралельну до площини поляризації, яку називають головною площиною поляризатора РР (рис. 17.16), і повністю затримують коливання вектора $\vec{E}$, перпендикулярні до цієї площини.

В ролі поляризаторів можуть бути середовища, анізотропні відносно коливань вектора $\vec{E}$, наприклад природний кристал турмалін.

Прилади, за допомогою яких аналізують ступінь поляризації світла і напрям поляризації, називають аналізаторами. Будь-який поляризатор може бути аналізатором і навпаки.

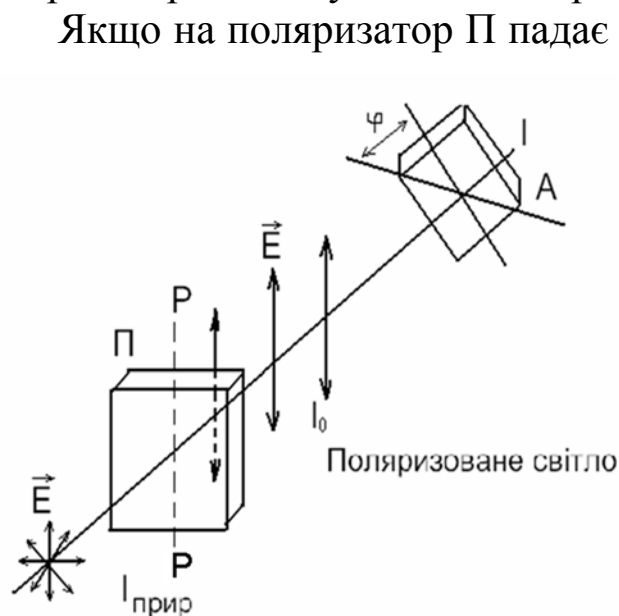


Рис. 17.16

Якщо на поляризатор П падає світло, інтенсивність якого $I_{\text{прир}}$, то інтенсивність I_0 світла, що виходить із поляризатора, не залежить від орієнтації поляризатора (його повороту навколо променя) і дорівнює половині інтенсивності падаючого природного світла (рис. 17.16) – $I_0 = I_{\text{прир}}/2$. За допомогою поляризатора П одержимо плоскополяризоване світло.

Потім на шляху поширення плоскополяризованого світла поставимо аналізатор А для аналізу цього світла.

Виявляється, що інтенсивність I світла, що пройшло крізь абсолютно прозорий аналізатор, змінюється в залежності від кута φ між головними площинами поляризатора і аналізатора за законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (17.27)$$

При обертанні аналізатора навколо променя можна знайти таке положення, при якому світло зовсім крізь нього не проходить ($I = 0$), що відповідає куту $\varphi = \pi/2$ (схрещені поляризатор і аналізатор). Існування поляризації світла свідчить про те, що світло

є поперечна хвиля. Пізніше цей факт підтвердила електромагнітна теорія світла.

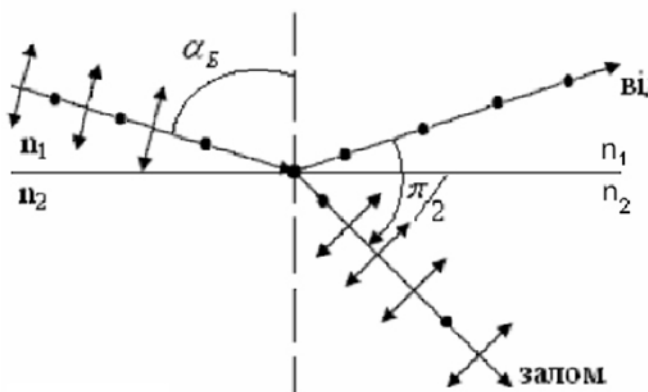


Рис. 17.17

Якщо природне світло падає на межу поділу двох діелектриків, то відбитий і заломлений промені частково поляризуються. У відбитому промені переважають коливання, перпендикулярні до площині падіння, у заломленому – коливання, що лежать у площині падіння. Якщо кут падіння дорівнює куту Брюстера, що

визначається співвідношенням

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21}, \quad (17.28)$$

то відбитий промінь цілком лінійно поляризований, а заломлений промінь поляризується частково – у ньому переважають коливання, паралельні площині падіння. Для збільшення ступеня поляризації заломлених променів їх треба пропустити крізь стопу скляних пластинок.

Тут $n_{21} = n_2/n_1$, тобто відносний показник заломлення двох середовищ. При падінні світла під кутом Брюстера відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні: $\operatorname{tg} \alpha_B = \sin \alpha_B / \cos \alpha_B$, $n_{21} = \sin \alpha_B / \sin \gamma$ (γ – кут заломлення), звідси $\cos \alpha_B = \sin \gamma$. Отже, $\alpha_B + \gamma = \pi/2$, але $\alpha_B = \alpha'_B$ (закон відбивання), тому $\alpha'_B + \gamma = \pi/2$.

Ефект поляризації відбитого світла використовується для виявлення з повітря чи з космосу забруднення нафтою поверхні води.

2. Більш практичне значення має поляризація світла при його проходженні крізь середовища, що володіють оптичною анізотропією – це залежність оптичних властивостей середовища від напрямку в кристалі. Більшість прозорих кристалів (кварц, ісландський шпат, турмалін та ін.) оптично анізотропні. Кристали кубічної симетрії є оптично ізотропними. Оскільки в анізотропних середовищах швидкість світла, а отже, і показник заломлення (16.7)

різні по різних напрямках, то в них світловий промінь поділяється на два промені. Це явище називається подвійним заломленням променів (рис. 17.18). Напрямок одного із заломлених променів (промінь o), що є продовженням падаючого, відповідає законам заломлення (§16.1), і його називають звичайним променем. Напрямок же променя e не відповідає законам заломлення, і його називають незвичайним. Обидва промені, що вийшли з кристала, цілком поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках – площинах (рис. 17.18) і мають однакові інтенсивності.

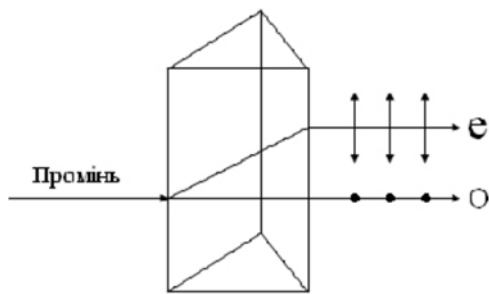


Рис. 17.18

Показник заломлення кристала для незвичайного променя (n_e) залежить від напрямку в кристалі, тоді як для звичайного променя показник заломлення n_o не залежить від напрямку. Напрямок, уздовж якого швидкості поширення звичайного і незвичайного променів у кристалі збігаються,

називається оптичною віссю кристала, а такий кристал – одновісним. Уздовж оптичної осі подвійного заломлення променів не відбувається. Зазначимо, що оптична вісь – це певний напрям у кристалі, а не якийсь вибраний відрізок у ньому. Довільна пряма, паралельна до цього напрямку, є оптичною віссю кристала.

3. Якщо $n_o \geq n_e$, кристал називається від'ємним, при $n_o \leq n_e$ – додатним. Коли кристал не поглинає світла, то інтенсивність падаючого світла поділяється нарівно між o - та e -променями. Деякі кристали здатні по-різному поглинати o - та e -промені. Ця властивість називається дихроїзмом, а самі кристали – дихроїчними. Значний дихроїзм у видимій області спектра мають кристали турмаліну, у якому коефіцієнт поглинання для звичайного променя в багато разів більший, ніж для незвичайного. Пластина турмаліну завтовшки 1 мм практично повністю поглинає звичайний промінь, і світло, що проходить крізь неї, буде лінійно поляризованим.

Такі самі властивості мають поляроїди – це тонкі плівки, що містять безліч дрібних однаково орієнтованих кристаликів герпатиту, нанесених на целулоїд або скляну пластинку. Проходячи крізь поляроїд, при товщині плівки 0,1 мм, звичайний

промінь цілком поглинається.

4. Практично ідеальними поляризаторами є поляризаційні призми, побудовані за принципом відбивання одного із променів від межі розділу, у той час як інший промінь із іншим показником заломлення проходить через цю границю. Типовим представником поляризаційних призм є призма Ніколя – вона виготовлена з ісландського шпату (CaCO_3) і склеєна уздовж лінії зрізу прозорою речовиною (канадським бальзамом) з показником заломлення $n = 1,55$.

На передній грані призми світловий промінь поділяється на два промені: звичайний і незвичайний. Площина перерізу призми виконана під таким кутом, що для звичайного променя спостерігається повне внутрішнє відбивання (канадський бальзам для нього є середовищем з оптично меншою густиною), а потім поглинається зачерненою бічною поверхнею.

Незвичайний промінь виходить із призми паралельно падаючому променю у вигляді плоскополяризованого світла.

§ 17.4. Обертання площини поляризації. Поляриметр. Ефект Фарадея. Штучна оптична анізотропія. Ефект Керра

1. При проходженні плоскополяризованого світла крізь деякі речовини (кварц, кіновар, водний розчин цукру, глюкози, скипидар, нафта тощо) спостерігається явище, яке полягає в тому, що площина коливань електричного вектора $\vec{E}$ обертається на деякий кут. Речовини, здатні обертати площину поляризації, називаються оптично активними. Кут обертання φ площини поляризації пропорційний товщині шару ℓ оптично активної речовини:

$$\varphi = \alpha \ell, \quad (17.29)$$

де α – коефіцієнт пропорційності, який називається оберальною здатністю, або питомим обертанням. Він залежить від природи оптично активної речовини, температури та довжини хвилі світла.

Для оптично активних рідин та розчинів кут φ залежить ще і від концентрації C розчину:

$$\varphi = [\alpha] C \ell, \quad (17.30)$$

де $[\alpha]$ – коефіцієнт пропорційності, який називається питомим обертанням розчину, залежить від природи оптично активної речовини і розчинника, температури та довжини хвилі світла.

Властивості оптичної активності розчинів дають змогу визначати їх концентрації.

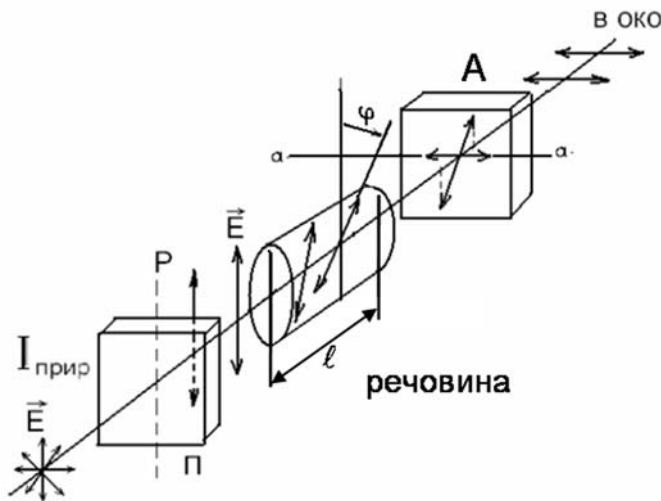


Рис. 17.19

Якщо між схрещуваними поляризатором P і аналізатором A помістити оптично активну речовину з розчином (кювету завдовжки ℓ), то поле зору аналізатора освітлюється (рис. 17.19). Це пов'язано з тим, що площина коливань поля-ризованого світла при проходженні крізь розчин, наприклад розчин цукру у воді,

обертається на деякий кут. Повертаючи аналізатор, можна визначити кут ϕ , при якому поле зору знову буде темним. Це є кут обертання площини поляризації оптично активною речовиною. Знаючи кут ϕ , довжину кювети ℓ і обертальну здатність розчину цукру α , за допомогою формули (17.30) визначають концентрацію цукру в розчині. Прилади, за допомогою яких проводять такі вимірювання, називаються поляриметрами.

У залежності від напрямку обертання, оптично активні речовини поділяють на право- і лівообертаючі. У першому випадку площина поляризації, якщо дивитися назустріч падаючому променю, повертається праворуч (за рухом стрілки годинника), у другому – ліворуч.

Оптична активність зумовлена: 1) будовою молекул речовини (їхньою асиметрією); 2) особливостями розташування атомів у кристалічних решітках.

2. Френель запропонував наступне якісне пояснення обертання площини поляризації PP світла. Лінійно поляризовану монохроматичну хвилю можна представити у вигляді комбінації двох поляризованих по колу хвиль з правим і лівим напрямками обертання з однаковими амплітудами і частотами. В оптично

активному середовищі ці хвилі поширюються з різними фазовими швидкостями (v_l і v_{np}).

Якщо $v_l < v_{np}$, то при виході з такого середовища завтовшки ℓ електричний вектор $\vec{E}'_{np}$ буде повернутим на більший кут, ніж вектор $\vec{E}'_l$. Отже, в результаті накладання цих хвиль на виході із шару завтовшки ℓ утвориться плоска монохроматична хвиля $\vec{E}' = \vec{E}'_{np} + \vec{E}'_l$, площина поляризації якої повернена відносно площини поляризації РР падаючої хвилі на кут, пропорційний ℓ .

3. Існують різні способи отримання штучної оптичної анізотропії, тобто надання оптичної анізотропії природно ізотропним речовинам.

Оптично ізотропні речовини стають оптично анізотропними під дією: а) магнітного поля (рідини, колоїди, скло); б) електричного поля (рідини, гази і аморфні тіла); в) однобічного стиску або розтягу (кристали кубічної системи). При цьому індукована оптична вісь збігається з напрямом магнітного і електричного поля, а також деформації.

Якщо лінійно поляризоване світло поширюється в середовищі у напрямку магнітного поля, то відбувається обертання площини поляризації на деякий кут φ (ефект Фарадея).

Кут обертання площини поляризації пропорційний довжині шляху ℓ променя в речовині і напруженості H магнітного поля:

$$\varphi = VH\ell, \quad (17.31)$$

де V – стала Верда, яка залежить від природи речовини і довжини хвилі світла.

Керр виявив, що рідкий або твердий ізотропний діелектрик, поміщений у дуже сильне електричне поле, стає оптично анізотропним. Це явище називають ефектом Керра.

Якщо між схрещеними поляризатором і аналізатором розмістити кювету з досліджуваною рідиною, котра знаходиться в електричному полі E конденсатора, то в рідині виникає подвійне заломлення і світло проходить крізь аналізатор. Різниця фаз між звичайним і незвичайним променями становить:

$$\Delta\varphi = 2\pi B\ell E^2, \quad (17.32)$$

де B – стала Керра. Вона залежить від температури, довжини хвилі світла і природи речовини.

Ефект Керра пояснюється різною поляризацією молекул у різних напрямках. За відсутності поля дипольні моменти молекул орієнтовані довільно, і рідина не виявляє анізотропії. Під дією поля дипольні моменти молекул (у полярних молекул) або індуковані моменти (у неполярних молекул) повертаються за полем, і в результаті рідина стає оптично анізотропною.

Оптичну анізотропію, яка виникає під впливом деформації, можна виявити, якщо помістити досліджуване тіло між схрещеними поляризатором і аналізатором. Досвід показує, що різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів у напрямі, перпендикулярному до оптичної осі, пропорційна нормальній напруженості σ : $\Delta n = k\sigma$, де k – коефіцієнт, залежний від властивостей тіла.

Контрольні запитання і завдання

1. Коли атом випромінює світло? Дайте характеристику такого світла.
2. Запишіть рівняння для плоскої світлової хвилі. Прокоментуйте їх.
3. Визначте оптичний діапазон спектра за частотою і довжиною хвиль. Зробіть це для видимого діапазону.
4. Що таке монохроматичні хвилі, когерентні хвилі?
5. Дайте визначення інтерференції світла. Як одержують когерентні хвилі?
6. Запишіть оптичну різницю ходу двох хвиль. Сформулюйте умови мінімуму і максимуму інтерференції.
7. Чи можна одержати інтерференційну картину від двох електроламп?
8. Поясніть, як виникають когерентні хвилі в тонких плівках? Запишіть вираз для оптичної різниці ходу між променями.
9. При яких умовах і чому виникає втрата півхвилі при інтерференції світла в тонких плівках?
10. Запишіть умови виникнення інтерференційних максимумів і мінімумів у відбитому і у прохідному світлі при спостереженні інтерференції в тонких плівках.

11. Поясніть, що таке смуги рівної товщини й смуги рівного нахилу. Наведіть приклади виникнення цих смуг.
12. У чому суть просвітлення оптики? Який показник заломлення плівки є оптимальним для просвітлення оптики?
13. Що називають дифракцією світла? Сформулюйте принцип Гюйгенса–Френеля.
14. У чому полягає принципова відмінність дифракції Фраунгофера від дифракції Френеля?
15. Поясніть, чому парна кількість зон Френеля, що укладаються на усій ширині щілини, визначає мінімум, а не максимум інтенсивності?
16. Поясніть, як буде виглядати дифракційна картина при освітленні щілини білим світлом.
17. Що таке дифракційна решітка? Що називають періодом решітки? Де їх використовують?
18. Запишіть умову виникнення: головних дифракційних максимумів; додаткових мінімумів і максимумів.
19. Що визначають роздільна здатність і дисперсія спектрального приладу? Що характеризує кутова дисперсія, лінійна дисперсія?
20. Чим відрізняється природне світло від поляризованого? Як можна охарактеризувати ступінь поляризації світла?
21. Які є способи часткової і повної поляризації світла? Сформулюйте закон Брюстера.
22. Що таке оптична вісь кристала? Який кристал є одновісним?
23. Дайте визначення подвійного заломлення променів. Як вони поляризовані?
24. В чому полягає суть явища дихроїзму? Які явища покладені в основу призми Ніколя?
25. Що таке оптично активна речовина? Для чого і як використовують поляриметр?
26. Чому спостерігається обертання площини поляризації світла з погляду Френеля?
27. Які існують способи отримання штучної оптичної анізотропії? Що таке ефект Фарадея та ефект Керра?
28. Поясніть спосіб одержання голограми та назвіть області, де може бути застосована голографія.

Розділ 18. Поширення світла в речовині. Тепловий стан поверхні Землі

§ 18.1. Дисперсія світла. Нормальна та аномальна дисперсії. Електронна теорія дисперсії

1. Розглядаючи хвильові процеси, принципово розрізняють дві швидкості: фазову – це швидкість поширення фази монохроматичної хвилі та групову – швидкість перенесення енергії світловим сигналом (§ 14.4). В усіх методах вимірювання швидкості світла вимірюють групову швидкість. Фазову швидкість виміряти безпосередньо неможливо, її визначають за допомогою співвідношення $v = c/n$, де c – швидкість світла у вакуумі; n – показник заломлення середовища.

Якщо при поширенні групи хвиль (хвильове утворення, яке займає настільки малу ділянку спектра, в межах якої можна вважати величину зміни фазової швидкості пропорційною зміні довжини хвилі) в середовищі фазова і групові швидкості не збігаються, то хвильовий пакет спотворюється, і тоді кажуть про наявність дисперсії.

Дисперсією світла називається залежність показника заломлення n речовини від частоти ∂ (довжини хвилі λ) світла або залежність фазової швидкості v світлових хвиль від їх частоти ∂ .

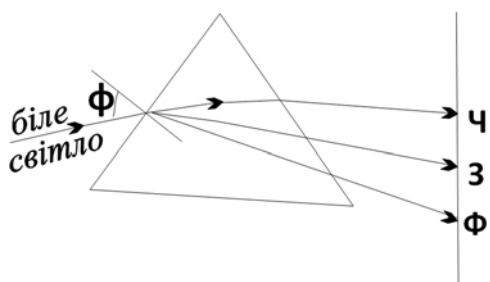


Рис. 18.1

Дисперсію світла представляють у вигляді залежності $n = f(\lambda)$ або $n = f(\partial)$. Як показують дослідження, залежність n від ∂ притаманна усім речовинам. Наслідком дисперсії є розклад у спектр пучка білого світла при проходженні його крізь прозору призму (рис. 18.1), це вперше встановив І. Ньютон.

При цьому найбільше відхиляється світло фіолетового кольору і найменше – червоного. Оскільки кут падіння φ на першу грань призми у променів усіх кольорів однаковий, а кути заломлення – різні, то із закону заломлення (§ 16.2) випливає, що для променя фіолетового кольору показник заломлення найбільший, а для червоного – найменший.

Отже, показник заломлення залежить від кольору (довжини хвилі) падаючого світла, тобто дисперсія світла відображає залежність $n = f(\lambda)$, і величину

$$D = dn / d\lambda \quad (18.1)$$

називають дисперсією речовини. Вона показує, як швидко змінюється показник заломлення зі зміною довжини хвилі. Дисперсія відноситься до явищ, зумовлених взаємодією хвиль із середовищем.

Для прозорих речовин абсолютний показник заломлення зменшується зі збільшенням довжини хвилі. Дисперсію речовини, для якої

$$dn / d\lambda < 0, \quad (18.2)$$

називають нормальною дисперсією (рис. 18.2).

При нормальній дисперсії групова швидкість менше фазової, тобто $v_{gp} < v$.

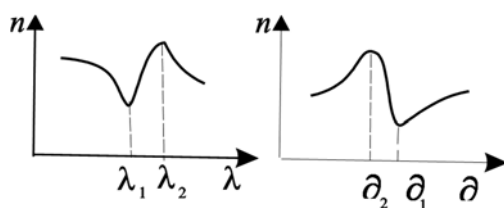


Рис. 18.2

Дисперсію світла в середовищі називають аномальною, якщо зі зменшенням довжини хвилі абсолютний показник заломлення середовища зменшується (рис. 18.2):

$$dn / d\lambda > 0. \quad (18.3)$$

На рис. 18.2 нормальній дисперсії відповідає інтервал довжин хвиль від 0 до λ_1 , аномальній – інтервал довжин хвиль від λ_1 до λ_2 або інтервал частот від ∂_1 до ∂_2 . Аномальна дисперсія буде в області частот, які відповідають смугам інтенсивного поглинання світла речовиною. Для скла ці смуги лежать в невидимих для людини ультрафіолетовій та інфрачервоній частинах спектра.

2. Дисперсія світла є результатом взаємодії електромагнітних хвиль із зарядженими частинками, що входять до складу речовин.

Згідно з теорією Максвелла абсолютний показник заломлення середовища $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, де ϵ – діелектрична проникність середовища, μ – магнітна проникність. Оскільки в оптичній ділянці спектра для всіх речовин $\mu \approx 1$, то

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (18.4)$$

Знайдемо показник заломлення, наприклад, води. Із довідника фізичних величин значення діелектричної проникності води $\epsilon = 81$, а із співвідношення (18.4) отримуємо $n = 9$. У той же час відомо, що

для води показник заломлення $n = 1,33$, а не 9. Це підтверджується дослідним шляхом. Ця суперечність виникає внаслідок нехтування явищем дисперсії, тобто неправильного застосування формули (18.4).

Виявляється, що діелектрична проникність ε , як і показник заломлення n , залежить від частоти змінного електромагнітного поля.

Отже, знайдемо залежність діелектричної проникності ε діелектрика від частоти світла, а потім за допомогою (18.4) перейдемо до залежності показника заломлення n від частоти ω . Тоді на основі виразів (8.36) і (8.30) отримаємо

$$\varepsilon = 1 + x = 1 + P / \varepsilon_0 E, \quad (18.5)$$

де x – діелектрична сприйнятливість речовини, ε_0 – електрична стала, P і E – миттєві значення векторів поляризації і напруженості зовнішнього електричного поля. Враховуючи (18.4), маємо

$$n^2 = 1 + P / \varepsilon_0 E. \quad (18.6)$$

На високих частотах (в оптичному діапазоні $\nu \sim 10^{15}$ Гц) домінуючою є деформаційна (електронна) поляризація (§ 8.6), а не орієнтаційна поляризація. При електронній поляризації $P = NP_e$, де N – кількість атомів в одиниці об'єму, P_e – наведений дипольний момент атома. У першому наближенні можна вважати, що величина P_e визначається зміщенням лише зовнішніх, найслабше зв'язаних з ядром електронів атома, – їх називають оптичними електронами.

Для атома з одним оптичним електроном $P_e = -ex$ і $P = -Nex$, де e – абсолютна величина заряду електрона, x – зміщення електрона під дією електричного поля світлової хвилі. Знак «мінус» у правих частинах виразів для $\bar{P}_e$ і $\bar{P}$ введено тому, що вектори $\bar{P}_e$ і $\bar{P}$ протилежні за напрямом зміщенню x від'ємно зарядженого електрона.

Тому співвідношення (18.6) набуває вигляду

$$n^2 = 1 - Nex / \varepsilon_0 E. \quad (18.7)$$

Таким чином, задача зводиться до визначення зміщення x електрона під дією зовнішнього поля E . Нехай електричне поле світлової хвилі змінюється за гармонічним законом

$$E = E_0 \cos \omega t, \quad (18.8)$$

а рівняння вимушених коливань електрона без урахування сили опору має відомий вигляд (§ 14.3):

$$\ddot{X} + \omega_0^2 X = \frac{F_0}{m} \cos \omega t = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t, \quad (18.9)$$

де $F_0 = eE_0$ – амплітудне значення сили, що діє на електрон з боку поля світлової хвилі, ω_0 – частота власних коливань електрона, m – його маса.

Розв'язавши рівняння (18.9), знайдемо $\varepsilon = n^2$ в залежності від констант атома (e, m, ω_0) і частоти ω зовнішнього поля (18.8), тобто вирішимо задачу дисперсії.

Розв'язання рівняння (18.9) можна записати у вигляді:

$$X = A \cos \omega t, \quad (18.10)$$

$$\text{де} \quad A = eE_0 / m(\omega_0^2 - \omega^2). \quad (18.11)$$

Підставивши (18.10) і (18.11) у (18.7), отримаємо

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (18.12)$$

Одержане рівняння виражає залежність показника заломлення від частоти ($n = f(\omega)$), тобто явище дисперсії. Звідси видно, що $n > 1$, якщо $0 < \omega < \omega_0$; $n = \pm\infty$ при $\omega = \omega_0$ і $n < 1$, якщо $\omega_0 < \omega < \infty$.

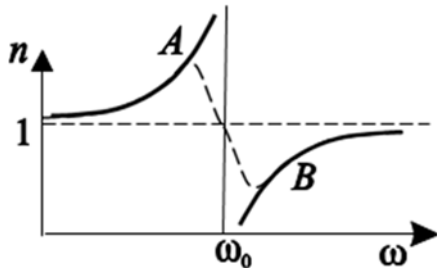


Рис. 18.3

На рис. 18.3 наведена залежність показника заломлення n від частоти ω .

Для значень $\omega = \omega_0$ функція має розрив, обумовлений тим, що не враховані сили опору середовища (поглинання електромагнітних хвиль середовищем).

Якщо врахувати поглинання, то в області ω_0 залежність $n(\omega)$ визначається пунктирною лінією AB – це область аномальної дисперсії (n зменшується зі зростанням ω). Інші ділянки відносяться до нормальної дисперсії, тобто $dn/d\omega > 0$.

Якщо в речовині різні заряди e_i з масами m_i , які здійснюють вимушені коливання з різними власними частотами ω_{0i} , то

$$n^2 = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \sum_i \frac{e_i^2}{m_i(\omega_{0i}^2 - \omega^2)} \quad (18.13)$$

і крива $n(\omega)$ має особливості поблизу кожної власної частоти ω_{0i} , тобто спостерігається аномальна дисперсія.

У повсякденному житті ми найчастіше спостерігаємо явище дисперсії електромагнітних хвиль оптичного діапазону (у видимій області) при їх заломленні на межі поділу двох середовищ. Тоді при падінні під одним кутом на межу поділу двох середовищ хвиль різних частот (довжин хвиль) явище дисперсії буде зумовлювати заломлення хвиль різних частот під різними кутами.

§ 18.2. Поглинання світла. Спектри поглинання. Прозорість мінералів. Кольори тіл

1. Світлова хвиля переносить енергію електромагнітного поля (15.9). При проходженні світла крізь речовину частина цієї енергії витрачається на нагрівання, іонізацію або збудження атомів і молекул речовини. Тому інтенсивність світла при проходженні крізь речовину зменшується, тобто світло поглинається речовиною.

Дослід показує, що інтенсивність світла при проходженні крізь речовину убиває за експоненціальним законом:

$$J = J_0 e^{-\chi \ell}, \quad (18.14)$$

де J_0 – інтенсивність світла на вході в поглинаючий шар, ℓ – товщина шару, χ – стала, яка залежить від властивостей поглинаючої речовини, довжини хвилі, названа коефіцієнтом поглинання.

Співвідношення (18.14) називається законом Бугера–Ламберта. З нього випливає, що при $\ell = 1/\chi$ інтенсивність J виявляється в e ($e = 2,72$) разів менше, ніж J_0 . Отже, коефіцієнт поглинання χ є величина, зворотна товщині шару речовини, при проходженні якої інтенсивність світла убиває в e разів.

А. Бер встановив, що поглинання світла розчинами пропорційне молярній концентрації C_0 розчиненої речовини, тобто

$$\chi = d_0 C_0, \quad (18.15)$$

де d_0 – коефіцієнт пропорційності, який залежить від природи розчиненої речовини.

Тоді з урахуванням формули (18.14) вираз (18.15) набуває вигляду

$$J = J_0 e^{-d_0 C_0 \ell}. \quad (18.16)$$

Це співвідношення називається законом Бугера–Ламберта–Бера. Він виконується для газів і розчинів малих концентрацій.

Коефіцієнт поглинання χ залежить від частоти (довжини) хвилі, тому поглинання має резонансний (селективний) вид. Поглинання велике в областях частот, близьких до частот власних коливань електронів в атомах і атомів у молекулах.

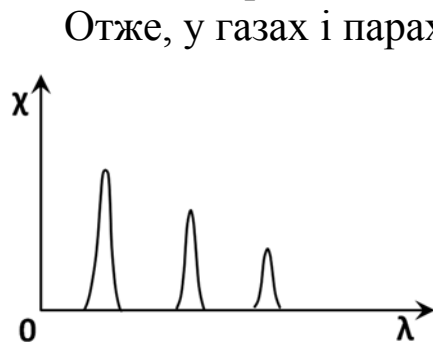


Рис. 18.4

Отже, у газах і парах металів, де атоми знаходяться на значних відстанях один від одного, хід залежності коефіцієнта поглинання від довжини хвилі являє собою сукупність вузьких максимумів (лінійчастий спектр поглинання), яким відповідають власні частоти коливань електронів усередині атомів (рис. 18.4).

Гази і пари поглинають тільки промені з тими довжинами хвиль, котрі вони самі випромінюють. Спектр поглинання хімічного елемента є його індивідуальною характеристикою.

У випадку багатоатомних молекул виявляються також частоти, які відповідають коливанням атомів усередині молекул. Однак маси атомів набагато більші мас електронів, і тому молекулярні частоти набагато менші атомних, і відповідно вони потрапляють в інфрачервону область спектра.

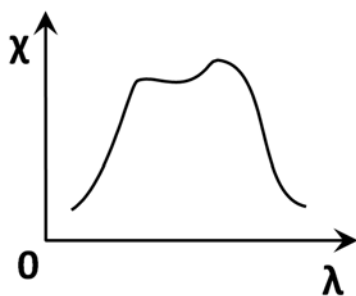


Рис. 18.5

Тверді тіла, рідини і гази при високих тисках мають широкі смуги поглинання (рис. 18.5), що пояснюється результатом взаємодії атомів між собою. За межами цих смуг, де $\chi \approx 0$, діелектрики прозорі.

Метали практично непрозорі для світла – коефіцієнт поглинання для них має значення приблизно 10^6 м^{-1} . Це є наслідком того, що в металах є велика кількість вільних електронів, котрі під дією електричного поля світлової хвилі набувають інтенсивні змушені коливання. В металі виникають змінні струми, що супроводжуються виділенням джоулевої теплоти (§ 9.2). В результаті енергія світлової хвилі швидко убуває, перетворюючись на внутрішню енергію метала (метал нагрівається).

Тіла, у яких для всіх променів світла поглинання велике, а відбивання і заломлення мале, є непрозорими чорними тілами.

2. Усі мінерали залежно від ступеня прозорості для світла поділяють на: прозорі – гірський кришталь, ісландський шпат; напівпрозорі – кіновар, сфалерит; непрозорі – графіт, галеніт тощо.

Структура спектрів поглинання визначається складом і будовою молекул, а тому вивчення спектрів поглинання, як і спектрів випромінювання (§ 21.2), використовують для кількісного і якісного дослідження речовин.

Більша частина тіл, що оточують нас, самі не світяться. Вони видимі тільки у відбитому або проходящому світлі від стороннього джерела. Тіла, які рівномірно пропускають будь-які хвилі видимого світла, є безкольоровими, наприклад чиста вода, деякі гази, просте скло невеликої товщини тощо.

Колір тіла зумовлений його забарвленням, властивостями поверхні, оптичними властивостями джерел світла і середовища, крізь яке поширюється світло. Колір прозорого тіла визначається складом того світла, яке проходить крізь нього.

Якщо пропустити біле світло крізь пофарбовані стекла, наприклад крізь зелене, червоне тощо, то ці стекла пропустять переважно ті кольори, в які вони пофарбовані: зелене – зелений, червоне – червоний тощо. На цьому ґрунтується застосування різних світлових фільтрів.

Світлові фільтри в залежності від хімічного складу – скла з присадженнями різних солей, плівки з пластмас, що містять деякі органічні барвники, або розчини барвників у воді, спирту тощо пропускають світло тільки певних довжин хвиль, поглинаючи інші. Їх використовують на практиці для отримання достатньо монохроматичного випромінювання.

Колір непрозорого тіла визначається сумішшю кольорів, які воно відбиває. Деякі тіла здаються нам тільки зеленими, інші – червоними і т. д. Це означає, що тіло переважно відбиває зелені, червоні промені. Тіло, яке відбиває майже всі кольорові промені, здаватиметься білим; тіло, яке поглинає майже всі промені, що падають на нього, – чорним.

Здатність тіл поглинати певні кольорові промені називають вибірним поглинанням, – від нього і залежить забарвлення тіл.

§ 18.3. Розсіяння світла. Оптичні явища в атмосфері. Жива природа і світло

1. Дифракція на неоднорідностях середовища, у результаті якої

світло спостерігається під різними кутами до первинного напрямку поширення, називається розсіянням світла. Оптично неоднорідні середовища називають каламутними. В них завжди є різні макроскопічні неоднорідності: тверді частинки в рідині (суспензії), тверді частинки в газі (дим), рідина, в якій наявні краплини нерозчинної іншої рідини (емульсії).

Причина виникнення твердих частинок в атмосфері Землі – це пожежі, виробнича діяльність людини, викиди вулканів, пилові бурі тощо.

Розсіяння світла на неоднорідностях (частинках) середовища тим інтенсивніше, чим менше розміри частинок у порівнянні з довжиною хвилі. Якщо розміри частинок l порівнянні з довжиною хвилі λ падаючого світла, то вирішальну роль відіграють дифракційні явища, і цей тип розсіяння світла називається дифракційним розсіянням, а при $l < \lambda$ ($l \sim 0,1 \lambda$) розсіяння називають релєївським.

Оскільки густина потоку енергії падаючої світлової хвилі пропорційна квадрату частоти, то інтенсивність розсіяного світла пропорційна четвертому степеню або обернено пропорційна четвертому степеню довжини хвилі падаючого світла, тобто

$$J_{\text{роз}} \sim \partial^4 \sim 1/\lambda^4. \quad (18.17)$$

Це співвідношення було теоретично обґрунтовано Релеєм (закон Релея).

Із (18.17) випливає, що промені з більш короткою довжиною хвилі розсіюються значно сильніше, ніж довгі. Отже, фіолетові та сині промені розсіюються більше, ніж червоні.

Розсіяння світла відбувається також у середовищі чистого газу чи рідини внаслідок їхньої оптичної неоднорідності, викликаной флуктуаціями густини і концентрації. Оскільки флуктуації густини і концентрації зумовлені молекулярно-кінетичною природою будівлі речовини, то такий вид розсіяння називається молекулярним і залежить від температури.

2. Розсіяння світла земною атмосферою залежить також від довжини світлової хвилі. Молекули атмосфери, розміри яких набагато менше довжини хвилі світла, слабкіше розсіюють довгі хвилі і сильніше – короткі. Зі збільшенням довжини хвилі розсіювання зменшується пропорційно $1/\lambda^4$. Отже, червоне і помаранчеве світло розсіюється набагато слабкіше, ніж блакитне і фіолетове, і тому небо виглядає блакитним. Під час сходу та заходу

Сонця сонячні промені проходять максимальний шар атмосфери. Значна частина короткохвильового випромінювання розсіюється. Поверхні Землі досягають переважно червоні промені. Тому при сході й заході Сонце здається червоним.

Влітку небо має більш насичений блакитний колір, ніж узимку, тому що з ростом температури флуктуації густини атмосфери зростають.

Розсіяння світла атмосферою є причиною плавного переходу від дня до ночі і навпаки. При опусканні Сонця за горизонт атмосфера освітлюється все менше і настає момент, коли вона зовсім не освітлюється. Проміжок часу між цим моментом і заходом Сонця являє собою присмерки.

До оптичних явищ, зумовлених розсіянням світла в атмосфері, належить райдуга. Вона має вигляд дуги, забарвленої в кольори спектра Сонця. Виникає, коли Сонце освітлює завислі або падаючі краплі води в повітрі. Спостерігається на протилежному щодо Сонця та спостерігача боці неба. Зовнішня частина райдуги забарвлена в червоний колір, внутрішня частина – у фіолетовий. Вигляд дуги, яскравість кольорів та ширина смуг залежать від розмірів краплин води та їхньої кількості.

Виникнення райдуги обумовлено заломленням і відбиванням світла на дощових краплинах, а утворення кольорів та їх послідовність пов'язана зі складною природою білого світла та його дисперсією.

За положенням райдуги і за напрямом вітру можна визначати рух дощової хмари: якщо вітер дме від Сонця – хмара віддаляється, коли вітер дме від райдуги – хмара наближається.

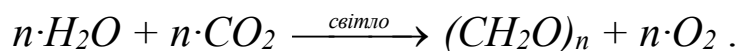
Групу складних оптичних явищ в атмосфері, пов'язаних із заломленням та відбиванням світла в кристалах льоду пір'ястих хмар, називають гало. Воно має вигляд світлих плям, стовпів, дуг навколо Сонця. У разі низького розміщення Сонця над горизонтом заломлені сонячні промені створюють вертикальні стовпи з обох боків від Сонця, що приводить до утворення двох несправжніх Сонц.

Навколо Сонця або Місяця інколи спостерігається одне або кілька райдужних кілець, які називаються вінцями. Забарвлення їх змінюється від блакитного всередині до червоного зовні. Центр вінців збігається з центром Сонця. Утворення вінців зумовлене дифракцією світла на водяних краплинах прозорих хмар, які

знаходяться між Сонцем і спостерігачем. Розміри вінців обернено пропорційні розмірам краплинок, з яких складаються хмари, тому вінці можуть бути показником будови хмар.

Іноді можна спостерігати мерехтіння зірок, яке зумовлене випадковими змінами густини середовища, що приводить до зміни його показника заломлення.

3. Світло впливає на живу природу. Під впливом світла відбувається найважливіший процес у житті зелених рослин – синтез органічних сполук з неорганічних. При цьому виділяється вільний кисень в атмосферу, а енергія світла акумулюється рослинами і перетворюється в хімічну. Вміст кисню поблизу поверхні Землі приблизно 21 %. Сьогодні ще існує приблизна рівновага між виробництвом кисню і його споживанням. Однак ця рівновага може бути порушена, оскільки споживання кисню збільшується через зростання населення Землі і кількості теплових двигунів, а його відтворення скорочується (зменшення площі лісів і рослинного покриву). Світло поглинається в основному пігментом зелених рослин – хлорофілом. Поглинена енергія перерозподіляється між молекулами і зв'язками й ініціює ланцюг складних хімічних реакцій, що приводять до утворення вуглеводів та інших органічних сполук. Схематично цей процес можна записати так:



Усе це відбувається під дією енергії сонячного випромінювання, і цей процес називають фотосинтезом.

Механізм фотосинтезу складний. Інтенсивність протікання фотосинтезу залежить від багатьох факторів. Спостереження показують, що він йде швидше, якщо рослина знаходиться в електричному полі певної полярності.

Головним джерелом органічної біомаси і поставником атмосферного кисню на Землі є рослини. Вони використовують близько 2 % падаючої на них сонячної енергії, і в середньому кожен квадратний дециметр поверхні зелених листів засвоює з атмосфери $1 \cdot 10^{-5}$ кг вуглекислого газу за одну годину, розщеплює його молекули на складові частини: кисень і вуглець.

§ 18.4. Джерела тепла поверхневого шару Землі. Сонячна радіація. Сонячна стала. Альbedo

1. Тепловий стан поверхні Землі формується за рахунок внутрішніх і зовнішніх джерел тепла.

До внутрішніх джерел тепла відносять: тепло розпаду довгоживучих радіоактивних елементів (§ 22.3); тепло хімічних реакцій в гірських породах; тепло гравітаційної диференціації речовини Землі (залишкове тепло); тепло адіабатного стиску (§ 7.4) тощо. З усіх джерел до основних належать радіоактивне і залишкове тепло.

Залишкову теплоту пов'язують з тим, що у ході фізико-хімічного процесу більш легкоплавкі речовини, наприклад оксиди кремнію і магнію, підіймаються з глибини Землі до її поверхні, а більш тугоплавкі і важкі компоненти, такі як оксиди заліза із сіркою, дифундують у нижні внутрішні шари. У ході цього процесу відбувається перерозподіл потенціальної та кінетичної енергії між висхідними легкими та низхідними важкими компонентами і виділення енергії при фізико-хімічних перетвореннях речовини.

Основним зовнішнім джерелом тепла поверхневого шару Землі є Сонце. Відомо, що до Землі від Сонця надходить світлова енергія потужністю $2 \cdot 10^{17}$ Вт за рік. Це означає, що кожний см^2 поверхні Землі одержує в середньому 8,38 Дж тепла за одну хвилину – це так звана сонячна стала. Температура поверхні Землі в цілому вище нуля ($+ 16^\circ\text{C}$).

За оцінками поверхневий шар Землі отримує від Сонця тепла набагато більше, ніж із земних надр. Значення теплового потоку із земних надр великі у вулканічних і геотермальних регіонах.

Сонячне випромінювання (сонячна радіація) умовно можна розділити на два види: електромагнітне випромінювання – переважно у вигляді ультрафіолетового, видимого та інфрачервоного випромінювання і заряджені частинки – сонячний вітер (потік електронів і протонів).

2. Сонячне випромінювання частково відбивається поверхнею Землі. Відношення кількості відбитої сонячної енергії поверхнею Землі до тієї, що надійшла до неї, називається альбедо. Альбедо змінюється від 1 до 0: 1 – для абсолютно білої поверхні (цілком відбиває); 0 – для абсолютно чорної (повністю поглинає).

Найбільше значення альбедо для чистого сухого снігу (0,90 – 0,95). Оскільки сніг рідко буває чистим, то альбедо (0,70 – 0,80). Для піску альбедо 0,35; для ґрунту від 0,05 до 0,45; для води – 0,8;

для лісу – від 0,10 до 0,20; для трав'яної поверхні – 0,02; для морського льоду від 0,30 до 0,40.

Альbedo вологого ґрунту звичайно менше альbedo аналогічного сухого ґрунту. Альbedo хмар залежить від їхньої товщини, але середня величина дорівнює 0,40 – 0,50. Альbedo поверхні води залежить від кута падіння сонячних променів: по мірі підняття Сонця альbedo водяної поверхні зменшується.

Спектральний склад відбитого світла також змінюється. Сніг відбиває найбільшу кількість УФ випромінювання, а рослинність навпаки відбиває до 3% УФ випромінювання, вода їх майже не відбиває.

Перерозподіл сонячного тепла по земній поверхні суттєво залежить від кута нахилу земної осі до земної орбіти. Кут нахилу осі обертання Землі робить можливою зміну пір року. Отже, кліматичні особливості Землі залежать як безпосередньо від Сонця як джерела енергії, так і опосередковано через характер руху Землі.

Контрольні запитання і завдання

1. Що називають дисперсією світла? Що таке нормальна і аномальна дисперсія?
2. Поясніть явище дисперсії світла з погляду електромагнітної теорії Максвелла.
3. Як залежить показник заломлення від частоти?
4. Чому при проходженні білого світла через призму відбувається розкладення його у спектр?
5. На що витрачається енергія світлової хвилі при проходженні крізь речовину?
6. Сформулюйте закони поглинання світла речовиною. У чому полягає фізичний зміст коефіцієнта поглинання?
7. Які спектри поглинання мають різні види речовини? Дайте їх характеристику.
8. Як поділяють мінерали залежно від ступеня їх прозорості? Назвіть приклади.
9. Від чого залежить інтенсивність розсіяного світла? Сформулюйте закон Релея.
10. Як пояснити блакитний колір неба? Чому при сході й заході Сонце здається червоним?
11. Чому в протитуманних фарах використовують жовте світло?

12. Як виникає райдуга? Які ще оптичні явища спостерігаються в атмосфері? Причини їх виникнення.
13. У чому полягає процес фотосинтезу? Що впливає на цей процес?
14. Що таке радіоактивне і залишкове тепло; сонячна радіація, сонячна стала?
15. Дайте визначення альбедо. Яке тіло має найбільше значення альбедо, яке – найменше? Чому?

Розділ 19. Квантова природа випромінювання

§ 19.1. Теплове випромінювання і люмінесценція. Випромінювальна і поглинальна здатності тіла. Абсолютне чорне тіло. Закон Кірхгофа. Чорна діра

1. Тіла, нагріті до досить високої температури, набувають здатності світитися. Відомо (§ 17.1), що випромінювання світла відбувається при переходах атомів і молекул зі збуджених станів (з більшим значенням енергії) в основні стани з меншим значенням енергії. При тепловому випромінюванні перехід у збуджений стан здійснюється в результаті теплового руху атомів і молекул.

Світіння тіл, зумовлене нагріванням, називається тепловим випромінюванням. Теплове випромінювання є найпоширенішим у природі, і його особливість полягає в тому, що випромінювання відбувається за рахунок внутрішньої енергії тіла, тобто за рахунок енергії теплового руху атомів і молекул, і тому залежить від температури тіла. Теплове випромінювання має суцільний спектр, але інтенсивність випромінювання змінюється зі зміною довжини хвилі.

Теплове випромінювання властиве всім тілам при будь-якій температурі, відмінній від 0 K . Воно веде до зменшення внутрішньої енергії тіла і, отже, до зниження температури, до охолодження.

При високих температурах тверді і рідкі тіла випромінюють біле світло, а зі зниженням температури тіла переважають довгі хвилі (червоні та інфрачервоні). При подальшому охолодженні тіло взагалі припиняє випромінювати видиме світло – воно випромінює невидимі оком інфрачервоні промені.

Оточимо нагріте тіло оболонкою з ідеальною відбивальною поверхнею (рис. 19.1). Якщо повітря з оболонки відкачене, то

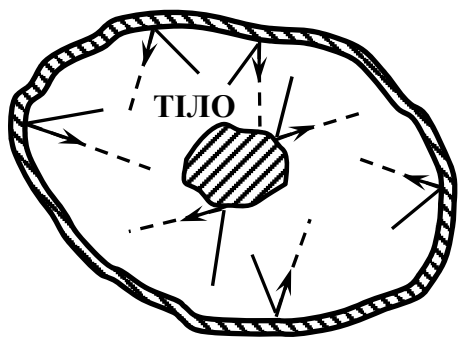


Рис. 19.1

відбите оболонкою випромінювання, що потрапило на тіло, поглинається ним (частково або повністю).

Таким чином, буде відбуватися неперервний обмін енергією між тілом і випромінюванням, яке заповнює оболонку. Якщо розподіл енергії між тілом і випромінюванням залишається незмінним при кожній довжині хвилі, стан системи тіло – випромінювання буде

рівноважним. Дослід показує, що єдиним видом випромінювання, яке може знаходитися в рівновазі з нагрітими тілами, є теплове випромінювання. Напрями поширення рівноважного випромінювання у порожнині рівноймовірні, а напрями векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$ у будь-яких точках простору з часом змінюються хаотично.

Всі інші види світіння, викликані за рахунок будь-якого виду енергії, крім теплової, називаються люмінесценцією. Таке світіння відбувається без підвищення температури, тому називається «холодним світінням».

Люмінесценцію можна класифікувати за типом збудження, механізмом перетворення енергії та часом світіння. Якщо світло випромінюється під час хімічних реакцій, то світіння називається хемілюмінесценцією (світіння фосфору, що окисляється, світіння гниючого дерева тощо).

Біоломінесценція - це світіння, що спостерігається в живих організмах (деякі комахи, риби тощо). Світла плямка на спині світлячка має майже таку саму температуру, як навколишнє повітря.

Світіння тіла, яке виникає при його опромінюванні світлом, називається фотолюмінесценцією.

Світіння твердих тіл, зумовлене бомбардуванням їх електронами, називається катодолюмінесценцією.

Після зняття збуджуючого фактора різні види люмінесценції можуть як припинятися відразу (флюоресценція), так і продовжуватися тривалий час (від секунд до годин – це фосфоресценція). Речовини, в яких відбувається люмінесценція, називають люмінофорами. Люмінесцентне випромінювання може відбуватися у видимій, ультрафіолетовій та інфрачервоній ділянках

спектра.

При всіх видах люмінесценції атоми і молекули люмінофора одержують енергію (збуджуються), а повертаючись в основний стан, випромінюють електромагнітну енергію. Таке випромінювання для кожного люмінофора має характерний спектр. Відомо, що довжина хвилі люмінесценції завжди більше довжини хвилі опромінення. Явище фотолюмінесценції застосовується в лампах денного світла. Вони економніші, ніж звичайні лампи розжарювання. Фосфоресціюючі порошки використовують для приготування декоративних фарб тощо. Існує люмінесцентний аналіз – це метод досліджень різних об'єктів під дією УФ опромінювання, яке викликає люмінесценцію цих об'єктів. При люмінесцентному аналізі спостерігають або власне світіння досліджуваних тіл, або світіння люмінофорів, що вводять у ці тіла. Такий аналіз проводять при контролі продуктів харчування (змінюється їхній колір при УФ опромінюванні), розпізнаванні видів збудників інфекційних захворювань, контролі чистоти води, у пошуках корисних копалин.

2. Введемо поняття, які характеризують теплове випромінювання і поглинання тіл.

Кількість R_T енергії, що випромінюється за 1 с з 1 м² поверхні тіла по всіх довжинах хвиль, називається інтегральною випромінювальною здатністю, або енергетичною світністю тіла.

Експериментальні дані свідчать, що енергія випромінювання нерівномірно розподіляється між усіма частотами хвиль, які випромінюються нагрітим тілом. Отже, кількісною характеристикою джерела теплового випромінювання є випромінювальна здатність тіла, яка чисельно дорівнює потужності випромінювання з одиниці площі поверхні цього тіла в одиничному інтервалі частот:

$$r_{\partial,T} = dW_{\text{вип}} / d\partial, \quad (19.1)$$

де $dW_{\text{вип}}$ – енергія електромагнітних хвиль, що випромінюється за одиницю часу з одиниці площі поверхні тіла в інтервалі частот від ∂ до $\partial + d\partial$. Розмірність: Дж/м². Випромінювальна здатність тіла може бути представлена і як функція довжини хвилі λ у вигляді

$$r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\partial,T},$$

де c – швидкість світла.

Інтегральна випромінювальна здатність R_T тіла пов'язана з випромінювальною здатністю співвідношенням

$$R_T = \int_0^\infty r_{\partial,T} d\partial. \quad (19.2)$$

Усі тіла в певній мірі поглинають енергію електромагнітних хвиль, які падають на них. Властивість тіла поглинати променеву енергію характеризується параметром, що називається поглинальною здатністю.

Поглиналина здатність α_T непрозорого тіла дорівнює відношенню енергії, що поглинається тілом за одиницю часу одиницею площі, до енергії, що падає на тіло при даній температурі за той самий проміжок часу.

Як правило, поглинання має селективний характер, тобто залежить від довжини хвилі світла та температури поверхні, наприклад, тонкий шар сажі майже повністю поглинає світло, але набагато слабше поглинає випромінювання інфрачервоного діапазону.

Отже, селективність поглинання характеризується спектральною поглинальною здатністю тіла $a_{\partial,T}$. Цей параметр показує, яка частина енергії падаючого випромінювання $dW_{\text{над}}$, що доставляється за одиницю часу на одиницю поверхні тіла електромагнітними хвилями за частотами від ∂ до $\partial + d\partial$, поглинається $dW_{\text{погл}}$ тілом:

$$a_{\partial,T} = dW_{\text{погл}} / dW_{\text{над}}. \quad (19.3)$$

Величина $a_{\partial,T}$ безрозмірна і змінюється від 0 до 1.

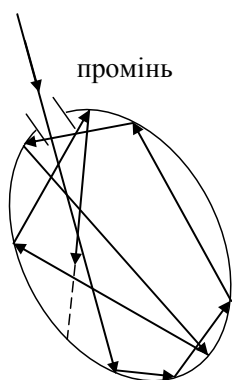


Рис. 19.2

Випромінювальна і поглиналина здатності залежать від частоти, температури, хімічного складу і стану поверхні тіла.

Зауважимо, що чим більшою є поглиналина здатність тіла в деякому спектральному інтервалі, тим інтенсивнішим є його випромінювання при тій самій температурі і в тому ж інтервалі.

3. Тіло, здатне поглинати при будь-якій температурі все падаюче на нього випромінювання будь-якої частоти, називається абсолютно чорним тілом. Для такого тіла

поглинальна здатність дорівнює одиниці: $a_{\partial,T} \equiv 1$ для всіх частот і температур. Отже, світло від нього не надходить в око. При цьому хибно вважати, що абсолютно чорне тіло нічого не випромінює, навпаки, для збереження теплової рівноваги воно випромінює стільки ж енергії, скільки й поглинає, але в іншому діапазоні. Найкращим наближенням до чорного тіла є сажа, що поглинає близько 98 % падаючої на неї електромагнітної енергії. Ідеальною моделлю абсолютно чорного тіла є замкнена порожнина з невеликим отвором O , внутрішня поверхня якої зачорнена (рис. 19.2). Промінь, що потрапив усередину такої порожнини, цілком поглинається (стілки поглинають) після багаторазового відбивання. З цієї ж причини внутрішній об'єм кімнати в яскравий сонячний день при розгляді через відкрите вікно здається темним.

Тіло, для якого $a_{\partial,T} < 1$, називається сірим. Поглинальна здатність сірого тіла менше одиниці. Отже, сірі тіла нагріваються менше, ніж чорні. Незважаючи на прояв індивідуальних особливостей різних тіл, їх випромінювання підлягає певним загальним законам.

4. Дослід показує, що чим більше випромінювальна здатність тіла, тим більше і його поглинальна здатність. Звідси випливає:

$$\left(\frac{r_{\partial,T}}{a_{\partial,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\partial,T}}{a_{\partial,T}} \right)_2 = \dots, \quad (19.4)$$

де індекси 1, 2 і т.п. відносяться до різних тіл.

Співвідношення (19.4) виражає встановлений Кірхгофом закон: відношення випромінювальної і поглинальної здатності не залежить від природи тіла і для всіх тіл є універсальною функцією частоти (довжини хвилі) і температури:

$$r_{\partial,T} / a_{\partial,T} = f(\partial, T). \quad (19.5)$$

Самі величини $r_{\partial,T}$ і $a_{\partial,T}$ можуть змінюватися при переході від одного тіла до іншого, а їх відношення виявляється однаковим для усіх тіл. Із закону (19.5) випливає, що тіло випромінює хвилі переважно тих частот, які воно при тій самій температурі поглинає.

Для абсолютно чорного тіла за визначенням $a_{\partial,T} \equiv 1$. Тому універсальна функція Кірхгофа $f(\partial, T)$ є випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла (19.5) для певної довжини хвилі й за тієї ж температури.

5. Чорна діра – це стан зірки на останній стадії її життя. Сили гравітації стискають, і зірка зменшує розміри, а відповідно зростає друга космічна швидкість (3.42). Наприклад, при зменшенні розмірів Сонця до 3 км v_2 стає рівною швидкості світла.

Отже, при цьому гравітаційні сили не дозволять будь-якому випромінюванню покинути таку зірку. Все, що розташоване біля неї, негайно поглинається, тому зірка називається чорною дірою. Вона не може спостерігатися в жодному діапазоні спектра випромінювання. Інакше кажучи, будь-яка інформація від чорної діри не досягає зовнішнього спостерігача.

§ 19.2. Закони випромінювання чорного тіла. Формула Планка. Кванти світла. Оптична пірометрія. Лампи розжарювання

1. Теоретичне обґрунтування законів випромінювання абсолютно чорного тіла привело до введення поняття квантів енергії. Знайти явний вид залежності універсальної функції Кірхгофа (19.5) від частоти і температури намагалися Стефан і Больцман. Стефан, аналізуючи експериментальні дані, прийшов до висновку, що інтегральна випромінювальна здатність R_T (енергія, що випромінюється одиницею поверхні тіла за одиницю часу по всіх довжинах хвиль) будь-якого тіла пропорційна четвертому степеню його абсолютної температури. Больцман, виходячи з термодинамічних уявлень, одержав теоретично для інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла наступне значення:

$$R_T = \delta T^4, \quad (19.6)$$

де δ – стала величина, $\delta = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт / (м²·К⁴).

Таким чином, висновок, до якого Стефан прийшов для нечорних тіл, виявився справедливим лише для абсолютно чорних тіл. Співвідношення між інтегральною випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла й абсолютною температурою є закон Стефана–Больцмана, а δ – стала Стефана–Больцмана. Із закону (19.6) випливає, що енергія випромінювання змінюється швидше, ніж температура, тобто коли температура випромінювача збільшується, наприклад, вдвічі, теплове випромінювання зростає в 16 разів. Закон Стефана–Больцмана не розкриває характеру розподілу енергії випромінювання за частотами (довжинами).

Однак, користуючись законом (19.6), можна визначати енергію, яка випромінюється за час t абсолютним чорним тілом з поверхні S при сталій температурі T :

$$W = \sigma T^4 S t. \quad (19.7)$$

В. Він, скориставшись крім термодинаміки електромагнітною теорією, знайшов, що довжина хвилі $\lambda_{\max}$, якій відповідає максимум випромінювальної здатності чорного тіла, і абсолютна температура тіла пов'язані співвідношенням:

$$\lambda_{\max} = b / T, \quad (19.8)$$

де b – стала Віна, $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$. Закон (19.8) називається законом зміщення Віна. З (19.8) випливає, що довжина хвилі $\lambda_{\max}$, при якій випромінювальна здатність $r_{\theta, T}$ чорного тіла максимальна, обернено пропорційна його абсолютній температурі, тобто залежить виключно від його температури.

Отже, при зниженні температури чорного тіла максимум його випромінювання зміщується в область більших довжин хвиль і відповідно у спектрі нагрітих тіл все більше переважає довгохвильове випромінювання.

Формула (19.8) дозволяє при відомій температурі знайти довжину хвилі, якій відповідає максимум випромінювання, і навпаки. Наприклад, Сонце випромінює як чорне тіло при $T \approx 6000 \text{ К}$, і тому максимум інтенсивності приходить на довжину хвилі $\lambda \approx 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, що відповідає зеленій області оптичного спектра. Оскільки зірки мають різну температуру, то деякі з них не видимі: занадто холодні випромінюють в інфрачервоному діапазоні, занадто гарячі – в ультрафіолетовому і навіть рентгенівському.

Наступна спроба теоретичного обґрунтування залежності випромінювальної здатності $r_{\theta, T}$ від температури належить Релею та Джинсу. Застосовуючи до теплового випромінювання класичний закон розподілу енергії за ступенями вільності (§ 7.2), вони одержали наступну формулу для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла:

$$r_{\theta, T} = \frac{2\pi\sigma^2}{c^2} kT, \quad (19.9)$$

де c – швидкість світла у вакуумі, k – стала Больцмана. Співвідношення (19.9) називається формулою Релея–Джинса.

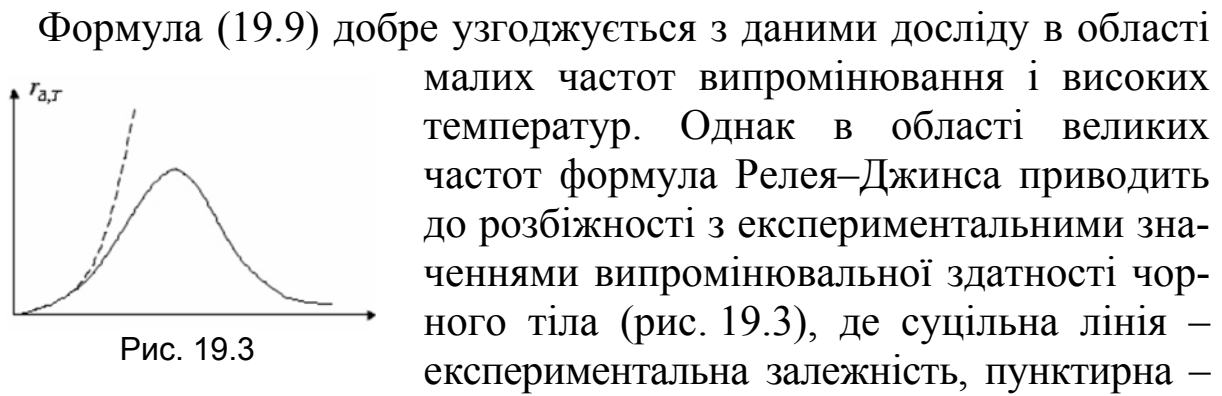


Рис. 19.3

Формула (19.9) добре узгоджується з даними досліду в області малих частот випромінювання і високих температур. Однак в області великих частот формула Релея–Джинса приводить до розбіжності з експериментальними значеннями випромінювальної здатності чорного тіла (рис. 19.3), де суцільна лінія – експериментальна залежність, пунктирна – за законом (19.9). Видно, що розрахована за формулою величина $r_{\delta, T}$ монотонно зростає з ростом частоти, не маючи максимуму. Крім того, інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла збільшується до нескінченності, якщо проінтегрувати вираз (19.9) за частотою:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\delta, T} d\delta = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \delta^2 d\delta = \infty.$$

Цей результат назвали ультрафіолетовою катастрофою, тому що виявилося порушення закону збереження енергії при надвисоких частотах (в області фіолетових і ультрафіолетових частот). Отже, класична фізика не змогла пояснити важливі експериментальні факти, тобто закон розподілу енергії в спектрі чорного тіла.

2. У 1900 році Макс Планк обґрунтував вид універсальної функції Кірхгофа, яка точно відповідає дослідним даним. Він припустив, що тіло випромінює електромагнітну енергію не безперервно, набуваючи будь-яких як завгодно близьких значень (класичне уявлення), а у вигляді окремих порцій (квантів), енергія ε яких пропорційна частоті випромінювання δ (квантове уявлення):

$$\varepsilon = h\delta = hc / \lambda, \quad (19.10)$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка, λ – довжина хвилі. Стала Планка відіграє у квантовій фізиці таку ж роль, як і швидкість світла в релятивістській фізиці.

Якщо енергія тіла випромінюється певними порціями $h\delta$, то вона повинна бути кратною цій величині, тобто набувати значень: $\varepsilon, 2\varepsilon, \dots, n\varepsilon$, і отже:

$$\varepsilon = nh\delta, \quad (19.11)$$

де n – будь-яке ціле додатне число.

Квант електромагнітного випромінювання (19.10), що відноситься до оптичного діапазону спектра, називається фотоном.

Таким чином, світло є потоком фотонів, енергія яких залежить від частоти світла. Енергія кванта фіолетового світла більша, ніж енергія кванта червоного світла ($\partial_{\text{ф}} > \partial_{\text{ч}}$). Імпульс фотона – це добуток його маси на швидкість: $p = mc$.

Маса спокою фотона дорівнює нулю. Він існує тільки поширюючись зі швидкістю світла. Якщо його якимось способом зупинити, то він зникне. Фотон, який має достатню енергію, може при цьому породжувати частинки, що мають масу спокою, наприклад, пари електрон – позитрон (одна форма матерії переходить в іншу).

Виходячи з гіпотези про кванти світла, Планк одержав формулу для інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла у вигляді

$$R_T = \frac{2\pi h \partial^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\partial}{kT}} - 1}, \quad (19.12)$$

де e – основа натуральних логарифмів, ∂ – частота випромінювання.

Формула Планка (19.12) точно узгоджується з дослідними даними у всьому інтервалі частот від нуля до нескінченності. Крім цього з неї можна одержати формули законів Стефана–Больцмана (19.6) і В. Віна (19.8), тобто визначити всі закономірності випромінювання абсолютно чорного тіла.

3. В усі закони випромінювання абсолютно чорного тіла (19.6; 19.8; 19.9) входить температура тіла, тому кожний з них можна використовувати для визначення температури розжарених тіл, де контактні методи непридатні або коли об'єкт виміру недоступний (плавильні печі, зона ядерного вибуху, зірки і т.п.). Такі оптичні методи виміру температури називаються оптичною пірометрією, а прилади – оптичними пірометрами. У цих приладах вимір високих температур тіл засновано на залежності інтегральної випромінювальної здатності від температури тіла. Саме таким методом вперше визначено температуру поверхні Сонця. Пірометри бувають двох типів – оптичні і радіаційні. Оптичні пірометри реєструють випромінювання нагрітого тіла в одному або двох вузьких ділянках спектра. Радіаційні пірометри реєструють інтегральне теплове випромінювання.

Оскільки теплове випромінювання існує в будь-яких тілах без штучного їхнього нагрівання, то розроблені прилади, які перетворюють інфрачервоне випромінювання цих тіл у видиме, що дозволяє їх «бачити» у темряві. Військові такі пристрої називають приладами нічного бачення.

4. Світіння нагрітих тіл широко використовують для створення джерел світла типу ламп розжарювання. При температурах порядку $1,4 \cdot 10^3$ К нитки розжарювання таких ламп максимум випромінювання знаходиться в інфрачервоній частині спектра, і на видиму область припадає лише мала частка повного випромінювання.

Більш високі температури ниток розжарювання ламп неможливі через швидке випаровування металу нитки. ККД таких ламп $(3 \div 5) \%$, а 95% енергії витрачається на нагрівання (вони гріють, але не світять).

Частку світлової енергії вдається збільшити шляхом заповнення ламп інертними газами чи їхніми сумішами (випаровування нитки розжарювання зменшується), що дозволяє підвищити температуру нитки понад $3 \cdot 10^3$ К.

§ 19.3. Фотоефект. Рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту. Червона межа фотоефекту. Фотоелементи

1. Фотоелектричним ефектом, або фотоефектом називається явище звільнення електронів із речовини при освітленні її світлом (зовнішній ефект). При зовнішньому фотоефекті електрони звільняються світлом з поверхневого шару речовини.

Було з'ясовано, що максимальна швидкість фотоелектронів не залежить від інтенсивності світла, а залежить тільки від його частоти ν , причому збільшення частоти світла приводить до зростання швидкості електронів. Установлені експериментальні залежності не укладаються в класичні уявлення. Наприклад, швидкість фотоелектронів за класичними поняттями повинна зростати з амплітудою, а отже, і з інтенсивністю електромагнітної хвилі ($J \sim E_0^2$).

У 1905 році А. Ейнштейн довів, що всі закономірності фотоефекту легко пояснюються, якщо припустити, що світло

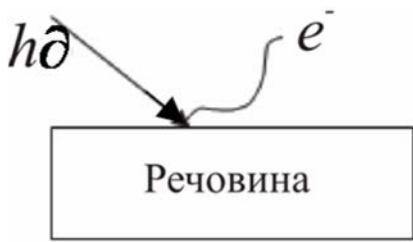


Рис. 19.4

поглинається такими ж порціями (квантами) $h\omega$, якими воно, за припущенням Планка, випромінюється (19.10). Згідно з А. Ейнштейном, енергія, отримана електроном у вигляді кванта світла $h\omega$, витрачається на те, щоб електрон зміг залишити речовину (рис. 19.4), тобто на роботу виходу A та надання йому кінетичної енергії (3.23).

2. У цьому випадку повинне виконатися співвідношення, яке називають рівнянням Ейнштейна для зовнішнього фотоелектру:

$$h\omega = A + mv^2 / 2, \quad (19.12 \text{ а})$$

де m – маса електрона.

Із (19.12 а) випливає, що максимальна кінетична енергія фотоелектрона лінійно зростає зі збільшенням частоти падаючого світла і не залежить від його інтенсивності, оскільки робота виходу A від інтенсивності світла не залежить.

Електрон одночасно може одержувати енергію не від одного фотона, а від кількох. Такий фотоелектр називають багатофотонним. Рівняння Ейнштейна для такого фотоелектру

$$Nh\omega = A + mv^2 / 2,$$

де N – число фотонів, що передають енергію одному електрону.

Внутрішній фотоелектр спостерігається в напівпровідниках і діелектриках і полягає у збільшенні концентрації вільних носіїв електричного заряду усередині речовини (вони не виходять назовні), що опромінюється світлом.

3. З рівняння (19.12 а) випливає, що у випадку, коли робота виходу A перевищує енергію кванта $h\omega$, електрони не можуть залишити речовину. Отже, для виникнення фотоелектру необхідне виконання умови

$$h\omega \geq A, \text{ або } \omega \geq \omega_0 = A/h. \quad (19.13)$$

Відповідно, для довжини хвилі світла ця умова набуває вигляду:

$$\lambda \leq \lambda_0 = hc/A. \quad (19.14)$$

Частота ω_0 або довжина хвилі λ_0 називається «червоною межею» фотоелектру. Вона вказує на ту найменшу частоту (найбільшу довжину) світла, при якій ще може відбуватись фотоелектр. Червона межа залежить від хімічної природи речовини (різна робота виходу) та стану її поверхні. Для більшості металів

червона межа фотоефекту припадає на ультрафіолетову область спектра. Явище фотоефекту підтверджує, що світло – це потік фотонів.

На явищі фотоефекту заснована дія фотоелементів, які безпосередньо перетворюють світлову енергію на електричну. На цьому принципі ґрунтується дія сонячних батарей, що встановлюють на космічних кораблях. Фотоелементи застосовують у фотореле, за допомогою яких автоматично приводять у дію найрізноманітніші механізми. Вони миттєво реагують на світло. Фотореле можуть у певний час вмикати вуличні ліхтарі, світло маяків тощо.

Контрольні запитання і завдання

1. У чому полягає відмінність теплового випромінювання від інших видів випромінювання?
2. Дайте визначення люмінесценції. Назвіть види люмінесценції. Де використовують явище люмінесценції?
3. Назвіть характеристики теплового випромінювання. Які їх розмірності?
4. Доведіть закон Кірхгофа. Який фізичний зміст універсальної функції Кірхгофа?
5. Дайте визначення тіла: абсолютно чорного, абсолютно білого і сірого.
6. Як можна експериментально реалізувати абсолютно чорне тіло?
7. Для захисту від сонячних променів найбільш практичні білі і червоні парасольки. Чому?
8. Чому зимою хмарні дні тепліші, ніж сонячні? Чому брудний сніг тане швидше, ніж чистий?
9. Сформулюйте закони теплового випромінювання. Де їх можна використовувати?
10. Яким методом вперше була визначена температура поверхні Сонця? Чому вона дорівнює?
11. Яке співвідношення для універсальної функції Кірхгофа одержали Релей і Джинс? У чому полягає зміст ультрафіолетової катастрофи.
12. Сформулюйте гіпотезу М. Планка. Запишіть формулу для функції Кірхгофа, одержану М. Планком.
13. Чому дорівнює енергія кванта світла? Чому енергія кванта

фіолетового світла більша, ніж червоного?

14. Чому лампи розжарювання можна віднести до нагрівачів, а не джерела світла?

15. Поясніть рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту.

16. Дайте визначення внутрішнього фотоефекту.

17. Від чого залежить «червона межа» фотоефекту?

18. Чому зірку можна назвати чорною дірою? Причини її виникнення.

Розділ 20. Хвильові властивості речовини

§ 20.1. Хвилі де Бройля. Дифракція електронів та інших частинок. Електронний мікроскоп

1. Для світла характерний дуалізм (двоїстість) властивостей. У процесі поширення світла виявляються його хвильові властивості, а під час взаємодії з речовиною (поглинання і випромінювання) – корпускулярні.

На початку ХХ століття де Бройль висловлює думку, що корпускулярно-хвильовий дуалізм, який чітко проявився в оптичних явищах, є універсальною властивістю матерії. Це значить, що будь-яка частинка речовини, що рухається, повинна, як і квант світла – фотон, мати і корпускулярні, і хвильові властивості.

Де Бройль припустив, що для будь-якої частинки речовини масою m , що рухається зі швидкістю v , справедливе співвідношення

$$\lambda = h / P = h / mv , \quad (20.1)$$

де λ – довжина хвилі де Бройля, властива даній частинці, що рухається, P – її імпульс.

Згодом ідею де Бройля про хвильові властивості частинок було покладено в основу розділу фізики – квантової (хвильової) механіки. Природу введеного ним хвильового процесу де Бройль не обговорював. Хвилі де Бройля (20.1) не електромагнітні, оскільки вони притаманні і частинкам, позбавленим заряду.

Довжина хвилі де Бройля звичайного тіла занадто мала, щоб її можна було виявити і вимірити, тому що типові хвильові властивості – інтерференція і дифракція – виявляються тільки тоді, коли розміри тіл і щілин рівні за своєю величиною з довжиною хвилі. Макроскопічні тіла хвильових властивостей практично не мають.

Однак для частинок, що мають дуже малу масу, навіть при

значних швидкостях руху довжина хвилі де Бройля може виявитися порівнянною з періодом решітки кристала $\sim 10^{-10}$ м. У цьому випадку хвильові властивості частинки речовини можна виявляти експериментально.

2. К. Девіссон і Л. Джермер у 1927 році не тільки підтвердили гіпотезу де Бройля, досліджуючи розсіювання електронів від поверхні металевого кристала в умовах вакууму, але і кількісно перевірили формулу (20.1). Вони знайшли в розподілі розсіяних електронів регулярні піки, що нагадувало відбивання таким кристалом рентгенівських променів. Інтерпретація таких піків на основі дифракційної картини показала, що довжина хвилі дифрагуючого електрона збігається з передбаченою де Бройлем (20.1). Дифракція виявляється чітко в тому випадку, коли довжина хвилі де Бройля порівнянна з міжатомними відстанями досліджуваного кристала. Пізніше експерименти показали, що нейтрони, протони й інші частинки (атоми й молекули) також мають хвильові властивості.

Дифракцію електронів використовують в електронографії – метод дослідження атомарної будови речовини, який ґрунтується на одержанні та розшифруванні дифракції прискорених електронів, що бомбардують досліджуваний об'єкт (кристал, аморфне тіло, молекули газу тощо).

Дифракцію нейтронів використовують в нейтронографії – методі дослідження структури різних речовин. Інформацію про розміщення структурних елементів речовини несе інтенсивність та просторовий розподіл пучків дифрагованих нейтронів.

3. Уявлення про те, що електрон має хвильові властивості, дало змогу створити електронний мікроскоп. Електрону, прискореному різницею потенціалів 10^5 В, відповідає довжина хвилі $4 \cdot 10^{-12}$ м, що приблизно в 10^5 разів менше світлової хвилі. Такий порядок має і максимальна роздільна здатність (16.15) електронного мікроскопа, що в сотні тисяч разів більше, ніж оптичного мікроскопа. Різко зростає і корисне збільшення – до 10^5 разів.

За принципом пристрою електронний мікроскоп має багато загального з оптичним. Основне розходження полягає в тому, що з досліджуваним об'єктом взаємодіють не промені світла, а пучок електронів, а їхнім рухом керують за допомогою магнітних і електричних полів замість оптичних лінз.

Сучасні електронні мікроскопи дозволяють одержати зображення різних мікрооб'єктів; уперше був побачений ген.

§ 20.2. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга. Рівняння Шредінгера

1. У класичній механіці всяка частинки рухається певною траєкторією, маючи цілком визначені координати та імпульс у кожний момент часу. Хвильові властивості мікрочастинок відрізняють їх від класичних частинок. Одна з основних відмінностей полягає в тому, що мікрочастинка не має чіткої траєкторії, і неправомірно говорити одночасно про точні значення її координат та імпульсу.

На основі хвильових властивостей частинок Гейзенберг теоретично прийшов до висновку, що одночасно точно визначити координату частинки і її імпульс неможливо. Одна з цих величин може бути визначена з будь-якою точністю, але лише за рахунок зменшення точності визначення іншої величини. Цей висновок він записав у вигляді нерівності:

$$\Delta x \Delta P_x \geq \hbar, \quad (20.2)$$

де Δx – невизначеність у вимірі координати частинки, ΔP_x – невизначеність у вимірі її складової імпульсу по цій же координаті, $\hbar = h/2\pi$.

Рівняння (20.2) називається співвідношенням невизначеностей Гейзенберга. Воно стверджує, що добуток невизначеностей координати Δx – частинки на невизначеність проекції імпульсу ΔP_x на даний напрям не може бути менше сталої Планка. У випадку, коли значення імпульсу визначене точно, невизначеність координати досягає нескінченності і взагалі стає безглуздим говорити про яке-небудь її значення, та навпаки.

Співвідношення невизначеностей – це математичне вираження наявності у частинок як корпускулярних, так і хвильових властивостей. Зрозуміло, співвідношення (20.2) відноситься і до інших координат, а крім того, цей же принцип поширюється і на інші величини, наприклад:

$$\Delta W \Delta t \geq \hbar. \quad (20.3)$$

Тут ΔW – невизначеність енергії деякого стану системи, а Δt – час його існування. Чим більше час життя системи, тим точніше визначена її енергія. Неточність у вимірі даних величин (20.2) і (20.3) не пов'язана з недосконалістю методів вимірювання та вимірювальної техніки, а є наслідком подвійної, корпускулярно-

хвильової природи частинок.

У квантовій механіці уявлення про точні значення координати, миттєвої швидкості, траєкторії частинки (у класичному розумінні) втрачає сенс, однак закони збереження енергії та імпульсу строго виконуються.

Класична механіка дозволяє визначити положення, імпульс і енергію тіла, а так само зміну цих величин під дією зовнішніх сил; при цьому в принципі розрахунки можуть бути скільки завгодно точними (стикування космічного корабля з орбітальною станцією).

2. Квантова механіка, що враховує співвідношення невизначеностей (20.2), ставить задачу інакше: знайти імовірність стану частинки (наприклад її координату, імпульс та енергію) усередині деякого елементарного об'єму в момент часу t . Щоб розрахувати поведінку частинки, потрібно замість другого закону Ньютона (2.2) для координат мати інше рівняння.

Е. Шредінгер для опису руху частинок ввів комплексну функцію координат і часу, яку назвав хвильовою функцією і позначив символом ψ (псі). Хвильова функція характеризує стан частинки, а він визначається характером діючих на неї сил. Фізичний зміст має не сама ψ -функція, а квадрат її модуля, $|\psi|^2$. Величина $|\psi|^2$ є імовірність того, що частинка може перебувати у момент часу t в малому об'ємі dV . Знаючи, як змінюється ψ -функція від точки до точки, можна передбачити, де імовірніше всього можна зустріти частинку. Виходячи з цього, зручно уявити, що частинка ніби «розмазана» в певній області простору у вигляді своєрідної хмаринки перемінної густини. В атомній фізиці користуються поняттям електронної хмаринки, розподіленої в атомі.

Густина електронної хмаринки є безпосередньою мірою імовірності перебування електрона в певній точці простору.

Вид ψ -функції в кожному конкретному випадку одержують шляхом розв'язання хвильового рівняння Шредінгера, що пов'язує ψ -функцію з масою m частинки, її повною енергією W і потенціальною енергією U :

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U)\psi = 0, \quad (20.4)$$

$$\text{де } \Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}.$$

Рівняння (20.4) є фундаментальним рівнянням квантової

механіки і має для неї таке ж значення, як і закон Ньютона (2.2) для класичної механіки. Воно не виводиться, а є результатом узагальнення великої кількості експериментальних даних, одержаних при вивченні поведінки мікрооб'єктів.

Рівняння Шредінгера (20.4) записане для стаціонарних станів, в яких усі спостережувані фізичні величини не змінюються з часом. Для об'єктивно існуючої частинки повинна виконуватися умова нормування

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1, \quad (20.5)$$

суть якого полягає в тому, що імовірність знаходження частинки де-небудь в просторі дорівнює одиниці (достовірна подія). В тих місцях, де частинка не може бути присутньою, $\psi(x, y, z) = 0$.

Функція ψ характеризує ймовірність перебування частинок в певному елементі об'єму і через це має бути однозначною (ймовірність не може бути неоднозначною величиною), неперервною (ймовірність не може змінюватися стрибкоподібно) і скінченною (ймовірність не може перевищувати одиницю).

Отже, хвильова функція ψ – основна характеристика стану мікрооб'єктів, які вивчає квантова механіка. За допомогою хвильової функції визначається тільки імовірність виявлення мікрочастинки в різних точках простору.

Контрольні питання і завдання

1. В чому полягає гіпотеза де Бройля? Запишіть вираз для довжини хвилі де Бройля.
2. Електрон – це частинка чи хвиля? Які досліди можуть підтвердити відповідь?
3. Електрон і протон прискорені однією і тією ж різницею потенціалів. Яка частинка має більшу довжину хвилі?
4. Опишіть досліди К. Девіссона і Л. Джермера.
5. Фізичні основи роботи електронного мікроскопа.
6. Сформулюйте співвідношення невизначеностей Гейзенберга. Чи залежить воно від можливостей вимірювальної техніки?
7. Запишіть і прокоментуйте рівняння Шредінгера для стаціонарних станів.
8. В чому полягає фізичний зміст ψ -функції? Назвіть властивості хвильової функції.

ЧАСТИНА 5

ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ АТОМА Й АТОМНОГО ЯДРА

Розділ 21. Будова атома. Види спектрів випромінювання. Лазери. Рентгенівське випромінювання. Спектральний аналіз

§ 21.1. Модель атома Резерфорда. Постулати Бора. Теорія Бора атома водню. Стала Рідберга і спектральні лінії. Розподіл електронів в атомі. Принцип Паулі

1. Світ настільки різноманітний, що не можна уявити, що всі тіла побудовані з частинок лише одного сорту. Атоми, з яких складаються всі тіла Всесвіту, цілком однакові. Живі організми складаються з таких самих атомів, що й нежива природа.

Атом – це найменша частинка хімічного елемента, що є носієм його властивостей. До кінця XIX століття атом вважали неподільним. Однак відкриття рентгенівських і радіоактивних променів та інші дослідження показали складну будову атома.

Е. Резерфорд вивчав розсіювання альфа-частинок (потік ядер атома гелію) при проходженні їх через тонку металеву фольгу ($\ell \approx 1 \cdot 10^{-3}$ м). Дослідження показали, що, по-перше, багато альфа-частинок при проходженні таких шарів не відхиляються. Це свідчило про порожнечу атома. По-друге, невелика їхня частина відхиляється, причому кут відхилення наближається до 180° . Це означало, що вони зіштовхнулися в атомі з частинками приблизно рівної маси. По-третє, траєкторія деяких частинок, які зазнавали відхилення, мала вид плавної кривої. Плавність траєкторії доводила, що механічного зіткнення не спостерігалось, а була поступова взаємодія. Таке можливо лише при взаємодії однойменно заряджених частинок. Узагальнивши результати дослідів, Резерфорд запропонував ядерну модель атома: атом складається з масивного позитивно зарядженого ядра й електронів, які рухаються по замкнутих орбітах навколо ядра. Заряд ядра дорівнює заряду електронів, тому атом у цілому нейтральний. На ядро припадає в основному вся маса атома. Ядерна модель Резерфорда зовні дуже нагадує Сонячну систему: у центрі – ядро,

навколо нього по орбітах рухаються електрони. Тому цю модель називають планетарною. Орбіти електронів в атомі стаціонарні, атому властива виняткова стійкість.

Згідно з експериментальними даними позитивно заряджене ядро атома має діаметр 10^{-15} м. Діаметр атома в $1 \cdot 10^5$ разів більше діаметра ядра і складає величину порядку 10^{-10} м. Однак планетарна модель атома, запропонована Резерфордом, мала протиріччя з класичною фізикою. Дійсно, електрон, що обертається навколо ядра, має доцентрове прискорення, а електрон, що прискорено рухається, випромінює електромагнітні хвилі. Це приводить до зменшення його енергії, і він зрештою повинний впасти на ядро, тобто атом може припинити своє існування, але цього не спостерігається. Відзначимо і друге протиріччя – плавне зменшення радіуса орбіти електрона повинне приводити до монотонної зміни частоти випромінювання, тобто до суцільного спектра. Однак в дійсності окремі атоми якщо випромінюють енергію (в особливому стані), то лінійчастий спектр, причому у кожного атома він не схожий на інші.

2. У 1913 році Н. Бор для вирішення протиріч, що створилися, запропонував два наступні постулати. Перший постулат: в атомі існують стаціонарні стани (орбіти), знаходячись у яких, він не випромінює енергію, незважаючи на наявність у електрона доцентрового прискорення. Стаціонарним станам відповідає рух електрона по колових орбітах певного радіуса r . При русі по цих орбітах момент імпульсу електрона L набуває дискретні (квантові) значення:

$$L = mvr = nh / 2\pi, \quad (21.1)$$

де n (квантове число) = 1, 2, 3, ..., m і v – відповідно маса і швидкість електрона, h – стала Планка. Вираз (21.1) є правило квантування моменту імпульсу.

Другий постулат – при переході атома з одного стаціонарного стану в інший випромінюється або поглинається один квант електромагнітної енергії:

$$W_n - W_k = \Delta W = h\delta. \quad (21.2)$$

Тут W_n і W_k – енергії атома в двох стаціонарних станах, δ – частота випромінювана (поглинальна). Якщо $W_n > W_k$, фотон випромінюється з частотою δ , а при $W_n < W_k$ – поглинається. Поглинання енергії супроводжується переходом атома у стан з більшою енергією, і

електрон переходить на віддаленішу від ядра орбіту. Набір можливих частот $\partial_{kn} = (W_k - W_n) / h$ квантових переходів і визначає лінійчастий спектр атома.

Постулати Бора дозволяють розрахувати спектр атома водню і воднеподібних систем, а також теоретично розрахувати сталу Рідберга (21.14). Для цього розглянемо рух електрона в атомі водню, обмежуючись коловими стаціонарними орбітами (рис. 21.1).

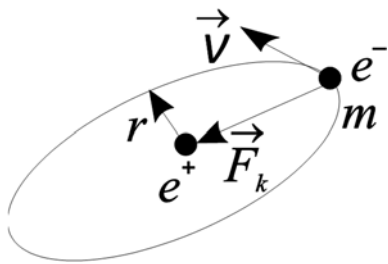


Рис. 21.1

На електрон e^- діє кулонівська сила притягання $\vec{F}_k$ (8.2) до ядра, – це вона створює доцентрове прискорення (1.20). Тоді на підставі другого закону Ньютона (2.2) запишемо, що

$$mv^2 / r = e^- e^+ / 4\pi\epsilon_0 r^2, \quad (21.3)$$

де v – лінійна швидкість електрона на борівській орбіті, e^- і e^+ – електричні заряди електрона і протона, m – маса електрона.

Звідси знайдемо лінійну швидкість електрона на борівській орбіті

$$v^2 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 r m. \quad (21.4)$$

Із виразів (21.1), (21.3) і (21.4) отримаємо радіус орбіти в залежності від числа n :

$$r_n = \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2} n^2. \quad (21.5)$$

Із співвідношення (21.5) видно, що радіуси дозволених орбіт зростають пропорційно квадратам цілих чисел. Найближчий до ядра орбіти електрона відповідає $n = 1$, тоді, підставивши в (21.5) значення констант (h, ϵ_0, π, m, e), радіус першої борівської орбіти в атомі $r_1 = 0,5228 \cdot 10^{-10}$ м. Це значення відповідає розмірам атома водню, які знайдені з кінетичної теорії газів.

За борівською моделлю, ядро атома нерухоме, тому повна енергія електрона W в атомі є сумою кінетичної енергії W_k електрона, який рухається навколо ядра і потенціальної енергії W_n взаємодії між ядром та електроном, тобто:

$$W = W_k + W_n = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Врахувавши вирази (21.4) і (21.5), одержимо можливі значення повної енергії електрона в атомі водню:

$$W = -\frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2n^2}. \quad (21.6)$$

Знак «мінус» у співвідношенні (21.6) зумовлений тим, що значення потенціальної енергії двох зарядів, які розміщені на нескінченно великій відстані, дорівнює нулю. При наближенні зарядів один до одного потенціальна енергія зменшується швидше, ніж зростає кінетична енергія. Отже, обчислене значення повної енергії W буде від'ємним.

З формули (21.6) випливає, що найменшу енергію атом має при $n = 1$. Стан з мінімальною енергією називають основним енергетичним станом, а його енергія, з урахуванням (21.6) і значення $r_1 = 0,5228 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, дорівнює $-2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = -13,55 \text{ еВ}$. Стани атома з $n > 1$ називаються збудженими станами, і енергія на будь-якому енергетичному рівні W_n набуває значень:

$$W_n = -\frac{13,55}{n^2} \text{ еВ}. \quad (21.7)$$

Отже, енергія електрона в атомі приймає лише дискретні значення, тобто квантується. Енергетичні стани атома утворюють послідовність енергетичних рівнів, які змінюються залежно від значення квантового числа n , яке виражає номер енергетичного рівня атома.

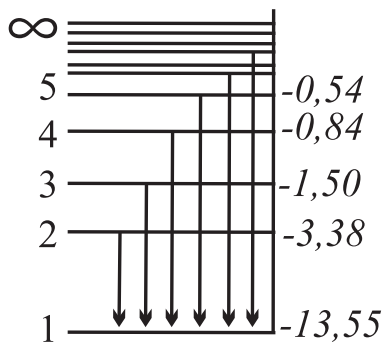


Рис. 21.2

Підставляючи різні цілочислові значення $n = 1, 2, 3, \dots$ у співвідношення (21.7), отримаємо для атома водню можливі рівні енергії (рис. 21.2). Горизонтальними прямими відзначені дозволені значення енергії атома водню. Збільшенням квантового числа n енергетичні рівні зближуються. За нульовий рівень енергії умовилися вибрати рівень, що

відповідає $n = \infty$.

Енергія атома водню зі збільшенням n зростає (зменшується її від'ємна величина), і енергетичні рівні наближаються до межі, що відповідає значенню $n = \infty$. Атом водню має мінімальну енергію $W_1 = -13,55 \text{ еВ}$, що відповідає основному стану ($n = 1$). Відзначимо, що вище рівня $W_\infty = 0$ електрон може мати будь-яку енергію, тому що в цьому випадку він уже не зв'язаний з атомом, тобто є вільним (залишає атом).

Якщо атом перебуває в основному стані, то щоб відірвати

електрон від ядра атома потрібно затратити енергію 13,55 еВ. Цю енергію називають енергією іонізації W_i , і атом при цьому стає іоном.

Енергія, яку необхідно надати атому, щоб електрон з основного стану перейшов у збуджений, називають енергією збудження $W_{зб}$. Наприклад, енергія збудження першого збудженого стану ($n = 2$) $W_{зб} = -3,38 - (-13,55) = 10,17$ еВ.

3. Згідно з теорією Бора (21.2) атоми водню випромінюють кванти світла, якщо здійснюється перехід електрона з орбіти n (більше віддаленої від ядра) на ближчу до ядра орбіту k . При цьому частота випромінювання світла визначається співвідношенням

$$\partial = \frac{W_n - W_k}{h}. \quad (21.8)$$

Підставляючи в (21.8) вираз (21.6), який визначає енергію стаціонарного стану, дістанемо частоту або довжину хвилі $\lambda = c / \partial$ фотона, що випромінюється:

$$\partial = \frac{me^4}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{me^4}{8h^3 \varepsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (21.9)$$

де n – квантове число рівня, з якого переходить електрон, k – квантове число рівня, на котрий він переходить.

Формули (21.9) називають серіальними формулами.

Бальмер установив, що довжину хвиль дев'яти відомих на той час (1885 р.) ліній у спектрі водню (ці лінії розміщуються у видимій частині спектра) можна обчислити за формулою

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (21.10)$$

де λ_0 – стала величина, що дорівнює $3,65 \cdot 10^{-7}$ м, а λ для різних ліній серії набуває послідовно значень цілого ряду чисел, починаючи з трьох, тобто $n = 3, 4, 5, \dots, 9$.

Співвідношення (21.10) записують в іншому вигляді:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (21.11)$$

де $R' = 10967758 \text{ м}^{-1}$ – стала Рідберга; $n = 3, 4, 5, \dots$.

Оскільки $\partial = c / \lambda$, то

$$\partial = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (21.12)$$

де $R = R'c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, яку також називають сталою Рідберга.

Помітимо, що величину $1/\lambda$ у співвідношенні (21.11)

називають хвильовим числом – це число довжин хвиль, що вміщується на одиниці довжини. Із формули (21.12) випливає, що всі спектральні лінії, що відрізняються різними значеннями n , утворюють серію ліній, яка називається серією Бальмера. Із збільшенням n лінії серії зближуються. Значення $n = \infty$ визначає межу серії Бальмера, до якої з боку більших частот прилягає суцільний спектр: $\lambda_{\text{межі}} = 3,65 \cdot 10^{-7}$ м. Крім того, виявляється, що зі збільшенням номера спектральної лінії її інтенсивність зменшується.

Поряд із серією Бальмера, у спектрі водню було виявлено ще ряд інших серій, які спостерігаються у невидимій ділянці спектра випромінювання. Розташування ліній у цих спектрах описуються наступними співвідношеннями. Наприклад, в ультрафіолетовій ділянці – серія Лаймана: $\partial = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, $n = 2, 3, 4, \dots$.

В інфрачервоній області спектра – серія Пашена:

$$\partial = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 4, 5, 6, \dots$$

Формули, які визначають розміщення спектральних ліній у кожній з цих серій та інші, аналогічні формулі для серії Бальмера (21.12).

Отже, узагальнену формулу Бальмера для всіх ліній спектра атома водню записують у вигляді

$$\partial = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (21.13)$$

де $k = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ і визначає серію, а $n = k+1, k+2, k+3, \dots$ і визначає окремі лінії цієї серії.

Зрівнявши формули (21.13) і (21.9), видно, що величина

$$me^4 / 8h^3 \varepsilon_0^2 c \quad (21.14)$$

є сталою Рідберга. Значення R , обчислене за формулою (21.14), збігається з експериментальним значенням цієї сталої (21.12), що підтверджує правильність теорії Бора для енергетичних рівнів атома водню.

Д. Франк і Г. Герц експериментально також підтвердили постулати Бора – вони довели дискретність значень енергій атомів. Їх досліди показали, що електрони при зіткненні з атомами ртуті передають атомам лише певні порції енергії, причому 4,86 еВ – найменша можлива порція енергії, яка може бути поглинена атомами ртуті в основному енергетичному стані.

Атоми ртуті, які отримали при зіткненні з електроном енергію ΔW , переходять у збуджений стан i , повертаючись в основний, випромінюють світловий квант частоти $\partial = \Delta W / h$ або враховуючи, що $\lambda = c / \partial$, то він має довжину $\lambda = hc / \Delta W$, де $\Delta W = 4,86 \text{ eV}$. Тоді $\lambda \approx 0,255 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Досліди дійсно виявили одну ультрафіолетову лінію з $\lambda \approx 0,254 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Проте теорія Бора не змогла пояснити спектри складних атомів, інтенсивність спектральних ліній тощо.

Для пояснення спектрів складних атомів Зоммерфельд припустив, що електрони можуть рухатися не тільки по колових орбітах, але і по еліптичних орбітах, а плоскі орбіти електронів можуть мати різні орієнтації в просторі.

4. Стан електрона в атомі з урахуванням спіну визначається чотирма квантовими числами: n – головним; l – орбітальним; m_l – магнітним; m_s – магнітним спіновим.

Головне квантове число $n = 1, 2, 3, \dots$ визначає енергію електрона, обумовлену його взаємодією з ядром. Кожному значенню n відповідає свій енергетичний рівень. Зі зростанням n квантовані значення енергії збільшуються (21.6).

Електрони, які займають сукупність станів з однаковим значенням головного квантового числа n , утворюють електронну оболонку (шар). Залежно від числа n розрізняють такі оболонки: $n = 1$ – K оболонка (вона розташована найближче до ядра); $n = 2$ – L оболонка; $n = 3$ – M оболонка; $n = 4$ – N оболонка і т.д.

Електрон, що рухається в атомі по орбіті, володіє орбітальним моментом імпульсу (11.3), який квантується, тобто не може бути довільним, а набуває дискретних значень, які обчислюють за формулою

$$L_e = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (21.15)$$

де l – орбітальне квантове число, яке визначає величину модуля вектора орбітального моменту імпульсу електрона в атомі і при заданому n набуває значення $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$. Кожному значенню l відповідає певна форма орбіти при заданому головному квантовому числі n . Орбітальне квантове число l визначає енергетичні підрівні електрона в атомі, обумовлені дозволеними величинами (21.15).

Таким чином, електрони, що належать до певної оболонки, утворюють декілька підоболонки відповідно з їх орбітальним

квантовим числом l . Значення цього числа і відповідних їм підоболонки визначають літерами: $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5$; s, p, d, f, g, h.

Оскільки орбітальне квантове число набуває значення від 0 до $n - 1$, число підоболонки дорівнює порядковому номеру n оболонки. Оболонка K складається із однієї підоболонки s; оболонка L – з двох підоболонки s і p; оболонка M – з трьох підоболонки s, p, d і т.д.

Отже, у зв'язку зі значеннями квантових чисел відбувається групування електронів за оболонками і підоболонками, які складаються з певних енергетичних рівнів.

Орбіту, по якій рухається електрон, можна розглядати як контур електричного струму. Такий струм характеризується певним значенням орбітального магнітного моменту електрона (11.2), векторною величиною, що напрямлена вздовж осі орбіти у той бік, куди напрямлена індукція магнітного поля, створюваного цим контуром. Орбітальні моменти – магнітний і механічний, протилежні за напрямками (рис. 11.1).

Магнітне квантове число m_l визначає можливу орієнтацію в просторі орбітального моменту імпульсу електрона $\vec{L}_l$ і зв'язаного з ним орбітального магнітного моменту $\vec{P}_{orb}$. Виявляється, що вектор $\vec{L}_l$ моменту імпульсу електрона може мати таку орієнтацію в просторі, при якій його проекція на заданий напрям z зовнішнього магнітного поля $\vec{B}$ набуває дискретні значення, кратні $\hbar$: $L_{ez} = m_l \hbar$, де m_l – магнітне квантове число. Воно при заданому l приймає значення: $0; \pm 1; \pm 2, \dots, \pm l$, тобто разом $2l+1$ значень. На рис. 21.3 наведені можливі орієнтації векторів $\vec{L}_l$ у випадку $l=1$, тобто для p-електрона. В цьому випадку $m_l = +1, 0, -1$ і $L_{ez} = \hbar, 0, -\hbar$.

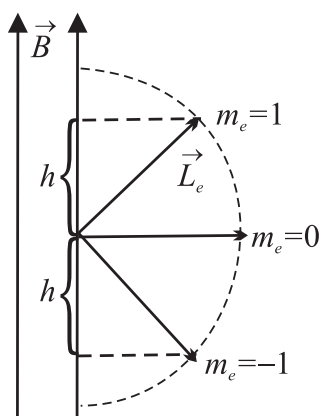


Рис. 21.3

Отже, вектор $\vec{L}_e$ може мати $2l+1$ орієнтацій у просторі, а це означає, що при даному l електрон в атомі, який вміщено в магнітне поле, може рухатись по $2l+1$ орбітах, які відрізняються своєю орієнтацією щодо напрямку магнітного поля.

Наявність квантового числа m_l повинна привести до розщеплення в магнітному полі енергетичного рівня електрона на ряд підрівнів. У зв'язку з цим у спектрі атома буде

спостерігатись розщеплення спектральних ліній, що і було виявлено Т. Зеєманом та отримало назву ефекту Зеємана.

Крім орбітального моменту імпульсу L_e кожний електрон володіє й власним моментом імпульсу L_s , названим спіном (§ 11.1). У квантовій механіці доводиться, що спін квантується за законом

$$L_s = \hbar \sqrt{S(S+1)}, \quad (21.16)$$

де S – квантове число, яке називається спіновим квантовим числом. За аналогією з орбітальним моментом імпульсу проекція L_{sz} квантується так, що вектор $\vec{L}_s$ може приймати $2S+1$ різних орієнтацій у зовнішньому магнітному полі. З дослідів Штерна й Герлаха випливає, що таких орієнтацій тільки дві. Отже, $2S+1=2$. Звідси $S=1/2$ і $L_{sz} = m_s \hbar$, де m_s називають магнітним спіновим квантовим числом, яке може мати лише два значення: $m_s = \pm 1/2$.

Отже, проекція спіна на напрям поля може приймати два значення: $L_{sz} = \pm \hbar/2$. З дослідів Штерна і Герлаха була знайдена величина проекції власного магнітного моменту електрона.

Власним моментом імпульсу (спіном) володіє не тільки електрон, але й протон, нейтрон, фотон та інші частинки. Частинки з півцілим спіном (електрони, протони, нейтрони) називаються ферміонами, а частинки з нульовим і цілочисловим спіном (наприклад, π -мезони, фотони) називаються бозонами.

Розподіл електронів в атомі підкоряється принципу Паулі й принципу мінімуму енергії (електрон займає стан з найменшою енергією). Принцип Паулі (або принцип заборони) в його простішому формулюванні виглядає так: в одному і тому ж атомі не може бути двох електронів з одним і тим же набором чотирьох квантових чисел n, l, m_e, m_s .

Користуючись принципом Паулі, можна знайти максимальне число електронів, що перебувають у станах, які характеризуються значенням головного квантового числа n . Оскільки орбітальне квантове число l при заданому n змінюється від 0 до $n-1$, то, підсумовуючи $Z(n, l)$ за l від 0 до $n-1$, дістанемо

$$z(n) = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2. \quad (21.17)$$

Згідно з формулою (21.17), наприклад, у L -оболонці може перебувати не більше ніж вісім електронів, з них два в S -стані і

шість у P -стані.

У квантовій механіці запроваджуються правила відбору, що обмежують число можливих переходів електронів в атомі, зв'язаних з випромінюванням і поглинанням світла. Теоретично доведено і експериментально підтверджено, що для дипольного випромінювання електрона, який рухається в центральном-симетричному полі ядра атома, можуть здійснюватися лише такі переходи, для яких: а) зміна орбітального квантового числа Δl задовольняє умову

$$\Delta l = \pm 1; \quad (21.18)$$

б) зміна магнітного квантового числа Δm_e задовольняє умову

$$\Delta m_e = 0, \pm 1. \quad (21.19)$$

Ці співвідношення називають правилами відбору. Переходи із зазначеними правилами відбору називають дозволеними переходами. Переходи з іншими змінами квантових чисел також можуть відбуватися, але імовірність їх дуже мала, – такі переходи називають забороненими переходами.

§ 21.2. Види спектрів випромінювання. Лінійчасті спектри. Спектральний аналіз. Поглинання молекулами атмосфери УФ та ІЧ випромінювання

1. При розкладанні світла, що випромінюють нагріті тверді тіла, рідини або гази, виникає спектр випромінювання. Спектри випромінювання можуть бути трьох типів: суцільні, смугасті і лінійчасті.

Суцільні спектри отримуються від нагрітих твердих тіл, рідин, а також від газів, які знаходяться під великим тиском. У суцільному спектрі представлені всі довжини хвиль видимого діапазону, у якому один колір поступово переходить в інший. Характер суцільного спектра значною мірою залежить від взаємодії атомів одного з іншим.

Смугасті спектри характерні для молекул, що слабо зв'язані або не зв'язані між собою і є результатом зміни електронної, коливальної і обертальної енергій молекул. Смугастий спектр складається з окремих смуг, розділених темними проміжками.

Спектри молекул зовсім не схожі на спектри атомів, що входять до їх складу. Нагріті атоми газів і парів, що знаходяться в розрідженому стані, випромінюють світло, при розкладанні якого

одержується спектр, що складається із окремих вузьких ліній різного кольору, розділених темними проміжками. Такі спектри називаються лінійчастими. Вони з'являються в результаті електронних переходів усередині атомів і іонів різних елементів, причому кожному хімічному елементу відповідає свій індивідуальний спектр.

Крім спектрів випромінювання, існують ще і спектри поглинання. Їх одержують наступним чином. Біле світло від джерела пропускають крізь пару досліджуваної речовини і направляють на спектроскоп або інший прилад, призначений для дослідження спектра. В цьому випадку на фоні суцільного спектра видно темні лінії, розміщені в певному порядку. Їх кількість і характер розміщення дають можливість робити висновок про склад досліджуваної речовини.

2. За лінійчастим спектром речовини завжди можна визначити, які хімічні елементи входять до неї. На цьому ґрунтується спектральний аналіз – це сукупність методів кількісного і якісного складу речовини на основі вивчення її спектра. Залежно від характеру досліджуваних спектрів розрізняють спектральний аналіз за спектрами випромінювання (емісійний), поглинання (абсорбційний) тощо.

Вміст певних елементів в речовині знаходять із атомних спектрів, які індивідуальні для кожного елемента. Довжини хвиль ліній, що відносяться до всіх атомів, зведені в спеціальні таблиці спектральних ліній.

Присутність у пробі певного елемента установлюється за наявністю в спектрі проби ряду ліній, що збігаються з контрольними, узятими для даного елемента із спектральних таблиць. Якщо в спектрі є одна або кілька ліній, які не відповідають лініям жодного з відомих нам елементів, то можна стверджувати, що виявлено новий елемент.

Кількісний аналіз заснований на визначенні інтенсивності спектральних ліній, тому що вона зростає зі збільшенням концентрації дослідженого елемента в пробі. Спектральний аналіз дозволяє виявити елемент у пробі при зовсім малій його кількості (10^{-10} г).

За допомогою спектрального аналізу можна визначати сполуки пари і газів, що знаходяться на великій відстані. Досить тільки, щоб

випромінювання від цих речовин потрапило у прилад. Саме за допомогою спектрального аналізу дізналися про хімічний склад Сонця і зірок. З'ясувалося, що зірки складаються з тих самих хімічних елементів, які є на Землі.

Спектральний аналіз використовують в геології, хімії тощо.

3. Ультрафіолетове випромінювання займає спектральну область між фіолетовим кінцем видимого світла і рентгенівським випромінюванням (рис. 15.4).

Природними джерелами $УФ$ випромінювання є Сонце, зірки та інші космічні об'єкти. Інфрачервоне випромінювання займає спектральну область між червоним кінцем видимого світла і короткохвильовим радіовипромінюванням (рис. 15.4). Близько 50% випромінювання Сонця лежить в $ІЧ$ області.

Поглинання молекулами атмосфери випромінювання в $УФ$ та $ІЧ$ областях спектра пояснюються наступними обставинами.

На відміну від лінійчастих спектрів випромінювання атомів спектри поглинання та випромінювання молекул спостерігаються у вигляді сукупності вузьких смуг в $УФ$, видимій та $ІЧ$ областях спектра. Структура молекулярних спектрів різноманітна для різних молекул і ускладнюється зі збільшенням числа атомів у молекулах.

Молекулярні спектри (як і в окремих атомах) виникають в результаті квантових переходів між рівнями енергії W_n і W_k згідно з відношенням (21.2).

Складність молекулярних спектрів на відміну від атомних пояснюється тим, що енергія молекул пов'язана не лише з різноманітними конфігураціями електронної оболонки $W_{ел}$, а також з обертанням молекул відносно осей, які проходять через їхній центр ваги – $W_{об}$, з коливальними рухами атомів молекули відносно один одного – $W_{кол}$. Енергія всіх видів руху в молекулі може приймати певні значення (квантується) – (19.11).

Отже, повна енергія молекули може бути приблизно представлена у вигляді суми квантових значень енергій, відповідних трьом видам рухів:

$$W \approx W_{ел} + W_{об} + W_{кол}. \quad (21.20)$$

В загальному випадку може відбуватися зміна всіх цих видів енергії. Як показують дослідження, $W_{ел} \gg W_{кол} \gg W_{об}$.

Відстані між оберतालними рівнями енергії дуже малі

($\Delta W_{об} \sim 10^{-3} \text{ eV}$). Відстані між коливальними рівнями енергії набагато більше ($\Delta W_{кол} \sim 0,1 \text{ eV}$). Відстані між рівнями енергії валентних електронів складають декілька електрон-вольт.

Отже, переходи між електронними рівнями супроводжуються найбільшими змінами енергії молекули, тоді як зміна енергії при обертових переходах складає всього 10^{-3} eV .

Цим пояснюється існування частот молекулярних спектрів у різних діапазонах електромагнітного випромінювання. До тих пір, поки енергія кванта $h\nu$ не буде дорівнювати найменшій можливій різниці енергій між двома найближчими енергетичними рівнями молекули, поглинання не відбувається.

Поглинання починається, коли довжина хвилі, що падає, не буде дорівнювати ($10^{-4} - 10^{-3}$) м – далека інфрачервона область спектра. Поглинання кванта енергії молекулою переводить її з одного обертового енергетичного рівня на другий, більш високий, і приводить до утворення спектральної лінії обертового спектра поглинання.

Поглинання речовиною електромагнітного випромінювання в *ІЧ* області з довжиною хвилі від 10^{-6} м до 10^{-4} м викликає переходи між коливальними енергетичними рівнями в молекулі і приводить до виникнення коливального спектра молекули.

В *УФ* області спектра поглинання пов'язано з переходом електронів між електронними енергетичними рівнями, що веде до виникнення електронного спектра молекули.

При електронному переході змінюються також оберотно-коливальні стани молекули. Кожна лінія, відповідна даному електронному переходу, розпадається на смугу коливальних ліній, які в свою чергу, – на систему обертових ліній (спектр молекули називається смугастим).

Квант $h\nu_{іч}$ енергії *ІЧ* випромінювання менший енергії кванта $h\nu_{уф}$ *УФ* випромінювання (§ 19.2). Електронні переходи потребують великих квантів енергії падаючого випромінювання. Через це електронні переходи можливі лише для тих багатоатомних молекул, у яких смуга поглинання лежить у видимій або *УФ* частини спектра. Таке можливо, наприклад, для озону (O_3).

ІЧ область спектра поглинається всіма молекулами атмосфери, збуджуючи при цьому обертові і коливальні переходи ($h\nu_{іч} < h\nu_{уф}$).

§ 21.3. Спонтанне і вимушене випромінювання. Лазери. Лідари

1. Як і будь-яка система, атом прагне до стану з найменшою енергією. Тому збуджений атом самовільно (спонтанно) повертається в основний, незбуджений стан. Розрахунки й експерименти показують, що це відбувається за час $t \approx 10^{-8}$ с. Спонтанні переходи в різних атомах незалежні один від одного.

При спонтанних переходах акти випромінювання атомів речовини не упорядковані в часі і просторі: фотони, що

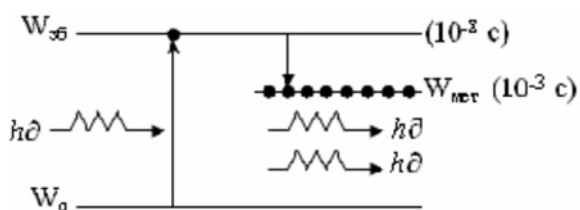


Рис. 21.4

випромінюються, мають випадкові фази і різні напрями. Тому спонтанне випромінювання є некогерентним. Усі природні джерела дають спонтанне випромінювання.

Процес випромінювання фотона атомом може відбуватися і під дією зовнішнього електромагнітного поля, тоді таке випромінювання називається вимушеним, або індукованим.

Припустимо, що атом знаходиться в збудженому стані W_{36} і може випромінювати фотон з енергією $h\delta = W_{36} - W_0$. Якщо на збуджений атом (рис. 21.4) падає такий же фотон ($h\delta$), то він стимулює перехід атома в основний стан з випромінюванням фотона $h\delta$.

Виникають два фотони з енергією $2h\delta$, що збігаються за частотою, фазою, напрямом поширення і орієнтацією площини поляризації. Обидва випромінювання когерентні між собою. Однак цей ефект посилення непомітний.

2. Існує можливість збільшити кількість атомів, що знаходяться в збудженому стані, тому що в деяких випадках збуджені енергетичні стани можуть існувати порівняно довго (до 10^{-3} с замість 10^{-8} с). Такі стани і відповідні їм енергетичні рівні називаються метастабільними ($W_{мет}$ на рис. 21.4). Перехід зі збудженого рівня на метастабільний – це спонтанний перехід (енергія передається решітці). На метастабільному рівні може накопичуватися велика кількість збуджених атомів (інверсна

заселеність). Після цього зовнішнє електромагнітне поле стимулює перехід збуджених атомів з метастабільного рівня на основний (вимушений перехід). Отже, кількість фотонів істотно збільшується, і на виході утворюється посилений когерентний пучок. Ця особливість вимушеного випромінювання лежить в основі роботи генераторів когерентного випромінювання. Відповідні прилади називають лазерами.

Лазерне випромінювання має властивості: монохроматичність; тобто випромінювання відбувається строго на певній довжині хвилі; когерентність; велика густина енергії; спрямованість – мала кутова розбіжність пучка. До розробки лазера (1960 р.) усе доступне людству випромінювання в інфрачервоній, видимій і ультрафіолетовій областях спектра було некогерентним.

Існують лазери як імпульсної, так і неперервної дії. Лазери різної конструкції можуть генерувати не тільки світло, але й випромінювання в *ІЧ*-діапазоні, радіодіапазоні.

Для роботи лазера необхідно мати три основні елементи: а) активне середовище, у якому створюється інверсна заселеність – це тверді тіла, гази, рідини і напівпровідники; б) систему накачки, за допомогою якої створюється інверсна заселеність; в) резонатор – система, у якій є можливим накопичення електромагнітної енергії.

Фокусуючи пучок випромінювання лазера, можна створити в малих об'ємах величезну густину енергії і використовувати в різних цілях: промисловості, медицині, науці, телефонному, радіо- і телевізійному зв'язку.

За допомогою лазера можна вимірювати як астрономічні, так і малі відстані. За часом проходження лазерного пучка, посланого із Землі і відбитого назад, була точно виміряна відстань від Землі до Місяця. За допомогою лазерного інтерферометра вимірюють дуже малі деформації земної кори.

3. Лазерне випромінювання використовують для визначення забруднень в атмосфері. Прилади, які працюють за принципом лазерної локації, називаються лідарами.

Наприклад, метод диференційного поглинання дає можливість дистанційно визначати склад та кількість газових домішок і аерозолів, а також відстань до них ($l = ct/2$, де c – швидкість поширення світла).

В цьому методі порівнюється поглинання лазерного випромінювання на двох частотах: одній опорній і другій, налаштованій на частоту резонансного поглинання молекулами забруднювача. При порівнянні розсіяних сигналів, які повертаються до приймача, можна знайти величину поглинання випромінювання забруднювачем і оцінити його концентрацію.

Якщо молекули – забруднювачі різні, то потрібно більше двох лазерних пучків, відмінних за довжиною хвиль, через багатомолекулярне поглинання. Взагалі число необхідних пучків повинне на одиницю перебільшувати число молекулярних компонентів, які дають суттєві внески поглинання лазерного випромінювання. Точність вимірювання залежить від висоти забрудненої області над поверхнею Землі.

§ 21.4. Рентгенівське випромінювання. Дифракція рентгенівського випромінювання. Рентгеноструктурний аналіз

1. Рентгенівське випромінювання займає діапазон хвиль від $8 \cdot 10^{-8}$ м до $1 \cdot 10^{-11}$ м. Для одержання цього випромінювання використовують вакуумні рентгенівські трубки з двома електродами (катод і анод), з'єднані з джерелом високої напруги $U \approx 10^5$ В. Катод, що підігрівається, випромінює електрони, котрі рухаються до анода під дією сильного електричного поля, набувають високих енергій і бомбардують анод:

$$mv^2 / 2 = eU . \quad (21.21)$$

Тут m і e – маса та заряд електрона.

При зіткненні електронів з металевим анодом (різке гальмування) виникає рентгенівське випромінювання. Існує два види рентгенівського випромінювання – гальмівне і характеристичне. Гальмівне випромінювання виникає за рахунок енергії, що утрачається швидкими електронами при їхньому різкому гальмуванні, потрапляючи в речовину анода. Спектр гальмівного випромінювання суцільний.

Спектр випромінювання будь-якого тіла – це залежність його випромінювальної здатності від довжини хвилі або частоти. Цю залежність інколи подають у виді графіка, на якому по вертикалі вказують інтенсивність, а по горизонталі – довжину хвилі або частоту.

Явище виникнення квантів $h\nu$ рентгенівського гальмівного випромінювання за рахунок енергії електронів обернене явищу фотоефекту (§ 19.3), у якому енергія фотона $h\nu$ перетворюється в енергію електрона, що рухається. Характер суцільного спектра рентгенівського гальмівного випромінювання не залежить від матеріалу анода.

Для одержання характеристичного випромінювання необхідно вибивати електрони із внутрішніх електронних оболонок атома (рис. 21.5). Тоді перехід електронів з вищих оболонок на оболонку, з якої вибито електрони, супроводжується випромінюванням рентгенівських квантів (характеристичне випромінювання).

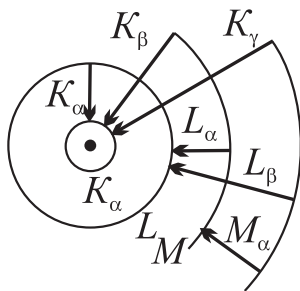


Рис. 21.5

На рис. 21.5 схематично показано виникнення різних серій характеристичного випромінювання. Якщо, наприклад, вибивається один із електронів K -оболонки, то звільнене місце може зайняти електрон з L -, M -, N - і інших оболонок. При цьому виникає K -серія. Аналогічно виникають й інші серії (рис. 21.5). Тому спектр характеристичного випромінювання – лінійчастий і залежить від матеріалу анода.

Ці спектри істотно відрізняються від оптичних електронних спектрів тих самих атомів тому, що оптичні лінійчасті спектри атомів пов'язані з поведінкою зовнішніх валентних електронів, – при утворенні хімічних зв'язків стан валентних електронів змінюється, а це впливає на оптичний спектр.

У рентгенівській трубці атоми речовини анода одержують енергію для вибивання електронів за рахунок швидких електронів (21.21).

Рентгенівське випромінювання має велику проникаючу здатність, оскільки коефіцієнт поглинання його незначний (15.13). Коефіцієнт поглинання пропорційний кубу атомного номера і обернено пропорційний кубу частоти, тому легкі речовини істотно прозоріші для рентгенівського випромінювання, ніж важкі.

Джерелами рентгенівського випромінювання можуть бути природні та штучні радіоактивні елементи, а також космічні тіла. Так, Сонце дає потужне рентгенівське випромінювання в інтервалі

хвиль 10^{-9} – 10^{-8} м.

2. Рентгенівське випромінювання використовують в різних напрямках. Залежність лінійчастого рентгенівського спектра від матеріалу анода дозволяє використовувати його для кількісного і якісного аналізу складу речовини.

Рентгеноспектральний аналіз – це визначення елементного складу речовини в мікрооб'ємах за збудженням у них характеристичного рентгенівського випромінювання. Характеристичне випромінювання збуджується дуже вузьким електронним пучком.

За довжиною хвилі характеристичного спектра (він індивідуальний для кожного атома) визначають хімічні елементи, які знаходяться в даному мікрооб'ємі речовини, – це якісний аналіз. Кількісний аналіз елементів здійснюється за вимірюванням інтенсивності ліній спектра.

В рентгенівському мікроскопі з досліджуванним об'єктом взаємодіє пучок рентгенівських фотонів. Роздільна здатність рентгенівського мікроскопа на 3 – 4 порядки вища від роздільної здатності оптичних мікроскопів. Їх використовують для визначення елементного та фазового складу різних об'єктів, їх будови, хімічного складу тощо.

Рентгенівська дефектоскопія дозволяє виявити різного роду дефекти в оптично непрозорих твердих тілах.

Рентгенівське випромінювання використовується в медицині для розгляду положення і стану кісток, внутрішніх органів, виявлення сторонніх тіл. Тканини і кістки по-різному поглинають рентгенівське випромінювання (в тканини входить вода, а в кістки – кальцій).

Кристали є тривимірними просторовими решітками з періодом $d \approx 10^{-10}$ м, тому дифракція у видимому світлі ($\lambda_{\text{св}} \approx 5 \cdot 10^{-7}$ м) не спостерігається. Її можна спостерігати при рентгенівському випромінюванні тому, що відстані між атомом у кристалах одного порядку з довжиною рентгенівського випромінювання.

Кристаліграфічні дослідження показують, що у будь-якому кристалі можна виявити певні площини, де атоми або іони, які утворюють його кристалічну решітку, розташовані найбільш густо.

Такі площини відбиватимуть монохроматичне рентгенівське випромінювання, яке може інтерферувати від різних площин.

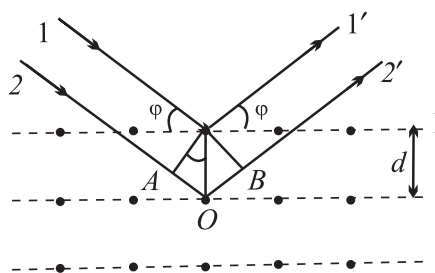


Рис. 21.6

Отже, підсилення хвиль при інтерференції відбудеться для тих значень кута φ , коли в різниці ходу $\Delta = AO + OB$ (рис. 21.6) вміщується ціле число довжини хвиль:

$$2d \sin \varphi = m\lambda, \quad (21.22)$$

де φ називають кутом ковзання; число $m = 1, 2, 3, \dots$; d – відстань між кристалографічними площинами.

Співвідношення (21.22) називають формулою Вульфа–Брегга. Вона широко використовується у рентгеноструктурних дослідженнях. Дифракція виникає не в довільному напрямку падіння рентгенівського випромінювання, тому для її спостереження необхідно повертати кристал так, щоб кут ковзання задовольняв умову (21.22).

Якщо обертати кристал або проводити експеримент з полікристалічними зразками, де окремі кристалики орієнтовані довільно, то можна дістати певну систему інтерференційних картин від усіх можливих типів атомних площин такого кристала.

У методі структурного аналізу, розробленого Дебаєм і Шерером, використовується монохроматичне рентгенівське випромінювання і полікристалічні зразки. У цьому випадку дифракційна картина спостерігається у вигляді кіл різних радіусів і інтенсивностей. Кожне з них відповідає одному з дифракційних максимумів, що задовольняють умові (21.22). Розшифровка рентгенограми дає змогу визначити структуру кристала і міжатомні відстані.

Розділ фізики, що використовує рентгенівське випромінювання для вивчення структури твердих тіл, рідин, молекул, називають рентгеноструктурним аналізом.

Контрольні запитання і завдання

1. Прокоментуйте досліди Е. Резерфорда із вивчення будови атома.
2. Чому класична фізика не сумісна із планетарною моделлю атома?
3. Сформулюйте постулати Бора. Чим визначається частота випромінювання атома водню за теорією Бора?

4. Визначте радіус першої борівської орбіти в атомі водню.
5. Дайте визначення основного стану атома; збудженого стану; енергії іонізації.
6. Визначте довжину світлової хвилі, що відповідає енергії іонізації атома водню.
7. У якій частині спектра знаходиться серія Бальмера?
8. Сформулюйте принцип Паулі. Прокоментуйте фізичний зміст квантових чисел.
9. Що розуміють під електронною оболонкою? Як можна визначити максимальну кількість електронів в оболонці?
10. У чому сутність ефекту Зеємана?
11. Сформулюйте і запишіть правила відбору.
12. Які бувають види спектрів? Поясніть природу лінійчастих спектрів.
13. Що таке спектральний аналіз і для чого його застосовують?
14. Чим пояснюється існування частот молекулярних спектрів у різних діапазонах електромагнітного випромінювання?
15. Якими способами атом може перейти зі збудженого стану в основний?
16. Чим відрізняється спонтанне випромінювання від індукованого?
17. Що таке метастабільний рівень та інверсна заселеність?
18. Які основні властивості лазерного випромінювання і де його використовують?
19. Як одержують рентгенівське випромінювання та які його основні властивості?
20. Чим відрізняється характеристичний спектр рентгенівського випромінювання від суцільного?
21. Чи можуть випромінювати рентгенівські промені атоми гелію? Поясніть відповідь.
22. Запишіть формулу Вульфа–Брегга і прокоментуйте її.
23. Де застосовують рентгенівські промені на практиці?

Розділ 22. Елементи фізики атомного ядра

§ 22.1. Склад і основні характеристики атомного ядра. Енергія зв'язку ядер. Дефект маси

1. Атомне ядро – складне утворення; воно складається з ядерних частинок: протонів P і нейтронів N . Ці частинки називають нуклонами.

Протон має масу $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$ кг, позитивний заряд $e_p = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл, спин, рівний $\frac{1}{2}\hbar$, і власний магнітний момент $\mu_p = 1,36 \cdot 10^{-26}$ Дж/Тл.

За сучасними уявленнями протон складається з двох точкових кварків із зарядом $+2/3|e|$ і одного – із зарядом $-|e|/3$. У кварковій моделі існує припущення, що всі елементарні частинки побудовані з кварків. У вільному стані кварків не виявлено.

Нейтрон має масу $m_N = 1,674 \cdot 10^{-27}$ кг, електричний заряд дорівнює 0, має спин, рівний $\frac{1}{2}\hbar$, і, незважаючи на відсутність електричного заряду, власний магнітний момент $\mu_N = 9,64 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл.

У вільному стані, поза ядром, нейтрон нестабільний (радіоактивний) – він самовільно розпадається, перетворюючись на протон, і випромінює електрон і ще частинку, названу антинейтрино. Період піврозпаду (22.7) дорівнює приблизно 12 хв.

Кількість протонів у ядрі нейтрального атома дорівнює числу електронів Z у його оболонці (Z – порядковий номер хімічного елемента). Тоді заряд ядра, що визначає індивідуальність атома, дорівнює $+Z \cdot e$, де e – заряд протона.

Число нуклонів (тобто сумарне число протонів і нейтронів) у ядрі називається масовим числом

$$A = Z + N. \quad (22.1)$$

Для позначення ядер застосовується символ ${}_Z X^A$, де X – хімічний символ даного елемента в таблиці Менделєєва, зверху біля символу вказують масове число A , а внизу – атомний номер Z (число протонів у ядрі). Атомні ядра, що відрізняються числом протонів і нейтронів, називаються нуклідами.

Радіуси ядер дуже малі (майже в мільйон разів менше радіуса атома); їх можна оцінити за формулою $r_{\text{я}} \approx 1,3 \sqrt[3]{A} \cdot 10^{-15}$ м. Для водню $r_{\text{я}} \approx 1,3 \cdot 10^{-15}$ м, для урану $r_{\text{я}} \approx 7,5 \cdot 10^{-15}$ м. Вимір розмірів ядер ґрунтується на явищі дифракційного розсіяння пучка нейтронів, протонів або електронів високих енергій. Густина ядерної речовини приблизно однакова для всіх ядер ($\approx 10^{17}$ кг/м³).

Спин ядра є векторною сумою складових його нуклонів. Спини більшості нуклонів у ядрі взаємно компенсуються. При непарному числі нуклонів A повний спин не може бути скомпенсований і є

півцілим. Ядра з відмінним від нуля спіном мають магнітний момент, тобто є парамагнітними.

Ядра з однаковою кількістю протонів, але з різними масовими числами називають ізотопами. Ізотопи мають різну кількість нейтронів. Більшість хімічних елементів мають по кілька ізотопів. Так, відомі три ізотопи водню: ${}^1_1\text{H}^1$ – звичайний водень, або протій ($Z = 1, N = 0$); ${}^2_1\text{H}^2$ – важкий водень, або дейтерій ($Z = 1, N = 1$); ${}^3_1\text{H}^3$ – надважкий водень, або тритій ($Z = 1, N = 2$).

Протій і дейтерій стабільні, тритій радіоактивний. Ізотопи того самого елемента мають однакову електронну конфігурацію і тому їх хімічні властивості ідентичні, але маси різні.

Ядра з однаковими масовими числами A , але різними значеннями Z , називаються ізобарами. Існують радіоактивні ядра з однаковими Z і A , які відрізняються за періодом піврозпаду. Вони називаються ізомерами. Відомо близько 2000 ядер природних і штучних елементів, що розрізняються або одним, або іншим числом. Приблизно $1/5$ частина цих ядер стійкі, інші радіоактивні.

Відношення числа нейтронів до числа протонів N/Z змінюється від 1 (для легких ядер) до 1,6 (для важких ядер). Якщо відношення N/Z енергетично не вигідне, то ядро виявляється нестійким і розпадається, утворюючи стійкі системи. При $A > 210$ усі ядра нестабільні.

Отже, усі атоми речовини мають однакову структуру і побудовані з елементарних частинок трьох видів: протонів і нейтронів, оточених електронами.

Атомні ядра є в більшості стійкими утвореннями. Це означає, що в ядрі між нуклонами існують сили притягання, які забезпечують стійкість ядра, незважаючи на відштовхування однойменно заряджених протонів (8.3).

2. Енергія зв'язку атомного ядра – це енергія, необхідна для повного розділення ядра на окремі нуклони без надання їм кінетичної енергії. Вона складається із енергії притягання нуклонів один до одного під дією ядерних сил і енергії електростатичного відштовхування протонів. Виміри мас ядер і нуклонів показують, що маса ядра ($M_{\text{я}}$) завжди є меншою, ніж сума мас складових його нуклонів, узятих у вільному стані (стан спокою).

Величину Δm , що виражає різницю між масою нуклонів, які утворюють ядро, і масою ядра, називають дефектом маси ядра:

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - M_{\text{я}}^A, \quad (22.2)$$

де m_p – маса протона, m_n – маса нейтрона.

Зміна маси пов'язана відповідно до теорії відносності зі зміною енергії

$$\Delta W = \Delta mc^2. \quad (22.3)$$

Величина ΔW називається енергією зв'язку ядра і є мірою його стійкості.

Однак для практичних цілей важливо знати і питому енергію зв'язку, віднесену для одного нуклона:

$$W = \Delta W / A. \quad (22.4)$$

Питома енергія зв'язку залежить від масового числа хімічного елемента і для середньої частини періодичної системи дорівнює $\approx 8,6$ МеВ/нуклон. Ці ядра є найстійкішими.

У міру збільшення кількості нуклонів у ядрі питома енергія зв'язку зменшується. Ядра атомів хімічних елементів, розташованих у кінці періодичної системи елементів, наприклад ядро урану ${}_{92}\text{U}^{238}$, має питому енергію зв'язку $\approx 7,6$ МеВ/нуклон. Це зменшення пояснюється тим, що зі зростанням числа протонів у ядрі збільшуються сили кулонівського відштовхування. Для легких ядер питома енергія зв'язку також є меншою, ніж для ядер у середній частині таблиці Менделєєва.

Отже, легкі і важкі ядра менш стійкі. Це означає, що енергетично вигідні такі процеси. Наприклад, при поділі важких ядер енергія зв'язку ядер поділу є меншою за енергію зв'язку початкового ядра, а тому поділ важких ядер на більш легкі є енергетично вигіднішим. При злитті (синтезі) легких ядер у більш важкі енергія зв'язку отриманого ядра буде меншою за суму енергій зв'язку кожного ядра окремо, і отже, енергетично вигідним є злиття легких ядер у більш важкі.

При цих процесах виділяється величезна кількість енергії; ці процеси нині здійснюються практично у вигляді реакції поділу й термоядерного синтезу.

§ 22.2. Ядерні сили. Моделі ядер

1. Величезна енергія зв'язку нуклонів у ядрі вказує на те, що між нуклонами є дуже інтенсивна взаємодія. Ця взаємодія має характер притягання. Воно утримує нуклони на відстанях 10^{-15} м

один від одного. Ядерна взаємодія між нуклонами одержала назву сильної взаємодії, яку можна описати за допомогою поля ядерних сил. Ці сили не можуть бути зведені ні до кулонівських, ні до гравітаційних, ні до магнітних. Відмінні риси цих сил полягають у наступному:

1. Ядерні сили є короткодійними і мають властивість притягання. Їхній радіус дії має порядок 10^{-15} м, тобто вони діють у межах атомного ядра.

2. Для ядерних сил характерна зарядова незалежність. Ядерні сили, що діють між двома протонами, протоном і нейтроном чи двома нейтронами, мають однакову величину. Це найпотужніші сили в природі.

3. Ядерним силам властиве насичення. Це означає, що кожен нуклон у ядрі взаємодіє з обмеженим числом сусідніх нуклонів.

4. Ядерні сили не є центральними, як, наприклад, сили гравітаційні і кулонівські. Їх не можна уявити спрямованими уздовж прямої, що з'єднує центри взаємодіючих нуклонів. Нецентральність ядерних сил впливає, зокрема, з того факту, що вони залежать від орієнтації спінів нуклонів.

Для пояснення властивостей ядерних сил (насичення і короткодії) Гейзенберг висунув гіпотезу, що ядерні сили є «обмінні сили», тобто вони забезпечуються третьою частинкою між двома нуклонами.

Потім Юкава довів, що ядерні сили зумовлені невідомою частинкою, маса якої становить 200-300 мас електрона, вона одержала назву – мезон. Таку частинку було виявлено в космічному випромінюванні, а також в лабораторних умовах.

Отже, за сучасними уявленнями сильна взаємодія обумовлена тим, що нуклони віртуально обмінюються частинками – мезонами. У квантовій механіці віртуальними називаються частинки, що не можуть бути виявлені за час їхнього існування.

2. Зараз ще не створена єдина послідовна теорія атомного ядра. Кількість моделей ядра дуже велика. Обмежимося розглядом лише двох моделей атомного ядра, які, згідно з експериментальними даними, найбільш використовувані: краплинна та оболонкова.

Згідно з краплинною моделлю ядро подібне до краплі зарядженої рідини, тобто вона ґрунтується на аналогії між поведінкою нуклонів у ядрі та молекул у краплині рідини.

В обох випадках сили, що діють між складовими частинками, є короткодійними та мають властивість насичення. Густина ядерної речовини однакова для всіх ядер, рідина також характеризується постійною густиною і не залежить від розмірів краплі. Об'єм ядра, як і об'єм краплини, пропорційний до числа частинок, що в них знаходяться.

Середня енергія ядерної взаємодії, за винятком легких ядер, приблизно дорівнює 8 МеВ. Енергія взаємодії молекули рідини з оточуючими її молекулами також має певне значення. У рідині енергія зв'язку двох молекул мало залежить від наявності інших молекул. Так само поведуть себе і ядерні сили, для яких спостерігається ефект насичення.

У ядрі, як і у рідині, існує поверхневий натяг, пов'язаний з тим, що нуклони, які розташовані на поверхні, не з усіх боків оточені іншими нуклонами у ядрі і тому взаємодіють з меншою кількістю сусідніх нуклонів, ніж внутрішні. Це є причиною зменшення енергії зв'язку, яка пропорційна до площі поверхні ядра і спостерігається для важких ядер.

Краплинна модель дала змогу отримати напівемпіричну формулу для енергії зв'язку нуклонів у ядрі, пояснила механізм ядерних реакцій і реакцій поділу ядер. Недоліком краплинної моделі є, наприклад, те, що вона не змогла пояснити підвищену стійкість ядер, які містять магічні числа протонів і нейтронів, це: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Оболонкова модель ядра ґрунтується на припущенні, що нуклони в ядрі розташовуються на дискретних рівнях, заповнюючи їх згідно з принципом Паулі. Ці рівні групуються в оболонки, у кожній з яких міститься певна кількість нуклонів.

Стійкість ядра залежить від ступеня заповнення таких оболонок. Вважається, що ядра з повністю заповненими оболонками найбільш стійкі. Їх називають магічними. Для таких ядер кількість протонів або нейтронів у ядрі визначається магічними числами. Існують також двічі магічні ядра – це такі ядра, у яких магічними є як число протонів, так і число нейтронів. Наприклад, у кальцію два особливі стійкі ізотопи: ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ і ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, що мають двічі магічні числа – перший має 20 протонів і 20 нейтронів; другий – 20 протонів і 28 нейтронів. Добре відома особлива стійкість ядра гелію ${}^4_2\text{He}$, – це його називають α -частинкою.

Оболонкова модель ядра дозволяє пояснити різну стійкість атомних ядер, спіни і магнітні моменти ядер, періодичність зміни їх властивостей.

§ 22.3. Радіоактивність. Закон радіоактивного розпаду. Період піврозпаду. Активність радіоактивної речовини

1. Процес самовільного розпаду атомних ядер з випускненням частинок речовини і високочастотного електромагнітного γ -випромінювання називається радіоактивністю, а такі ядра називаються радіоактивними. В результаті таких розпадів утворюються нові (дочірні) ядра з іншим порядковим номером Z (за винятком γ -випромінювання).

Розрізняють штучну і природну радіоактивності. Радіоактивність ядер, отриманих внаслідок ядерних реакцій, називається штучною. Радіоактивність, яка спостерігається у ядер, існуючих у природі, називається природною. Між штучною і природною радіоактивністю немає принципового розходження. Процес радіоактивного перетворення в обох випадках підкоряється однаковим законам.

На швидкість радіоактивного розпаду речовини не впливають такі фізичні фактори, як температура, тиск і наявність полів. Радіоактивність не змінюється й у процесі хімічних реакцій. Це говорить про те, що явище радіоактивності визначається не змінами в електронній оболонці, а внутрішньоядерними процесами.

Ядра, що утворилися в результаті радіоактивного розпаду, також можуть бути радіоактивними. Процес розпаду часто відбувається як ланцюжок радіоактивних перетворень, але закінчується утворенням стабільного ядра. Передбачити, коли розпадеться дане ядро, неможливо. Певний зміст мають лише твердження про поведінку в середньому великої кількості ядер, тобто радіоактивний розпад – це статистичний процес.

2. Окремі радіоактивні ядра розпадаються незалежно одне від одного. Тому можна вважати, що кількість ядер dN , що розпадаються за час dt , пропорційна повній кількості ядер N та величині λ , тобто:

$$dN = -\lambda N dt . \quad (22.5)$$

Величину λ називають сталою радіоактивного розпаду. Вона є характерною сталою радіоактивного ізотопу і показує, яка частка

ядер розпадається за одиницю часу. Знак «мінус» вказує на те, що кількість радіоактивних ядер з часом зменшується.

З рівності (22.5) при інтегруванні у межах від N_0 до N та від 0 до t одержуємо:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \text{або} \quad \ln N - \ln N_0 = -\lambda t.$$

Звідси, потенціуючи, маємо

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (22.6)$$

де N_0 – кількість ядер у початковий момент часу, N – кількість ядер, що не розпалися на момент часу t , $e = 2,72$ – основа натурального логарифма. Формула (22.6) виражає закон радіоактивного розпаду. Число радіоактивних ядер, що не розпалися, убиває з часом за експонентою (рис. 22.1). Повний розпад радіоактивного ізотопу ($N \rightarrow 0$) у принципі відбувається за нескінченно довгий час ($t \rightarrow \infty$). Тому швидкість розпаду характеризують періодом піврозпаду T – проміжком часу, за який розпадається половина початкової кількості ядер. Період T визначимо з умов $t = T$ і $N = N_0/2$. Використовуючи (22.6), маємо:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T}, \quad \text{або} \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (22.7)$$

Чим менше період піврозпаду, тим менший час життя ядра, тим швидше відбувається розпад. Періоди піврозпаду різних природних ізотопів досить відрізняються один від одного. Так, для урану ${}^{238}\text{U}$ $T \approx 4,5$ млрд років, а полонію ${}^{212}\text{Po}$ – $T = 3 \cdot 10^{-7}$ с.

Для радіоактивних ядер немає поняття віку. Можна визначити лише їх середній час τ життя. Така величина зворотна сталій розпаду λ : $\tau = 1/\lambda$. Це середній арифметичний час життя досить великої кількості ядер даного сорту. Стала розпаду λ не залежить від кількості радіоактивної речовини та зовнішніх умов (температури, тиску тощо). Однак з погляду впливу на людину та навколишнє середовище кількість радіоактивної речовини має велике значення. Чим її більше, тим частіше відбуваються розпади.

3. Потужність (інтенсивність) джерела радіоактивного випромінювання у заданий момент часу характеризують його активністю A , що дорівнює числу розпадів, які здійснюються у ньому за одиницю часу:

$$A = |dN/dt|. \quad (22.8)$$

В одному акті розпаду з ядра випромінюється одна частинка (α , β , γ або нейтрон). Активність є характеристикою всієї речовини, яка зазнає розпаду, а не окремого ядра.

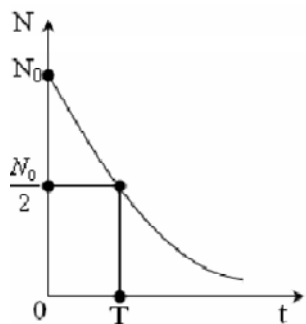


Рис. 22.1

Залежність активності від часу одержуємо з (22.6), (22.8) і (22.5):

$$A = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\frac{0,693}{T} t}. \quad (22.9)$$

Активність радіоактивної речовини зменшується з часом, як і число ядер N , за експоненціальним законом (рис. 22.1) і прагне до нуля при $t \rightarrow \infty$. З (22.9) видно, що активність залежить не тільки від роду ядер, але і від їхньої кількості N_0 . Різні маси однієї радіоактивної речовини мають різну активність.

За одиницю активності в СІ прийнято беккерель (Бк). Беккерель дорівнює активності такої радіоактивної речовини, у якій за 1 с відбувається один акт розпаду. Поряд з цим застосовують одиницю кюрі (Ки): $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ розпадів/с}$, тобто 1 кюрі – це активність речовини, у якій кожен секунду відбувається $3 \cdot 10^{10}$ розпадів. На практиці використовують одиниці активності: $1 \text{ мКи} = 10^{-3} \text{ Ки}$; $1 \text{ мкКи} = 10^{-6} \text{ Ки}$.

Виробники радіоактивних речовин указують їхню активність на визначену дату.

§ 22.4. Ядерні випромінювання. Правила зміщення. Радіоактивні сім'ї. Резонансне поглинання γ -випромінювання. Ефект Мессбауера

1. Радіоактивні ядра є джерелом трьох видів випромінювання, що історично були названі альфа-, бета-, і гамма-променями. Ядерні випромінювання невидимі, вони виявляються за допомогою різних явищ, які відбуваються при їх дії на речовину.

Альфа-промені (альфа-випромінювання, α -частинки) – це потік ядер атома гелію ${}^4_2\text{He}$ із зарядом, який дорівнює зарядам двох протонів і має масове число $A = 4$. Швидкості, з якими вони вилітають з ядра, що розпалося, дуже великі і становлять $\approx 10^7 \text{ м/с}$. Для дуже важких ядер α -частинка виносить практично усю енергію, що виділяється при α -розпаді у формі кінетичної енергії ($\Delta W \approx \Delta W_{\text{кін}}$). Утворення α -частинок (із двох протонів і двох нейтронів) відбувається в ядрі в момент його розпаду. Електричні і

магнітні поля відхиляють α -частинки.

Потрапляючи в речовину, α -частинка активно взаємодіє з його атомами (іонізує і збуджує). Іонізація і збудження атомів – це основна дія α -частинок на речовину, як і інших видів ядерних випромінювань. Коли енергія α -частинки зменшується до енергії теплового руху (kT), поступальний рух частинки припиняється, вона захоплює два електрони і перетворюється в атом гелію. До цього моменту вона встигає пройти шлях, названий пробігом. Через сильну взаємодію з речовиною пробіг α -частинок невеликий (у газах при атмосферному тиску) – декілька см, у твердих тілах $\approx 10^{-4}$ см, у рідинах і біологічних тканинах – до 10^{-2} см. Одяг чи аркуш паперу цілком затримують α -частинки. Іонізуюча здатність α -частинок найбільша і складає близько 10^5 пар іонів на довжині пробігу. Отже, α -частинки мають невеликий пробіг у тканині і не досягають кровотворних та інших внутрішніх органів.

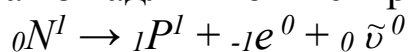
Схематично α -розпад протікає за наступною схемою (правило зміщення):



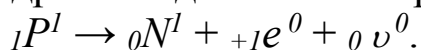
де X позначає хімічний символ материнського ядра, що розпадається, Y – хімічний символ дочірнього ядра, яке утворюється. Альфа-розпад звичайно супроводжується випромінюванням дочірнім ядром гамма-променів.

Таким чином, ізотоп з атомним номером Z і масовим числом A при α -розпаді перетворюється в ізотоп з атомним номером $Z-2$ і масовим числом $A-4$. При α -розпаді утворюється ізотоп іншого елемента, порядковий номер якого в періодичній таблиці елементів зміщений на дві одиниці вліво від номера елемента, що зазнав розпаду. Отже, α -розпад приводить до зменшення заряду й маси атома, і відповідно, до зміни його хімічної природи, тобто перетворення одного елемента на інший.

Бета-промені (бета-випромінювання) – це потік електронів $-1e^0(\beta^-)$ чи позитронів $+1e^0(\beta^+)$ - частинок з тими ж властивостями, що електрон, але з позитивним зарядом. Електрони і позитрони утворюються в результаті внутрішнього перетворення нейтрона в протон (у нестійких ядрах з надлишком нейтронів):



чи протона в нейтрон (у ядрах з надлишком протонів):



Тут ${}_0\nu^0$ і ${}_0\bar{\nu}^0$ – нейтрино й антинейтрино. Ці частинки (маса спокою дорівнює нулю, спин $\frac{1}{2}\hbar$) існують тільки в русі зі швидкістю світла і слабо взаємодіють з речовиною. У даних реакціях перетворення сумарний спин, заряд і енергія частинок зберігаються.

Схему β -розпаду можна записати так:

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{-1} e^0 + {}_{Z+1} Y^A + {}_0 \bar{\nu}^0. \quad (22.11)$$

При β^- -розпаді утворюється ізотоп з атомним номером $Z+1$ і з тим самим масовим числом (зміщується на одиницю вправо від номера елемента, що зазнав розпаду), а при β^+ -розпаді – навпаки. Отже, β -випромінювання не змінює масове число ядра, однак його заряд змінюється на одиницю.

Енергія β -частинок при їхньому вильоті з ядра має різні значення – аж до $1 \cdot 10^{-12}$ Дж. В електричному і магнітному полях β -частинки відхиляються сильніше, ніж α -частинки. Іонізуюча здатність β -частинок у сотні разів менше, ніж у α -частинок, через що їхній пробіг більше (в газах – десятки метрів, у металах – кілька міліметрів, у біологічних тканинах – 15 мм). Для захисту від β -випромінювання використовують металеві і пластмасові екрани. Гальмування β -частинок у речовині породжує гальмівне рентгенівське випромінювання. Таким чином, при проходженні β -частинок крізь речовину вони втрачають свою енергію на іонізацію і гальмівне випромінювання.

До β -розпаду також відносять явище, назване електронним захопленням: нестійке ядро захоплює електрон внутрішньої електронної оболонки атома (частіше з K -оболонки) і перетворюється в ядро з номером $Z - 1$ без зміни масового числа.

Цей процес приводить до характеристичного рентгенівського випромінювання, що і є ознакою електронного захоплення.

Дочірнє ядро, що утворюється після випускання α - і β -частинок, може перебувати у збудженому стані. Тоді таке ядро випромінює один чи кілька квантів височастотного електромагнітного випромінювання, названого γ -випромінюванням (атом при подібному збудженні випромінює світло при переході в основний стан). Гамма-випромінювання має дискретний набір певних частот (дискретний спектр). Перехід ядра зі стану з енергією $W_{зб}$ у стан з енергією W_0 супроводжується випромінюванням γ -кванта (рис. 22.2):

$$h\partial_{\gamma} = W_{36} - W_0. \quad (22.12)$$

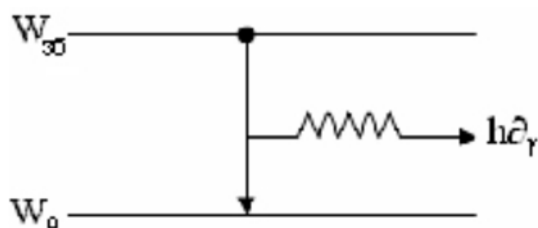


Рис. 22.2

Таким чином, γ -випромінювання виникає при переходах ядер зі збуджених станів у основні або менш збуджені стани, а тому не викликає зміни заряду і масового числа ядер.

Гамма-випромінювання не є самостійним типом радіоактивності. Воно супроводжує процеси α - і β -розпадів.

Довжина хвилі γ -випромінювання не перевищує 10^{-10} м. Таким чином, γ -випромінювання – це потік високочастотної електромагнітної енергії. Поширюється γ -випромінювання зі швидкістю світла; воно не відхиляється електричним і магнітним полями, має дуже високу проникаючу здатність. Їх пробіг: у газах – сотні метрів, у свинці – до 5 см, тіло людини пронизує наскрізь.

Іонізуюча дія ядерних випромінювань прямо пропорційна їхній кінетичній енергії і другого степеня електричного заряду, а проникаюча здатність зменшується з ростом іонізації. Тому найбільша іонізуюча здатність характерна для α -частинок, тому що вони мають заряд, що дорівнює двом протонам, а найменша – для γ -випромінювання (потік електромагнітної енергії). До іонізуючого випромінювання належать також нейтрони і протони. Іонізуюча і проникаюча здатність протонів близька до α -частинок.

2. Важкі радіоактивні ядра розпадаються рядами реакцій, у яких альфа- і бета-розпади приблизно чергуються. Кожен альфа-розпад зменшує атомний номер на два, і кожен негативний бета-розпад збільшує його на одиницю (22.10; 22.11). Ці послідовності продовжуються доти, поки не утвориться який-небудь стабільний ізоотоп свинцю.

У природі існує три радіоактивні сім'ї. Вони мають назву того елемента, з якого кожна сім'я бере початок. Одна з них починається з урану ${}_{92}\text{U}^{238}$ і закінчується стабільним ізоотопом свинцю ${}_{82}\text{Pb}^{206}$ (сім'я урану).

Сім'я актиноурану починається з ізоотопу ${}_{92}\text{U}^{235}$ і закінчується продуктом розпаду ${}_{82}\text{Pb}^{207}$. Сім'я торію бере початок з ізоотопу торію (${}_{90}\text{Th}^{232}$) і закінчується нуклідом ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

Є ще одне сімейство, яке починається з непунію ${}_{93}\text{Np}^{237}$ і закінчується ізотопом вісмуту ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, але період піврозпаду непунію – 237 настільки малий, що ці ядра у земній корі не зустрічаються.

3. Резонансним поглинанням γ -випромінювання ядрами називається поглинання ядром γ -квантів такої частоти ∂ , коли енергія γ -кванта дорівнює різниці енергій одного зі збуджених і основного енергетичних станів ядра (рис. 22.2).

Енергія γ -кванта ($h\partial$) велика, а тому необхідно враховувати у актах поглинання й випромінювання віддачу ядра. Дійсно, при випромінюванні й поглинанні γ -кванта ядром система, що містить ядро, набуває імпульсу $P = W_{\gamma} / C$, де W_{γ} – енергія γ -кванта, що відповідає даному квантовому переходу, C – швидкість світла. Цьому імпульсу відповідає кінетична енергія $W_{\text{я}} = P^2 / 2M$ (3.24), де M – маса ядра.

Внаслідок віддачі максимуми ліній випромінювання й поглинання ядер зміщуються у різні боки від W_{γ} , а згідно із законом збереження імпульсу, у розглянутих процесах випромінювання й поглинання зміщення ліній повинні бути симетричними відносно W_{γ} . Тоді проміжок між максимумами (рис. 22.3) становить величину

$$2W_{\text{я}} = W_{\gamma}^2 / MC^2. \quad (22.13)$$

Оскільки маса ядра мала, то з формули (22.13) випливає, що зміщення максимумів на вільних ядрах велике, а отже, зсув за частотою $\Delta\partial = 2W_{\text{я}} / h$ теж дуже великий. Тому резонансне поглинання на вільних ядрах не спостерігається.

У зв'язку з цим резонансне поглинання можна спостерігати тільки при компенсації втрати енергії на віддачу ядра.

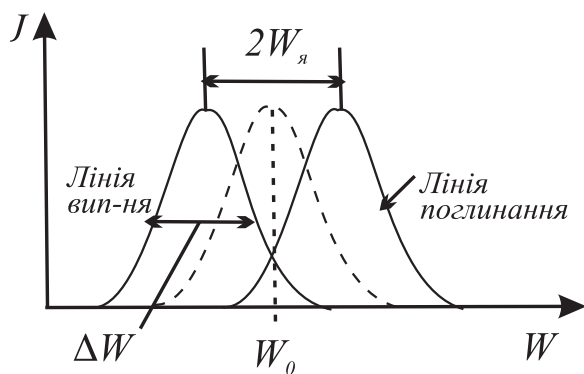


Рис. 22.3

Р. Мессбауер спостерігав поглинання й випромінювання γ -квантів в ядрах, які зв'язані в кристалах (при низьких температурах). У цьому випадку імпульс і енергія віддачі передаються не одному ядру, а усій кристалічній решітці загалом.

Маса кристала незрівнянно більша за масу окремого ядра, і втрати енергії віддачі при поглинанні й випромінюванні стають дуже малими, а тому можна спостерігати резонансне поглинання.

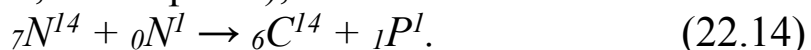
Явище резонансного поглинання γ -випромінювання було виявлене Р. Мессбауером і одержало назву ефекту Мессбауера. Він використовується у біології, геології, хімії для аналізу елементів і сполук елементів.

§ 22.5. Штучна радіоактивність. Радіоактивність у природі. Вік гірських порід і радіоактивність. Радіоактивний годинник. Радіоактивні методи в геології

1. Дотепер ми розглядали реакції радіоактивного розпаду, що виникають самовільно внаслідок нестабільності ядра. Однак їх можна створити штучно, якщо вводити в ядро частинку. У результаті ядро переходить у збуджений стан і виходить з нього, випускаючи надлишок електромагнітної енергії (γ -кванти) разом з тими чи іншими частинками. Таке явище називають штучною, чи наведеною радіоактивністю, а самі ізотопи – штучно радіоактивними.

Явище штучної радіоактивності вперше спостерігали подружжя Ірен і Фредерик Жоліо–Кюрі. Вони знайшли, що після опромінення α -частинками ядра алюмінію, бору і магнію стають радіоактивними. При цьому штучна радіоактивність підкоряється тому ж закону (22.6), що і природна. Якщо природною радіоактивністю володіють лише деякі важкі елементи, то штучно радіоактивними можна зробити ядра, у тому числі легкі.

Серед частинок, що викликають штучну радіоактивність, найбільш ефективними є нейтрони. Вони не мають електричного заряду, тому не зазнають кулонівського відштовхування з боку ядра і легко проникають у ядро навіть при малій енергії. Можливий, наприклад, розпад, що приводить до вивільнення протонів з ядра атмосферного азоту й утворення радіоактивного ізотопу вуглецю (${}^6\text{C}^{14}$ – радіовуглець, $T = 5,76 \cdot 10^3$ років), тобто:



Така реакція відбувається в природних умовах в атмосфері, де під дією швидких частинок, що надходять на Землю з космосу, утворюються вільні нейтрони, які вступають у реакцію з ядрами атмосферного азоту. Тому в атмосфері у складі вуглекислого газу

CO_2 завжди міститься певної концентрації радіовуглець.

Багато радіоізоотопів утворюються в атомних реакторах при поділі важких ядер. Зараз штучним шляхом одержують більше тисячі радіоактивних ізоотопів для всіх елементів періодичної системи, причому деякі елементи мають по кілька радіоізоотопів. Так, йод має тільки один стабільний ізоотоп і більше двадцяти радіоактивних.

На перетворенні стабільного ядра – елемента, що визначається, в радіоактивний ізоотоп за допомогою ядерних реакцій, засновано активаційний аналіз. Реакція індукується звичайно нейтронами при дії на досліджувану речовину. При цьому порушується рівновага між протонами та нейтронами в ядрі, і воно стає штучно радіоактивним.

Активаційний аналіз дозволяє визначати присутність елемента в речовині за видом радіоактивного випромінювання, періодом піврозпаду. Число розпадів за одиницю часу пропорційне числу початкових ядер (22.9), що дає змогу провести і кількісний аналіз.

2. Радіоактивні елементи дуже поширені у природі, хоча і зустрічаються в незначних кількостях. Вони містяться в гірських породах, у повітрі, у воді і ґрунті.

Радіоактивність гірських порід зобов'язана присутністю в них радіоактивних елементів: ${}_{92}U^{238}$; ${}_{92}U^{235}$; ${}_{88}Ra^{226}$; ${}_{90}Th^{232}$; ${}_{19}K^{40}$ тощо та їх продуктів розпаду.

Радіоактивність гірських порід підвищується за рахунок насичення пластовими водами, збагаченими ураном і радієм.

Радіоактивність атмосфери пов'язана з наявністю радону (${}_{86}Rn^{222}$) та інших газоподібних продуктів розпаду урану і торію. В атмосферу вони потрапляють з поверхні материків, де вони утворюються в гірських породах і ґрунтах. Отже, над суходолом атмосферне повітря більш радіоактивне, ніж над водною поверхнею. Це особливо характерне для найбільш теплих періодів року, коли зміст радону збільшується. Він скупчений переважно в приземних шарах атмосфери, з висотою його вміст зменшується.

Під дією нейтронів космічного випромінювання в атмосфері утворюються ізотопи вуглецю ${}^6C^{14}$ і водню ${}^1H^3$ (22.14).

У ґрунті містяться радіоактивні ізотопи ${}_{19}K^{40}$ – $T = 1,3 \cdot 10^9$ років, вуглецю ($T = 5,56 \cdot 10^3$ років), водню ${}^1H^3$, кальцію ${}_{20}Ca^{48}$, рубідію ${}_{37}Rb^{87}$ та ін. На поверхні ґрунтів і в атмосфері також

накопичуються відходи атомної промисловості і продукти ядерних вибухів.

Радіоактивність вод зумовлена присутністю у водах радіоактивних речовин, що надходять з атмосфери і вимиваються з гірських порід і ґрунту. У деяких мінеральних джерелах містяться в розчиненому вигляді радіоактивні гази – радон і торон.

Світовому океану також властива природна радіоактивність, зумовлена присутністю в ньому $^{40}_{19}\text{K}$, $^{87}_{37}\text{Rb}$, ^3_1H , $^{14}_6\text{C}$ і радіонуклідів рядів урану і торію.

Рослини засвоюють радіоактивні речовини з атмосфери, ґрунту і води. Тому вони містять усі зазначені ізотопи й особливо радіоактивний ізотоп вуглецю $^{14}_6\text{C}$.

Цей ізотоп з їжею потрапляє в організм тварин і людини, а після їх загибелі споживання ізотопу вуглецю припиняється.

Наявність радіоактивних елементів навколо нас приводить до радіоактивного випромінювання, що створює разом з космічним випромінюванням природний радіаційний фон, у якому ми живемо і працюємо.

Однак існує реальна загроза істотного збільшення забруднення радіоактивними продуктами атмосфери, ґрунту і води: аварії на атомних станціях; експериментальні ядерні вибухи; радіоактивні відходи реакторів; збільшення наукових експериментів; використання нових будівельних матеріалів; значне поширення променевого лікування тощо.

3. За допомогою явища радіоактивності можна визначати вік мінералів, які містяться в земній корі. Дійсно, проміжок часу t між моментами, коли кількість радіоактивних ядер була N_0 і досягла N , дорівнює відповідно (22.6) і (22.7)

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_0}{N} = 1,44T \ln \frac{N_0}{N}, \quad (22.15)$$

де N – кількість ядер, що не розпалися в даний момент часу t .

Отже, вираз (22.15) визначає вік даної сукупності радіоактивних ядер.

Для визначення віку мінералів, що містяться в земній корі, потрібно використовувати процеси радіоактивного розпаду ядер з періодом піврозпаду однакового порядку, що і геологічні епохи, – сотні мільйонів і мільярди років. Цієї умови задовольняють періоди піврозпаду ізотопів $^{238}_{92}\text{U}$ (4,5 млрд років) і $^{235}_{92}\text{U}$ (900 млн років).

Суміш їх складає, в основному, природний уран, тому що ${}_{92}\text{U}^{234}$ в ньому 0,006 % (можна знехтувати). Розпади цих елементів закінчуються ізотопами свинцю (§ 22.4), а тому за співвідношеннями кількостей свинцю і урану в природному урані можна розрахувати проміжок часу, протягом якого накопичуються дані кількості свинцю внаслідок розпаду урану.

Схема розрахунку наступна. Нехай за початковий момент $t = 0$ беремо момент, коли в чистому урані немає свинцю. До моменту t після початку розпаду в природному урані з'являються ядра свинцю N_{Pb} і ядра урану N_U . Кількість ядер урану N_U , що не розпалися, зараз пов'язана з їх початковою кількістю $N_o = N_U + N_{Pb}$ за законом розпаду (22.6)

$$N_U(t) = (N_U + N_{Pb})e^{-\lambda_v t}. \quad (22.16)$$

Логарифмуючи вираз (22.16) і використовуючи (22.7), одержимо

$$t = \frac{1}{\lambda_v} \ln \frac{N_U + N_{Pb}}{N_U} = 1,44T_U \ln \left(1 + \frac{N_{Pb}}{N_U} \right). \quad (22.17)$$

Проте розрахунки за допомогою виразу (22.17) є більш складними тому, що ізотопи ${}_{92}\text{U}^{238}$ і ${}_{92}\text{U}^{235}$ мають різні періоди піврозпаду. Крім цього, вони перетворюються в різні ізотопи свинцю. Зробивши аналіз складу гірської породи, можна встановити, скільки в ній з'явилося нових атомів свинцю і скільки залишилось ще нерозпавшихся атомів радіоактивного елемента. Тоді за формулою (22.17) можна обчислити вік мінералів, що містять уран, і вік земної кори. Такі розрахунки показують, що вік земної кори приблизно дорівнює 4 млрд років.

Явище радіоактивності дає змогу визначати дату загибелі рослин, тварин і людини або час життя предмета, зробленого з органічного матеріалу.

Дійсно, після загибелі споживання ізоотопу ${}^{14}\text{C}$ припиняється – вміст і активність (22.8) в останках поступово зменшується внаслідок радіоактивного розпаду, тобто починає іти радіоактивний годинник.

Відповідно визначенню активності (22.8) можна записати наступні співвідношення для активності, що відносяться до моменту $t = 0$ (загибель) і даного моменту t :

$$A_o = \left| \left(\frac{\Delta N}{\Delta t} \right)_o \right| = \lambda N_o; \quad A_t = \left| \left(\frac{\Delta N}{\Delta t} \right)_t \right| = \lambda N(t).$$

За законом радіоактивного розпаду $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$. Враховуючи це і поділивши першу рівність на другу, одержимо

$$A_0 / A_t = e^{\lambda t}.$$

Звідси, після логарифмування і використовуючи (22.7), визначимо шуканий час t :

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{A_0}{A_t} = 1,44T \ln \frac{A_0}{A_t}, \quad (22.18)$$

де T – період піврозпаду радіоактивного ізотопу; активність A_t на даний час вимірюють

За допомогою лічильника (§ 22.6) було знайдено, що ізотоп вуглецю, який міститься в 1 г живої або нещодавно отриманої клітини (наприклад, тільки що спиляного дерева), випромінює 17,5 частинок (β -розпад) у хвилину, тобто початкова активність A_0 даного радіоактивного ізотопу складає 17,5 розпадів у хвилину.

Нехай у знайденому дерев'яному виробі на 1 г вуглецю клітини приходить 350 розпадів, що реєструє лічильник протягом 40 хвилин, тобто активність на даний момент часу A_t дорівнює $350/40 = 8,75$ розпадів за хвилину.

Таким чином за формулою (22.18) можна визначити час, що пройшов з моменту загибелі, або час життя предмета, зробленого з органічного матеріалу.

§ 22.6. Експериментальні методи реєстрації радіоактивних випромінювань. Гамма-каротаж

1. Для реєстрації різних випромінювань α , β , γ та інших частинок застосовуються методи, в основі яких лежать іонізуючі і фотохімічні дії радіоактивних випромінювань на речовину.

На іонізуючій здатності радіоактивних випромінювань, що володіють досить великою енергією, заснована робота лічильника Гейгера–Мюллера. Радіоактивна частинка, потрапляючи в простір між електродами лічильника, викликає іонізацію молекул повітря. Іони, що утворилися між електродами, утворюють дуже малі струми, і вимірювати їх важко без посилення. Гейгер зумів збільшити іонізаційний струм шляхом зменшення тиску, що дозволяє іону, який рухається на довжині вільного пробігу, здобувати кінетичну енергію, достатню для ударної іонізації. У такій іонізаційній камері виникнення навіть однієї пари іонів

приведе до утворення великої кількості нових іонів, тому що кожний іон, що рухається, при зіткненні з атомом чи молекулою створює нову пару іонів. Після декількох десятків зіткнень кількість іонів стане настільки великою, що утворений ними струм можна виміряти за допомогою спеціальної електричної схеми і відповідно реєструвати радіоактивні частинки.

Радіоактивна частинка, потрапляючи в речовину, викликає не тільки іонізацію, але і збудження атомів, які, повертаючись у нормальний стан (§ 17.1), випромінюють видиме світло, що може бути використане для реєстрації радіоактивності. Однак кількість світла (фотонів), випущеного атомами, звичайно набагато менше, ніж те, що може побачити людське око чи зафіксувати фотопластинка. Процес посилення світла наступний. Речовини, у яких частинки збуджують світловий спалах (сцинтиляцію), називаються фосфорами (сірчастий цинк, вольфрам, кальцій тощо), а лічильники частинок – сцинтиляційними. У ньому слабкий світловий імпульс подається на дуже чутливий фотокатод, що випускає кілька електронів усередину вакуумної трубки. Такі електрони прискорюються сильним електричним полем і падають на другий діод, з якого вони «вибивають» ще більше електронів. Останні, проходячи каскади фотопомножувача, збільшують струм, який можна виміряти. Лічильник дозволяє визначити не тільки число радіоактивних частинок, але і розподіл їх за енергіями.

У трекових лічильниках реєструється слід (трек), залишений частинкою. До трекових лічильників належить камера Вільсона, бульбашкова камера та ін. Вони дають можливість визначити напрям руху частинки, її заряд і вивчати процеси зіткнень та розпадів частинок.

2. Радіоактивність можна вимірювати, використовуючи радіоактивні елементи, розташовані на стінках свердловини. Якщо вивчається γ -випромінювання, то метод називають гамма-каротажем.

При гамма-каротажі природна радіоактивність гірських порід, розкритих свердловиною, досліджується за допомогою сцинтиляційного лічильника. Шари гірських порід різної радіоактивності виділяються на одержуваних діаграмах гамма-каротажа. Підвищенням радіоактивності різняться глинисті породи тому, що вони абсорбують радіоактивні елементи. Зниження

радіоактивності характерне для піщаних і карбонатних порід.

Для реєстрації гамма-випромінювання в приповерхневому шарі гірських порід від урану, торію і калію використовують також сцинтиляційні лічильники, що дозволяє вимірювати енергію цього випромінювання і відповідно визначати площу наявності цих елементів.

Відомо, що радіоактивність базальтів, гранітів, нафти суттєво відрізняється, що і використовується в практиці пошукових робіт.

У випадку рентгеноструктурного аналізу з радіоактивними джерелами є можливість визначати речовину за характеристичними рентгенівськими спектрами збуджених елементів.

§ 22.7. Біологічна дія іонізуючого випромінювання. Дозиметрія. Захист від випромінювання

1. Радіоактивне (альфа-, бета-, гамма-) і жорстке рентгенівське випромінювання, а також потоки протонів і нейтронів називаються іонізуючим випромінюванням, тому що основна їх дія на речовину і живі організми – це збудження та іонізація атомів і молекул, що веде до зміни їх хімічної активності.

Тому поразка виявляється як на рівні молекул і клітин, так і на рівні окремих органів чи всього організму. При досить великих дозах організм гине, при менших – виникають різні захворювання (променева хвороба).

Особливо чутливі до радіації клітини живого організму, які швидко діляться, тому найбільш небезпечним є опромінення кровотворних органів (кістковий мозок, селезінка, лімфатичні вузли) і слизової оболонки кишечника. Після опромінення зменшується кількість лейкоцитів і лімфоцитів у крові. Основним процесом, що пояснює біологічну дію випромінювання, є розтрата поглиненої енергії на розрив хімічних зв'язків з утворенням високоактивних у хімічному відношенні сполук, які називають вільними радикалами.

Відомо, що біологічна тканина на 70 % за масою складається з води. Тоді при іонізації таких молекул утворюються вільні радикали Н і ОН, які вступають у хімічні реакції з молекулами білка, ферментів та інших структурних елементів біологічної тканини. В результаті порушуються обмінні процеси, зменшується

активність ферментних систем, припиняється ріст тканини, виникають нові хімічні сполуки, не властиві організму – токсини. Це може призвести до порушення життєдіяльності окремих функцій систем або організму в цілому.

Іонізуюче випромінювання, діючи на ядра і хромосоми клітини, сприяє зміні генетичної інформації. Жива клітина – це складний механізм, який не може продовжувати нормальну діяльність навіть при малих пошкодженнях окремих його ділянок.

Ніякий вид енергії (електромагнітна, теплова та ін.), яка поглинається біологічним об'єктом у тій самій кількості, не приводить до таких змін, які спричиняє іонізуюче випромінювання.

З іншого боку, високу чутливість до радіації ракових клітин використовують для їх знищення – гамма- і рентгенівське випромінювання.

2. Кількісною оцінкою дії іонізуючого випромінювання на живі організми і речовину займається розділ фізики, названий дозиметрією. Основна величина, що характеризує вплив випромінювання на речовину, є енергія, що поглинається речовиною.

Поглиненою дозою $D_{\text{погл}}$ називається енергія іонізуючого випромінювання, що поглинається одиницею маси речовини. Одиницею поглиненої дози для будь-яких видів випромінювання є грей (Гр). За 1 Гр приймається доза іонізуючого випромінювання, при якій речовині, що опромінюється, масою 1 кг передається енергія іонізуючого випромінювання 1 Дж, тобто: $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$. Позасистемною одиницею поглинутої дози є рад. Рад є доза будь-якого іонізуючого випромінювання, при якій 1 кг опроміненої речовини поглинає енергію $1,00 \cdot 10^{-2}$ Дж: $1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$. Практична оцінка поглиненої дози важка, тому користуються поняттям дози опромінення (експозиційна доза), оцінюваної за іонізуючою дією випромінювання на повітря. За одиницю дози опромінення прийнята 1 Кл/кг – експозиційна доза випромінювання, при якій сумарний заряд іонів одного знака, створених у 1 кг опроміненого повітря, дорівнює 1 кулону (Кл).

Експозиційна доза виражається також і в рентгенах (Р). Один рентген є експозиційна доза рентгенівського чи гамма-випромінювання, при якій в 1 кг повітря поглинається енергія

$0,878 \cdot 10^{-2}$ Дж: $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг. На практиці використовують мілірентген (10^{-3} Р) і мікрорентген (10^{-6} Р).

Відомо, що дія іонізуючих випромінювань на живі організми визначається не тільки дозою опромінення, але і природою випромінювання. У важких частинок (α -частинки, нейтрони і протони) густина іонізації, тобто число пар іонів на одиниці пробігу в середовищі, що опромінюється, набагато більше, ніж у випадку швидкого електрона (β -частинка). Швидкий протон, наприклад, зіштовхується майже з кожним атомом середовища на своєму шляху, тоді як електрон переміщається від одного зіткнення до іншого, минаючи сотні атомів, які залишаються неіонізованими (ступінь іонізації менше). Тому такі іонізуючі частинки роблять менше фізіологічних порушень у живих організмах. Тоді при одній і тій же поглиненій дозі радіобіологічний ефект тим вище, чим густіша іонізація, створювана випромінюванням.

Один рад α -випромінювання завдає в 10 - 20 разів більше ушкоджень, ніж один рад β - чи γ -випромінювання.

Виходячи з цього, для оцінки радіаційної небезпеки треба враховувати ефективність відповідного виду випромінювання. Для цієї оцінки вводять еквівалентну дозу $D_{\text{екв}}$ іонізуючого випромінювання:

$$D_{\text{екв}} = K D_{\text{погл}}, \quad (22.19)$$

де K – безрозмірний коефіцієнт якості випромінювання. Для рентгенівського і гамма-випромінювання $K = 1$; для протонів і нейтронів – 10; для α -частинок – 20.

Оскільки коефіцієнт K є безрозмірним, то еквівалентна доза в СІ виражається в тих самих одиницях, що й поглинута. Одиницею еквівалентної дози є зіверт (Зв), що відповідає поглинутій дозі в один грей при $K = 1$.

Існує і позасистемна одиниця еквівалентної дози, яка відповідає біологічному еквіваленту рентгена (бер), тобто відповідає поглинутій дозі в один рад при $K = 1$ (бер = 0,01 Зв).

Якщо на людину одночасно діють різні види випромінювання, то еквівалентна доза:

$$D_{\text{екв}} = \sum K_i D_i \text{ погл.} \quad (22.20)$$

Потужність поглинутої дози називається відношення поглинутої дози опромінення за одиницю часу. Одиниця вимірювання: Зв/с; бер/с та ін. Потужність дози убиває обернено

пропорційно квадрату відстані. Тому для забезпечення захисту від випромінювання важливо виконувати умови максимального віддалення від джерела випромінювання.

Під час оцінювання радіаційної безпеки населення за малі дози іонізуючого випромінювання беруть рівень природного радіаційного фону.

Природний фон радіації складає в середньому $2,5 \cdot 10^{-5}$ Кл/кг на рік. Міжнародна комісія радіаційного захисту установила для осіб, що працюють з випромінюванням, гранично допустиму дозу $1,3 \cdot 10^{-3}$ Кл/кг на рік. Величина дози в 0,15 Кл/кг, отримана при одноразовому опроміненні всього організму, вважається смертельною.

3. При роботі з джерелами радіації треба використовувати спеціальні засоби захисту (перешкоди з поглинаючих матеріалів). Захист від зовнішнього опромінення α -частинками досить простий: через малий пробіг частинок вони добре поглинаються тонким шаром речовини (аркуш паперу чи шар повітря). Треба не допускати потрапляння радіоактивних речовин усередину організму (з повітрям і їжею).

Набагато складніший захист від гамма-, рентгенівського випромінювання і особливо від нейтронного випромінювання. Для захисту від гамма- і рентгенівського випромінювання використовують товсті поглинаючі екрани із свинцю, бетону, цегли і заліза. Нейтрони, проникаючи в речовину, збуджують у ній, крім того, наведену α -, β - і γ -радіоактивність.

Захисні властивості матеріалів визначаються коефіцієнтом ослаблення випромінювання для вузького пучка γ -випромінювання. Використовуючи такі дані, знаходять головні параметри матеріалів захисту – шар половинного чи десятикратного ослаблення. Так, шар половинного ослаблення γ -випромінювання з енергією $1,6 \cdot 10^{-13}$ Дж складає 1,3 см свинцю чи 13 см бетону. Захисна здатність інших речовин є більш або менш характерною для цих двох матеріалів у такому ступені, у скільки разів відрізняються їхні густини від густини свинцю і бетону.

Радіоактивне забруднення середовища, що виникає при ядерних вибухах, може утримуватися на місцевості досить довго, якщо час життя штучних радіоізотопів, що утворилися при вибуху,

дуже великий. Крім того, радіоактивні ізотопи можуть розповсюджуватися вітром і водою на велику відстань. Особливу небезпеку представляє β -активний стронцій ${}_{38}\text{Sr}^{90}$ ($T = 28$ років), який, потрапляючи через воду, рибу, рослини й інші продукти харчування в організм людини і накопичуючись в кістковій тканині, може бути джерелом тривалого внутрішнього опромінення.

Контрольні запитання і завдання

1. Які частинки утворюють атомне ядро? Що розуміють під масовим числом? Що таке нуклід?
2. Якими є відмінності між ізотопами, ізобарами та ізомерами?
3. Чи дорівнює маса ядра масі нуклонів, що його складають?
4. Назвіть основні властивості ядерних сил. Які сили ще діють між нуклонами? Що є квантом сильної взаємодії?
5. Обчисліть енергію зв'язку для ${}^1_1\text{H}^2$. Назвіть особливо стійкі ядра.
6. Поясніть сутність краплинної моделі ядра.
7. Назвіть види радіоактивного випромінювання та охарактеризуйте їх.
8. Запишіть закон радіоактивного розпаду. Чим визначається період піврозпаду, його фізичний зміст?
9. За яким законом змінюється з часом активність радіоактивної речовини? В яких одиницях вона вимірюється?
10. За якою схемою відбувається α -розпад? Які сили діють на α -частинку за межами ядра?
11. Чим обумовлена утрата енергії α -частинкою при її русі в речовині?
12. Від чого залежить іонізуюча та проникаюча здатність радіоактивних частинок? Які способи захисту від іонізуючого випромінювання?
13. Чи змінюється масове й зарядове число при β -розпаді?
14. Чи змінюється хімічна природа елемента при випромінюванні γ -променів його ядрами? Поясніть відповідь.
15. Чому на γ -випромінювання не діють електричні й магнітні поля?
16. Поясніть, чому неможливо спостерігати резонансне поглинання γ -випромінювання на вільних ядрах?
17. Що розуміють під ефектом Мессбауера?

18. Де містяться радіоактивні елементи в природі? Що розуміють під радіаційним фоном?
19. Як можна визначити вік мінералів, час життя предмета?
20. Принцип роботи лічильника Гейгера та сцинтиляційного лічильника.
21. Що таке гамма-каротаж?
22. Які існують кількісні оцінки дії радіоактивного та рентгєнівського випромінювання на речовину? Які допустимі норми опромінєння людини?
23. Що таке радіобіологічний ефект?

Розділ 23. Ядерна енергетика. Космічні промені. Антиречовина

§ 23.1. Джерела енергії. Кислотні дощі. Ядерні реакції поділу

1. На Землі енергію можна одержувати наступними способами. По-перше, одержувати її за рахунок палива – органічного або ядерного. Органічне паливо – це вугілля, природний газ та нафта. Ядерне паливо – це насамперед уран (виділення енергії при поділі їх ядер) і легкі ядра (виділення енергії при їхньому синтезі – термоядерна реакція).

По-друге, це перетворення кінетичної енергії в роботу. Цей шлях дозволяє використовувати водяні (ГЕС), вітрові, плазмові потоки та енергію припливів.

По-третє, це використання різниці температур, які є у Землі, океані і в атмосфері. Дійсно, в деяких точках Землі на глибині $2 \div 3$ км температура досягає $150 \div 200^\circ \text{C}$, що дає змогу створити геотермічну електростанцію.

Існують характеристики органічного та ядерного палива: питома теплота згоряння (величина, що дорівнює відношенню кількості теплоти, яка виділяється при згорянні палива, до маси палива, яке згоріло); відношення між горючою масою і вмістом домішок. Найменшу питому теплоту мають горючі сланці ≈ 4 МДж/кг, а найбільшу – уранове паливо $\approx 7 \cdot 10^7$ МДж/кг. Основними горючими складовими органічного палива є вуглець, водень і сірка. До складу горючої маси входять кисень і азот. Наявність сірки в органічному паливі залежить від місця добування. Вміст сірки у природному газі значно менший, ніж у вугіллі та нафті.

Присутність домішок значно впливає на екологічну ситуацію в районі розміщення енергетичних об'єктів. Наведемо деякі з них: викид окислів азоту, твердих частинок (попіл), вуглекислого газу, токсичних металів і радіоактивних речовин та ін. Внесок енергетики в глобальні викиди двоокису сірки, одного з найбільш токсичних хімічних сполук, дуже великий. Потоки двоокису сірки, викинуті в атмосферу, переносяться разом з повітрям і випадають на поверхню Землі у вигляді кислотних дощів.

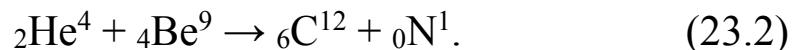
Недоліком ядерного (уранового) палива є утворення в ньому під час роботи реактора значної кількості радіоактивних продуктів (на 1 т ядерного палива їх концентрація приблизно 40 кг). З іншого боку, запаси органічного і уранового палива на Землі обмежені. Тому необхідно переходити на використання відтворюваних джерел енергії, які не містять шкідливих речовин для атмосфери (гідроенергія, сонячна енергія, енергія вітру та біомаси).

Сьогодні вже впроваджуються установки для добування електричної енергії шляхом прямого перетворення променевої енергії Сонця, використання енергії припливів, енергії вітру та геотермальних джерел. Одночасно одержують біопаливо із сільськогосподарських рослин, промислових та міських відходів.

Взаємодія атомного ядра з частинкою чи з іншим ядром, у результаті якого це ядро перетворюється в ядро іншого елемента, називається ядерною реакцією. Перша ядерна реакція була здійснена Е. Резерфордом у 1919 р. Опромінюючи α -частинками азот, він одержав ізотоп кисню і протон:



У 1932 р. Дж. Гедвік в одній з ядерних реакцій відкрив нейтрон:



Відкриття нейтрона відіграло величезну роль в атомній фізиці. Маючи таку ж масу, що і протон, але не володіючи електричним зарядом, нейтрон легко проникає в атомні ядра, викликаючи реакції.

2. Ядерні реакції можуть бути класифіковані за наступними ознаками: за природою частинок, що беруть участь у них; за енергією частинок, що їх викликають, і, нарешті, за характером ядерних перетворень, що відбуваються. Розрізняють ядерні реакції при малих, середніх і високих енергіях: а) реакції при малих

енергіях (порядку електрон – вольт) відбуваються в основному за участю нейтронів; б) реакції при середніх енергіях (до кількох MeV) викликаються, крім того, зарядженими частинками (протонами, α -частинками) і γ -квантами; в) реакції при високих енергіях (сотні і тисячі MeV) приводять до народження відсутніх у вільному стані елементарних частинок.

При ядерних реакціях може відбуватися як виділення, так і поглинання енергії. Якщо загальна кінетична енергія частинок, які утворюються в результаті реакції, більше кінетичної енергії частинок, що вступили в неї (тобто частина потенціальної енергії частинок при утворенні нового ядра звільнилася і перейшла в кінетичну енергію), то енергетичний баланс реакції вважається позитивним. Якщо навпаки, то негативним. При ядерних реакціях виконуються закони збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу, заряду і масового числа.

Отже, при написанні рівняння будь-якої ядерної реакції повинні дотримуватися правила: а) алгебраїчна сума зарядів Z ядер і частинок, що вступають у ядерну реакцію, повинна дорівнювати алгебраїчній сумі зарядів кінцевих продуктів цієї реакції; б) сума масових чисел вхідних продуктів ядерної реакції повинна дорівнювати сумі масових чисел кінцевих продуктів реакції.

§ 23.2. Ланцюгова реакція і види реакторів. Атомна електростанція. Атомна бомба

1. В атомах важких елементів протонів так багато (наприклад, в урану їх 92), що ядерні сили притягання з труднощами протистоять кулонівським силам відштовхування. Досить незначного поштовху (влучення нейтрона), і таке ядро розвалюється, тобто спостерігається розщеплення ядра.

При одному акті поділу ядра ${}_{92}\text{U}^{235}$ вивільняється в середньому 2,5 нейтрона. Якщо кожний з цих нейтронів, взаємодіючи із сусідніми ядрами речовини, що поділяються, у свою чергу викликає в них реакцію поділу, то відбувається лавиноподібне наростання числа актів поділу. Така реакція поділу називається ланцюговою. Найбільш придатним для ланцюгової реакції є уран ${}_{92}\text{U}^{235}$. Однак щоб почалася ланцюгова реакція, необхідна наявність урану 235 у кількості, не меншій деякої маси, названої критичною. Величина критичної маси залежить від виду речовини, що

поділяється, ступеня його збагачення та від сповільнювача.

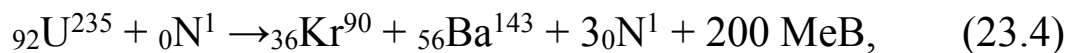
Характер ланцюгової реакції визначається коефіцієнтом розмноження нейтронів K :

$$K = N_t / N_{t-1}. \quad (23.3)$$

Тут N_t – число нейтронів, які викликають поділ ядер на даний момент реакції; N_{t-1} – число нейтронів, що викликають поділ ядер на попередньому етапі. Коефіцієнт K залежить від природи речовини, що поділяється, від кількості маси і від форми, у якій міститься речовина. Роль останнього фактора пов'язана з виходом нейтронів за межі зони реакції.

Для розвитку ланцюгової реакції необхідні умови $K > 1$ (ядерний вибух): для керованої реакції $K = 1$. Такі реакції відбуваються в ядерних реакторах. При $K < 1$ реакція швидко згасає.

Якщо важке ядро розпадається на два більш легкі ядра, то їхня маса буде менше маси материнського ядра (23.1). Наприклад, при розпаді ядра урану ${}_{92}\text{U}^{235}$ утворюються нові ядра, енергія і викидаються зайві нейтрони:



де продукти розпаду Kr^{90} і Ba^{143} радіоактивні. Нейтрони за величиною їх кінетичної енергії поділяють на: швидкі (від 0,1 до 50 MeV); теплові (не більше 100 KeV).

Заздалегідь пророчити елементи, що будуть продуктами розпаду, неможливо, тому що кожен раз ядро урану поділяється по-різному. Реакція поділу ${}_{92}\text{U}^{235}$ дає більше 300 різних радіоізоотопів. Рівняння, які описують поділ ядер, показують, що закони збереження заряду і масового числа виконуються. За рахунок роботи кулонівських сил при кожному акті поділу виділяється енергія 200 MeV (23.4), яку називають ядерною енергією. Але якщо одночасно поділяється велика кількість ядер урану, то виділяється величезна енергія. Так, поділ ядер 1 г урану супроводжується виділенням енергії $\approx 9 \cdot 10^{10}$ Дж; вона складається з енергії випромінювання і кінетичної енергії продуктів поділу. При згорянні 1 г кам'яного вугілля виділяється енергія $2,9 \cdot 10^4$ Дж. Це майже в 3 млн раз менше енергії, одержуваної при поділі ядер 1 г урану. З іншого боку, 1 г урану обходиться значно дорожче 1 г кам'яного вугілля. Однак вартість 1 Дж енергії, одержуваної

спалюванням вугілля, виявляється значно більшою, ніж у випадку уранового палива.

2. Принципова схема атомної електростанції (АЕС) показана на рис. 23.1. Теплота, що виділяється в реакторі 1 у результаті процесу поділу ядер урану, відводиться теплоносієм, що циркулює

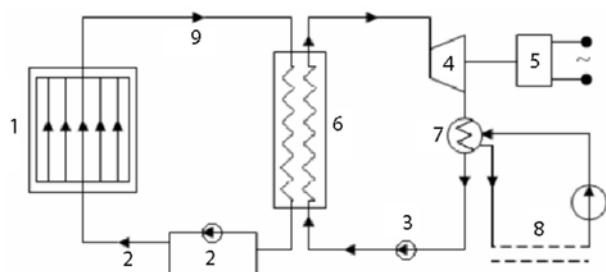


Рис. 23.1

в контурі 9 – 2. Циркуляція забезпечується насосом 2. В ролі теплоносія застосовується вода або рідкий натрій, які після контакту з реактором стають радіоактивними. У теплообміннику 6 теплоносій віддає

своє тепло воді, перетворюючи її на пару. Пара обертає турбіну 4 електрогенератора 5, який і виробляє електричну енергію. Потім пара проохолоджується в конденсаторі 7 під впливом охолоджуючої води з зовнішнього резервуара 8 (озеро, океан). Реактор разом з теплообмінником оточені товстим бетонним шаром із залізним заповнювачем. Завдяки цьому радіоактивні випромінювання не проникають назовні. Основні етапи виробництва електричної енергії на АЕС аналогічні тим, які відбуваються на звичайній тепловій електростанції, що спалює вугілля, газ чи нафту. В усіх випадках за рахунок споживаного палива виробляється теплота, яка передається від води до пари, й відбувається обертання турбогенератора. АЕС України виробляють більше 50 % електроенергії.

3. Ядерний реактор – це пристрій, в якому здійснюється керована ядерна ланцюгова реакція. Він використовується для виробництва теплоти і радіоактивних ізотопів. Ядерні реактори використовують і як силові пристрої (підводні човни, криголами). У зоні, де відбувається ланцюгова реакція, температура досягає 800 – 900 K.

Основними видами ядерного палива є: ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{233}$ і плутоній ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. З цих ізотопів у природі зустрічається лише уран–235, кількість якого в природному урані складає лише 0,7 %, а інші 99,3 % припадають на долю урану–238, ядра якого поділяються

тільки швидкими нейтронами, але ланцюгової реакції не підтримують. Взагалі у реакторі виникає величезна кількість нейтронів. Частина з них йде на підтримування ланцюгової реакції, інша – для одержання радіоактивних ізотопів.

Ізотоп урану-235 поділяється як швидкими, так і тепловими нейтронами, причому імовірність поділу після захоплення нейтрона набагато більша, ніж в урану-238. Оскільки вміст урану-235 у природному урані приблизно один на 150 атомів, то необхідно максимально збагатити природний уран вмістом ізотопу U-235, позбувшись U-238.

Існують хімічні способи, які дозволяють збільшити вміст урану-235. Сьогодні найбільш рентабельний метод збагачення – це центрифугування, а він вимагає одержання газоподібної сполуки урану. Тоді різниця в масах молекул газу (гексафлуорид урану), які містять ізотопи урану-238 і урану-235, дозволяє за допомогою декількох центрифуг розділити ці ізотопи.

Більшість реакторів працює на ядерному паливі, яке містить не більше 5 % ізотопу U-235. Для виробництва ядерної зброї потрібен уран, що складається з 90 % і більше ізотопу U-235 чи Pu-239.

У ядерних реакторах на теплових нейтронах умовою, що забезпечує розвиток ланцюгової реакції, є застосування речовини, здатної сповільнювати нейтрони, що швидко рухаються, які виникають при поділі ядер урану (23.4), для того, щоб вони могли ефективно викликати наступні реакції поділу.

У таких реакторах ефективними сповільнювачами нейтронів використовують звичайну воду, важку воду D₂O, органічні рідини, графіт, берилій.

Реактори, що використовують як сповільнювач важку воду, називаються реакторами на важкій воді. Ядра дейтерію не здатні поглинати нейтрони настільки легко, як це поглинають ядра звичайного водню (H₂O), тому і втрати нейтронів є мінімальними, що дозволяє в таких реакторах використовувати природний незбагачений уран. Однак висока вартість важкої води – одна з проблем їх промислового використання.

При поділі ядра урану-235 утворюються швидкі нейтрони, які захоплюються ядрами урану-238 і перетворюють їх на ядра урану-239. Останні, зазнавши β^- -розпад, перетворюються в ядра плутонію ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Таким чином, реактор на швидких нейтронах не тільки дає

енергію, але і відтворює паливо у вигляді плутонію–239, яке утворюється з урану–238. Такий реактор називається бридерним, або реактором-розмножувачем.

На АЕС використовують переважно ядерні реактори на теплових нейтронах. Ядерне паливо розміщають в тепловиділяючих елементах (ТВЕлах) ядерного реактора. Нині у світі налічується понад 1000 ядерних установок.

Усі процеси керування реактора автоматизовані і відбуваються з центрального пульта. Так, значення коефіцієнта розмноження нейтронів (23.3) $K=1$ підтримують за допомогою рухливих контрольних стрижнів. Ці стрижні виготовлені з матеріалів (бор, кадмій), які сильно поглинають нейтрони. Якщо охолоджуюча система реактора виходить із ладу, то контрольні стрижні повинні припинити роботу реактора, тобто розміщення стрижнів не дозволяє розвиватися в реакторі вибуховому процесу виділення ядерної енергії (не загрожує ядерний вибух), а імовірність розплавлення реактора надзвичайно мала.

Однак 26 квітня 1986 року при профілактичній роботі з ядерним реактором четвертого блоку Чорнобильської АЕС відбулося порушення в подачі охолоджуючої рідини, температура в реакторі швидко зросла, а система автоматичної зупинки реактора не спрацювала. Відбувся тепловий вибух, з яким викинуло ядерне паливо, радіонукліди та радіоактивні частинки, і все це потрапило в навколишнє середовище. Внаслідок цієї катастрофи з особливою гостротою постали питання радіаційного захисту персоналу АЕС, населення прилягаючих районів та навколишнього середовища.

Чорнобильська аварія показала, що атомна енергія – потенційно небезпечний вид енергії. Однак при нормальній експлуатації АЕС практично не забруднює навколишнє середовище радіоактивними речовинами, а в атмосферу не викидаються парникові гази.

АЕС не можна розміщувати поблизу великих міст – вона повинна бути віддалена від них мінімум на 30 – 35 км, а територія станції не сейсмічно активна.

Ядерне паливо у реакторі повністю не згоряє. Реактор припиняє виробництво енергії, коли в процесі поділу ядер урану–235 створюється велика кількість ізотопів, які захоплюють нейтрони і перешкоджають продовженню реакції поділу. При

цьому в реакторі залишається значна кількість урану-235 і менша кількість плутонію-239. Існують підприємства, які обробляють залишки палива в реакторі з виділенням урану і плутонію. Їх далі використовують як ядерне паливо.

Залишається значна кількість безкорисного радіоактивного розчину, який необхідно заховати у сховища. Вони повинні задовольняти такі вимоги, що в місцях захоронення не виникне будь-яких катастроф і радіоактивні відходи не з'являться на поверхні Землі. Територія захоронення повинна бути оточена огорожею з попереджувачими знаками і розміщена на відстані від міста більше 20 км.

5. В атомній бомбі, також як і в ядерному реакторі, використовується енергія, що звільняється при поділі ядер U-235, Pu-239 і U-233 (ядерний заряд). В обох випадках звільнення енергії відбувається шляхом здійснення ланцюгової реакції. Але в той час, як у реакторі намагаються сповільнити розвиток ланцюгової реакції, в атомній бомбі процес виділення енергії відбувається надзвичайно швидко. Інакше кажучи, в атомній бомбі здійснюється некерована ланцюгова реакція вибухового типу ($K > 1$, (23.3)) швидкими нейтронами (немає сповільнювача). Атомна бомба складається з двох або декількох частин урану (чи плутонію), маси яких менше критичних, і запалу, за допомогою якого «вистрілюють» однією частиною ядерного заряду в іншу для з'єднання цих частин в одну суцільну масу (критичну). При такому з'єднанні відбувається ланцюгова реакція у вигляді вибуху. Першими швидкими нейтронами такої реакції є нейтрони із атмосфери, які там завжди присутні. Дія атомного вибуху залежить від того, у яких умовах він зроблений (над землею, під водою і т.п.). Перша стадія вибуху в повітрі характеризується утворенням вогненної кулі. Продукти реакції знаходяться під дуже великим тиском, температура в зоні вибуху перевищує мільйон градусів. Повітря навколо вибуху бомби розжарюється до світіння. Світловий спалах видний на відстані понад 100 км. Одночасно виникає вибухова хвиля, яка поширюється із швидкістю, що перевищує швидкість звуку (~ 340 м/с) і руйнує всі будівлі на шляху переміщення.

Під час вибуху у великій кількості випускаються нейтрони, гамма-промені, а також видиме, інфрачервоне й ультрафіолетове випромінювання. Теплові промені поширюються зі швидкістю світла і викликають запалення. Після завершення вибуху в ураженій зоні виявляються усі види радіоактивних випромінювань і величезна кількість радіоактивних ядер поділу, у тому числі і довгоживучих. Зона їхнього зараження залежить від напрямку вітру. Атомна бомба, приведена в дію, – це жахлива катастрофа для людини і навколишнього середовища. Так, при вибухах атомних бомб (Хіросіма і Нагасакі, 1945 рік) більше 100 тисяч японців загинули практично миттєво, уражені світловою й вибуховою хвилями. Десятки тисяч, що вижили в перший момент, піддалися дії радіоактивних випромінювань і померли протягом декількох днів і тижнів від променевої хвороби, опіків і травм.

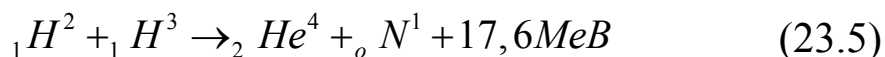
При вибуху атомної бомби, що витрачає 1 кг U–235 або 1 кг Pu–239, виділяється $8 \cdot 10^{13}$ Дж енергії. З іншого боку, енергія хімічних перетворень така, що 1 тонна тринітротолуолу (ТНТ) виділяє $4 \cdot 10^9$ Дж енергії, що в $2 \cdot 10^4$ разів менше, ніж при вибуху 1 кг урану або плутонію. Така бомба в тротиловому еквіваленті називається 20-кілотонною бомбою ($2 \cdot 10^4$ т). Сучасні атомні бомби потужністю в мегатонни – у мільйони разів могутніше вибухівки (ТНТ) і обмежені вихідною масою частин ядерного заряду.

Є ізотопи америцію, критична маса яких менше 80 г. Це дає можливість виготовляти міні-бомби і транспортувати їх у сумці. Створення ядерної зброї забирає у людства кращі інтелектуальні сили і значні матеріальні цінності.

§ 23.3. Реакції синтезу атомних ядер. Термоядерна реакція. Воднева бомба. Ядерна ніч. Ядерна зима

1. У ядерному реакторі використовується енергія, що звільняється в результаті поділу ядер (23.4). Однак процес поділу ядер є не єдиним можливим джерелом ядерної енергії. Так, ядерний синтез – це злиття легких ядер в одне ядро, що також супроводжується виділенням величезної кількості енергії. Ізотопи дейтерій (${}^2\text{H}$) і тритій (${}^3\text{H}$) – найвигідніші матеріали для реакції ядерного синтезу. При синтезі дейтерію і тритію утворюється ядро

гелію:



У перерахунку на один нуклон енергія дорівнює $17,6/5 \approx 3,52 \text{ MeV}$.

Процес синтезу ядер для виробництва енергії приблизно в декілька разів ефективніший процесу здобуття енергії за рахунок поділу ядер урану. Більше того, у воді океанів існують практично необмежені запаси дейтерію (${}_1H^2$), чого не можна сьогодні сказати про інші види палива (нафта, газ, вугілля, уран).

Основною перешкодою на шляху до одержання енергії при синтезі ядер є закон Кулона (8.2). Електростатичне відштовхування двох дейтронів при кімнатній температурі не дозволяє їм наблизитись до відстані 10^{-15} м , на якій діють ядерні сили. Кожне ядро, рухаючись назустріч для злиття в одне ядро, повинне мати кінетичну енергію $\approx 0,35 \text{ MeV}$. Щоб мати багато ядер з такою середньою енергією, потрібна температура $1,1 \cdot 10^9 \text{ K}$. Ця температура перевищує температуру в центрі Сонця, яку оцінюють у $1,3 \cdot 10^7 \text{ K}$. Однак виявляється, щоб процес синтезу відбувся в лабораторних умовах, температуру можна знизити до 10^8 K .

Ядерні реакції синтезу, що вимагають для свого здійснення температур порядку мільйонів градусів, називаються термоядерними. При таких температурах будь-яка речовина перебуває в стані плазми. Відомо, що Сонце випромінює величезну кількість енергії потужністю $3,5 \cdot 10^{23} \text{ кВт}$. З яких джерел використовує воно таку енергію? Термоядерні реакції – джерела зоряної енергії. Справді, таке випромінювання енергії веде до зменшення маси Сонця (22.3). Розрахунки показують, що кількості водню, який є на Сонці, вистачить для підтримки термоядерних реакцій і випромінювання Сонця на мільярди років.

Синтез легких ядер може протікати і при значно менших температурах $\approx 10^7 \text{ K}$ тому, що при випадковому розподілі частинок за швидкостями завжди присутнє деяке число ядер, енергія яких значно перевищує середнє значення.

2. Ядра дейтерію і тритію утворюють заряд водневої (термоядерної) бомби. В ній протікає некерована реакція синтезу. Початкова температура $\approx 10^7 \text{ K}$ для здійснення реакції синтезу у водневій бомбі досягається за допомогою вибуху атомної бомби.

Більш важкі ядра для цих реакцій не використовують. Це

пов'язано з тим, що вони мають більший електричний заряд, і відповідно ядрам треба надати більшу кінетичну енергію для злиття в одне ядро.

Воднева бомба має дуже міцну оболонку, усередині якої розміщена атомна бомба і посудина, що містить дейтерій і тритій. Для водневих бомб не існує критичних розмірів. Тому потужність водневих бомб обмежена тільки технічними можливостями (кількістю ядерного палива, умовою транспортування тощо), а наслідки вибуху ще більш катастрофічні для людства та навколишнього середовища. Вибух водневої бомби показав, що термоядерну реакцію можна здійснити штучно. При вибуху водневої бомби протягом короткого часу виділяється величезна кількість енергії.

Якби швидкість виділення енергії при термоядерній реакції можна було зменшити, зробивши процес звільнення енергії керованим, то цю енергію можна було б використовувати й у мирних цілях. Отже, здійснення керованої реакції синтезу в земних умовах повністю розв'язує проблему енергозабезпечення. З іншого боку, при використанні термоядерного палива в атмосферу не потрапляють вуглекислий газ та інші продукти згоряння. По відношенню до забруднення навколишнього середовища термоядерний реактор має значні переваги перед реактором АЕС. В останньому утворюються радіоактивні відходи, захоронення яких є однією з дуже важких проблем. У термоядерному реакторі такої проблеми не існує, тому що в реакції синтезу не утворюються довгоживучі радіоактивні ізотопи.

Здійснення керованої термоядерної реакції представляє важку технічну задачу. Проблема зводиться до того, щоб утримувати плазму при $T \approx 10^7 \div 10^8 \text{ K}$ ізольовано від стінок посудини, а також наявність достатньої густини плазми у робочому об'ємі реактора. У протилежному випадку, маючи величезну теплопровідність, вона миттєво охолоджується.

Плазму намагаються ізолювати від стінок посудини за допомогою сильних магнітних полів. Якщо через дейтерій або дейтерієво-тритієву суміш пропускати потужний електричний струм, то утвориться плазмовий стовп (електрони і ядра) за рахунок Джоулевого тепла (9.18). Одночасно цей струм створює сильне магнітне поле, яке утримує плазму від контакту зі стінкою посудини. На практиці такий спосіб дозволяє одержувати плазму з

температурами в кілька мільйонів градусів, однак час утримання плазми 10^{-2} с. Для початку термоядерної реакції треба підвищити температуру до 10^8 K і утримувати плазму протягом хоча б кількох секунд.

3. Сьогодні запаси ядерної зброї оцінюються енергією приблизно $5 \cdot 10^{19}$ Дж. Результати моделювання свідчать, що використання тільки 3% ядерної вибухівки спричинить катастрофу глобального масштабу, в тому числі й атмосфери.

Вона буде забруднена радіоактивними речовинами, які швидко поширяться по всій земній кулі. Вибухи й пожежі призведуть до нагрівання атмосфери, що викличе сильні руйнування, зокрема ураганні вітри, а також її забруднення величезною кількістю пилу, попелу й сажі.

Пил, попіл і сажа за один - два тижні затягнуть небо над усією Землею. Атмосфера стане непрозорою для сонячного світла, і на Землі настане ядерна ніч, яка триватиме кілька місяців, що викличе загибель більшості рослинного покриву.

З іншого боку, сильне запорошення атмосфери спричинить нагрівання тропосфери (вона поглинає сонячну радіацію) і похолодання приземного шару повітря. Це явище назване ядерною зимою, яка триватиме кілька місяців.

Через кілька місяців темряви і холоду пил і сажа осядуть. Неоднорідні температурні зміни над водою і сушею зумовлять ураганні вітри і снігопади в прибережних районах материків. Утворення з азоту повітря великої кількості окислів азоту та їх надходження в стратосферу зумовить руйнування озоносфери.

Все це не зможе пережити жива природа. Отже, локальний ядерний конфлікт спричинить глобальну загибель людства, а ймовірно, і всієї біосфери.

§ 23.4. Космічні промені. Радіаційні пояси Землі. Антиречовина

1. З космічного простору на Землю потрапляють потоки атомних ядер (в основному протонів) високої енергії, а також інші частинки, створені цими ядрами в атмосфері Землі. Усі ці частинки одержали назву космічних променів. Дослідження показують, що космічне випромінювання надходить на Землю з усього космічного простору, про що свідчить практична незалежність інтенсивності

іонізації повітря космічними променями від добового обертання Землі. Головними джерелами космічного випромінювання є пульсари.

Космічні промені відхиляються магнітним полем Землі, і тому інтенсивність космічних променів залежить від широти місця на Землі. Найбільшу відхиляючу дію магнітне поле Землі виконує в екваторіальній області. Тут найбільша кількість частинок зазнає сильного відхилення і не проходить у нижні шари атмосфери. Це явище називається широтним ефектом. На висоті 10 км широтний ефект досягає 36 %.

Космічні промені за межами земної атмосфери називаються первинними космічними променями. Дослідження показали, що до складу первинного космічного випромінювання входять атомні ядра з різними масовими числами й енергіями на один нуклон. Первинне космічне випромінювання складається з протонів (90 %), приблизно на 9 % з ядер гелію і 1 % припадає на ядра більш важких елементів. На висоті більше ніж 50 ÷ 60 км інтенсивність космічних променів постійна, але в міру наближення до Землі спостерігається різка зміна інтенсивності, і крім первинних існують ще вторинні космічні промені, а нижче 20 км усе космічне випромінювання є вторинним. Вторинні космічні промені володіють визначною проникаючою здатністю. Після проходження променів через шар свинцю різної товщини було помічено, що до товщини 13 см відбувається швидке ослаблення інтенсивності вторинних космічних променів, а при подальшому збільшенні товщини їхня інтенсивність практично не змінюється. У зв'язку з цим у складі вторинних космічних променів розрізняють м'який і жорсткий компонент. М'який компонент сильно поглинається свинцем, жорсткий компонент має в свинці більшу проникаючу здатність.

У жорсткий компонент входять більш важкі, швидкі, заряджені частинки, що втрачають енергію в основному лише на іонізацію атомів, які зустрічаються на їхньому шляху. У складі м'якого компонента знаходяться легкі заряджені частинки – електрони, позитрони, а також γ -фотони.

2. Поза земною атмосферою виявлені навколоземні радіаційні пояси, що представляють собою дві розмежовані області із сильно підвищеною густиною заряджених частинок (у порівнянні зі спостереженнями на відносно малих висотах). Утворення цих

поясів пов'язано з захопленням і утриманням заряджених частинок магнітним полем Землі. Внутрішня зона знаходиться від Землі на відстанях (600 – 6000) км. Зовнішній пояс знаходиться від Землі на відстанях $(2\div 6) \cdot 10^4$ км. Внутрішня зона містить в основному протони високих енергій. У зовнішній зоні основними частинками є електрони з енергією, меншою 100 KeV. Радіаційні пояси повинні бути характерні для всіх небесних тіл, що мають магнітне поле.

3. За невеликим винятком, кожній частинці відповідає античастинка. Їх властивості, як правило, збігаються. При зустрічі частинки з її античастинкою відбувається анігіляція. У цьому випадку обидві маси спокою безпосередньо перетворюються в енергію – у формі інших частинок, наприклад фотонів.

Уперше античастинку позитрон спостерігали у 1933 році. Гальмуючи в речовині, позитрон швидко анігілює з електроном, перетворюючись на два γ -фотони (речовина на поле):



При цьому кожний з фотонів повинний мати енергію 0,51 MeV, що дорівнює масі спокою електрона. Гамма-квант з енергією 1,02 MeV при проходженні поблизу ядра атома може перетворитися в пару електрон-позитрон (поле на речовину):



Ця реакція є одним з багатьох прикладів прямого перетворення енергії (у даному випадку – електромагнітної) у масу спокою частинок. І позитрони, й електрони можуть виникати в результаті β -розпаду з одночасним утворенням нейтрино. Отже, різні елементарні частинки – це різні конкретні форми існування матерії (речовина і поле), і вони здатні взаємно перетворюватися.

4. Античастинка протона називається антипротоном або негативним протоном, що був експериментально виявлений у 1955 році. У тому ж році був відкритий антинейтрон. Однак антинейтрон швидко анігілює або з нейтроном, або з протоном.

Виникає питання: наприклад, чому всі атоми водню побудовані з позитивних протонів і негативних електронів, а не з негативних протонів (антипротонів) і позитивних електронів (позитронів)? Так, побудований атом водню називається антиводнем. Речовина, побудована з антинуклонів і орбітальних позитронів, називається антиречовиною. Із загальних уявлень симетрії варто було б очікувати, що половина атомів у Всесвіті повинна становити

антиречовину. З іншого боку, якби на Землі або навіть у нашій Галактиці була антиречовина, то вона не могла би проіснувати дуже довго.

Антиречовина досить швидко анігілює, при цьому виділяється енергія, майже в 10^3 разів більш ефективно, ніж при вибуху водневої бомби. Експериментально одержаний антигелій-3. У атома антигелію-3 ядро складається з двох антипротонів і одного антинейтрона (відрізняється від нейтрона знаком власного магнітного моменту): це ядро оточує оболонка із пари позитронів. Проте у Всесвіті до цих пір не знайдені області з помітним вмістом антиречовини.

Контрольні запитання і завдання

1. Назвіть основні джерела енергії та охарактеризуйте їх.
2. Яку реакцію називають ядерною? За якими ознаками класифікують ядерні реакції?
3. Які закони збереження виконуються при ядерних реакціях?
4. Як можна здійснити ланцюгову реакцію? Як здійснюється керування ланцюговою реакцією?
5. Яке призначення ядерного реактора? Принцип роботи АЕС.
6. Що таке термоядерна реакція? Назвіть основні труднощі проведення керованої термоядерної реакції.
7. Які електростанції більш шкідливі для навколишнього середовища?
8. Які термоядерні реакції відбуваються в надрах Сонця? Чи змінюється маса Сонця?
9. Як впливає магнітне поле Землі на рух космічних променів?
10. Чим відрізняються первинні космічні промені від вторинних?
11. Чому існують навколоземні радіаційні пояси?
12. Чим закінчується зустріч частинки з античастинкою?

Довідковий матеріал

1. Астрономічні величини:
середній радіус Землі – $6,37 \cdot 10^6$ м;
середня густина Землі – $5,5 \cdot 10^3$ кг/м³;
маса Землі – $5,96 \cdot 10^{24}$ кг;
радіус Місяця – $1,74 \cdot 10^6$ м;
маса Місяця – $7,3 \cdot 10^{22}$ кг;

середня відстань між центрами Землі і Місяця – $3,8 \cdot 10^8$ м;
 період обертання Місяця навколо Землі – 27 діб 7 год. 43 хв.;
 радіус Сонця – $6,95 \cdot 10^8$ м;
 середня густина Сонця – $1,4 \cdot 10^3$ кг/м³;
 маса Сонця – $1,97 \cdot 10^{30}$ кг;
 середня відстань між центрами Землі і Сонця – $1,5 \cdot 10^{11}$ м.

2. Основні фізичні сталі (округлені значення)

Величина	Позначення і числове значення
Гравітаційна стала	$G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ Н·м ² /кг ² ·
Прискорення вільного падіння (стандартне)	$g_n = 9,81$ м/с ² $g_c = 9,80665$ м/с ²
Нормальний атмосферний тиск	$P_o = 101325$ Па
Стала Авогадро	$N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
Молярний об'єм ідеального газу за нормальних умов	$V_m = 22,4 \cdot 10^{-3}$ м ³ /моль
Універсальна газова стала	$R = 8,31$ Дж/(моль·К)
Стала Лошмідта	$n_o = 2,7 \cdot 10^{25}$ м ⁻³
Стала Больцмана	$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Швидкість світла у вакуумі	$C = 3 \cdot 10^8$ м/с
Електрична стала	$\epsilon_o = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнітна стала	$\mu_o = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Гн/м
Маса електрона	$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг
Заряд електрона	$e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл
Маса протона	$m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$ кг
Стала Фарадея	$F = 9,65 \cdot 10^4$ Кл/моль
Стала Планка	$h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Стала Стефана–Больцмана	$\delta = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м ² ·К ⁴)
Стала Віна	$b = 2,89 \cdot 10^{-3}$ м·К

Предметний покажчик

А

Аберації оптичних систем – 383
Абсолютна температура – 118
Абсолютно чорне тіло – 430
Автоколивання – 331
Абсорбція – 159
Адсорбція – 159
Активність
радіоактивної речовини – 470
Акустика – 349
Альфа-розпад – 472
Альbedo – 425
Аморфні тіла – 181
Ампер (одиниця) – 245
Амплітуда коливань – 316
Аналіз
– активаційний – 477
– люмінесцентний – 429
– рентгеноспектральний – 461
– рентгеноструктурний – 462
– спектральний – 454
Аналізатор – 407
Анігіляція – 500
Анізотропія – 181
Антенa – 359
Антиречовина – 500
Антинейтрино – 473
Антициклони – 128
Атмосфера Землі – 124
Атмосферний тиск – 125
Атомна бомба – 494
Атомна електростанція – 491

Б

Барометрична формула – 126
Беккерель (одиниця) – 471
Бер (одиниця) – 484
Бета-розпад – 473
Біологічна дія
іонізуючого випромінювання – 482
Біолюмінесценція – 428

Біопаливо – 488
Биття – 324
Близький порядок – 155
Блискавка – 260
Болометр – 362
Бора магнетон – 280
Бульбашкова камера – 481

В

Вага тіла – 57
Вакуум – 140
Вакуумні насоси – 154
Вебер (одиниця) – 271
Вектор – 16
– імпульсу – 36
– моменту імпульсу – 42
– намагніченості – 281
– осьовий – 28
– переміщення – 22
– поляризації – 234
– Пойнтінга – 360
– Умова – 340
Взаємодія гравітаційна – 14
– електромагнітна – 14
– міжмолекулярна – 115
– сильна – 14
– слабка – 14
Відпливи – 67
Вільне падіння – 58
Вістря – 231
Векторний добуток – 17
Випаровування – 164
Випромінювання – 361
– видиме – 362, 387
– вимушене – 457
– іонізуюче – 482
– інфрачервоне – 362, 456
– когерентне – 458
– радіоактивне – 469
– рентгенівське – 459
– спонтанне – 457

- теплове – 427
- ультрафіолетове – 362, 455
- Випромінювальна здатність – 429
- Вічний двигун другого роду – 211
- першого роду – 201
- Внутрішнє тертя – 149
- Вода – 172
- Воднева бомба – 496
- Водотоннажність – 98
- Вологість повітря – 167
- абсолютна – 168
- відносна – 168
- Вольт (одиниця) – 246
- Вуглеводневі гази – 151
- Вулканізм – 348

Г

- Газ ідеальний – 120
- реальний – 134
- розріджений – 153
- електронний – 183, 230
- Газовий розряд – 257
- несамотійний – 257
- самотійний – 257
- Газовий інтерферометр – 392
- Гамма-випромінювання – 473
- Гамма-каротаж – 481
- Гармонічні коливання – 316
- Генератор – 303
- Генрі (одиниця) – 293
- Геометрична оптика – 375
- Геостационарні супутники – 92
- Гігрометри – 169
- Гідравлічний градієнт – 110
- Гідродинаміка – 98
- Гідроелектростанція – 111
- Гідролокація – 352
- Гідросфера Землі – 179
- Гіперзвук – 349
- Гіпотеза де Бройля – 439
- Планка – 434
- Гіромагнітне відношення – 279
- Гіроскоп – 44

- Гістерезис діелектричний – 235
- магнітний – 286
- Голографія – 403
- Гравіметрія – 62
- Градієнт концентрації – 142
- перенесеної величини – 141
- потоку енергії – 339, 360
- потенціалу – 227
- температури – 145
- швидкості – 105, 149
- Грей (одиниця) – 483
- Громовідвід – 261
- Густина атмосферного повітря – 125
- Густина заряду
- лінійна – 228
- поверхнева – 228
- об'ємна – 227
- електричного струму – 245
- енергії електричного поля – 242
- магнітного поля – 296
- потоку енергії – 340, 360
- речовини – 101

Д

- Далекий порядок – 114
- Декремент згасання коливань – 327
- Деформація – 186
- абсолютна – 187
- зсуву – 189
- пружна – 186
- пластична – 186
- Дефект маси – 465
- Децибел – 351
- Джерела енергії – 487
- звуку – 350
- світла – 371
- струму – 245
- Динаміка – 32
- Динамічна пористість – 109
- Дисоціація електролітична – 263
- Дисперсія аномальна – 415
- кутова – 403
- лінійна – 403

- нормальна – 415
- світла – 415
- Дифракційна решітка – 399
- Дифракційний спектроскоп – 402
- Дифракція світла – 394
- Фраунгофера – 398
- Френеля – 397
- Дифракція пружних хвиль – 345
- Дифузія – 141
- Дихроїзм – 409
- Діаметр молекул ефективний – 139
- Діамагнетики – 283
- Діелектрики – 232
- неполярні – 233
- полярні – 234
- Діелектрична проникність – 221
- сприйнятливості – 236
- Добротність системи – 328
- Довжина хвилі – 333
- вільного пробігу молекул – 138
- Доза експозиційна – 483
- еквівалентна – 484
- поглинання – 483
- Дозиметрія – 483
- Домени діелектричні – 235
- магнітні – 287
- Дослід Резерфорда – 444
- Дошова крапля – 169
- Дуалізм
- корпускулярно-хвильовий – 439
- Дьюар – 153

Е

- Еквіпотенціальна поверхня – 66, 227
- Електризація – 232
- Електричний диполь – 233
- заряд – 219
- опір – 248
- струм – 244
- Електроємність (одиниця) – 239
- плоского конденсатора – 239
- Електрогенератори – 303
- Електродвигуни – 303

- Електроліз – 264
- Електророзвідка – 265
- Електроліти – 263
- Електростатика – 220
- Електронний мікроскоп – 440
- Електропровідність атмосфери – 262
- питома – 251
- Електростатичний захист – 231
- Енергія – 74
- електричного поля – 242
- електромагнітної хвилі – 360
- вільна – 157
- внутрішня – 196
- гармонічного коливання – 318
- іонізації – 257
- зарядженого конденсатора – 241
- ідеального газу (внутрішня) – 240
- зв'язана – 213
- зв'язку нуклонів у ядрі – 466
- кінетична – 78
- кінетична Землі – 80
- кінетична обертального руху – 79
- магнітного поля – 295
- повна механічна – 77
- потенціальна – 80
- пружної деформації – 189
- реального газу (внутрішня) – 241
- теплова Землі – 424
- Ентропія – 213
- Ефект Доплера для звуку – 354
- для електромагнітних хвиль – 355
- гіроскопічний – 44
- Керра – 412
- Мессбауера – 475
- обернений п'єзоефект – 236
- парниковий – 131
- прямий п'єзоефект – 236
- радіобіологічний – 484
- Фарадея – 412
- Ефективна сила змінного струму – 309
- ефективна напруга – 309

З

Забруднення електромагнітне – 365

- водних ресурсів – 180
- радіоактивне – 477
- теплове – 212

Заземлення – 256

Закон Авогадро – 121

- Архімеда – 98
- Біо, Савара і Лапласа – 269
- Бойля–Маріотта – 121
- Брюстера – 408
- Бугера–Ламберта – 363
- Вант-Гоффа – 144
- відбивання світла – 375
- всесвітнього тяжіння – 55
- гармонічних коливань – 317
- Гей-Люссака – 122
- Гука – 188
- Дальтона – 121
- Дарсі – 110
- Джоуля–Ленца – 251
- додавання швидкостей – 47
- Дюлонга і Пті – 203
- електричного заряду – 219
- заломлення світла – 376
- збереження енергії – 86
- зміщення Віна – 433
- зростання ентропії – 214
- імпульсу – 83
- інерції – 33
- Кеплера – 54
- Кірхгофа – 431
- Кулона – 220
- кристалографії – 184
- Кюри – 285
- Малюса – 407
- моменту імпульсу – 87
- Ньютона перший – 34
- другий – 35
- третій – 37
- Фіка – 142
- Фур'є – 145
- Ома – 248

– для газів – 258

– для електролітів – 264

– Паскаля – 95

– радіоактивного розпаду – 470

– Релея – 422

– Стефана–Больцмана – 432

– Фарадея для електролітів – 265

– електромагнітної індукції – 290

– Шарля – 122

Запобіжники – 256

Заряд електричний – 219

– вільний – 230

– зв'язаний – 232

– негативний – 219

– позитивний – 219

– точковий – 220

Захист електростатичний – 231

Захист від опромінювання – 485

Збагачення руди – 161

Землетруси – 345

Звук – 349

Звукоізолюючі матеріали – 352

Зіверт (одиниця) – 484

Зіткнення – 88

Зондування атмосфери – 458

Змочування – 160

Зрідження газів – 138

І

Ізобари – 465

Ізомери – 465

Ізопроцес – 121

Ізотерми ідеального газу – 121

– реального газу – 136

Ізотопи – 465

– радіоактивні – 465

Імпульс тіла – 36

– сили – 37

Інверсне заселення – 458

Індуктивність (одиниця) – 293

Індуктивність соленоїда – 293

Індукція поля електричного – 237

– магнітного – 268

Інертність тіла – 33
 Інтенсивність звуку – 349
 Інтерференція
 – електромагнітних хвиль – 361
 – механічних хвиль – 340
 – світлових хвиль – 387
 Інтерференційні смуги
 однакового нахилу – 391
 – рівної товщини – 391
 Інфразвук – 349
 Іон – 263
 Іонізація – 257

К

Камера Вільсона – 481
 Кандела (одиниця) – 373
 Капіляр – 163
 Капілярність – 163
 Катодолюмінесценція – 428
 Квант світла – 434
 Квантові числа – 450
 Кваркова модель – 464
 Кілограм (одиниця) – 15
 Кінематика – 19
 Кислотні дощі – 488
 Коефіцієнт взаємної індукції – 294
 – в'язкості – 105, 149
 – дифузії – 141
 – згасання – 328
 – корисної дії – 210
 – опору – 248
 – поверхневого натягу – 157
 – поглинання – 364
 – пружності – 188
 – Пуассона – 187
 – розмноження нейтронів – 490
 – самоіндукції – 292
 – стисливості – 156
 – температурний опору – 248
 – теплового розширення – 156
 – теплопровідності – 145
 – термічний розширення – 122
 – термічний тиску – 122

– тертя – 73
 – трансформації – 295
 – якості випромінювання – 484
 Коливальний контур – 356
 Коливання – 315
 – вимушені – 328
 – власні – 316
 – гармонічні – 316
 – електромагнітні – 356
 – згасаючі – 326
 Конвекція – 146
 Конденсатор – 239
 Корпускулярно-хвильовий
 дуалізм – 371
 Кристали атомні – 182
 – іонні – 182
 – металічні – 183
 – молекулярні – 183
 – від'ємні – 409
 – додатні – 409
 Кристали рідкі – 190
 – нематичні – 190
 – смектичні – 190
 – одновісні – 409
 – холестеричні – 190
 Кристалічна решітка – 180
 Кристалографічні сингонії – 185
 Критична точка – 194
 Критичний стан – 137
 Космічні промені – 498
 Кут Брюстера – 408
 – відбивання – 375
 – заломлення – 376
 – зсуву – 189
 – крайовий – 160
 – повного відбивання – 377
 – тілесний – 16
 Кюри (одиниця) – 471

Л

Лазер – 458
 Лазерна локація атмосфери – 458
 Лампи розжарювання – 436

Лінзи – 379
Лінія виска – 61
Лінії напруженості
– електричного поля – 223
– індукції магнітного поля – 268
– конденсації – 137
Лінії течії рідини – 99
– газу – 99
Лічильник Гейгера–Мюллера – 480
– сцинтиляційний – 481
Люкс (одиниця) – 373
Люмен (одиниця) – 373
Люмінесценція – 428
Люмінофор – 428

М

Магнетики – 283
Магніт – 288
Магнітний момент атома – 280
– власний електрона – 279
– орбітальний електрона – 278
– рамки зі струмом – 267
Магнітна індукція (одиниця) – 268
Магнітна проникність – 269
– сприйнятливість – 282
Магнітні бурі – 299
Магнітний потік – 271
Магнітоамплітуда – 347
Магнітозчеплення – 293
Магніторозвідка – 301
Магнітосфера – 298
Макростан – 216
Маса – 33
– атмосфери – 124
– гравітаційна – 62
– Землі – 72
– інертна – 62
– критична – 489
– молекулярна – 119
Матеріальна точка – 20
Маятник математичний – 319
– фізичний – 320
– Фуко – 30

МГД-генератор – 277
Мезосфера – 127
Меніск – 163
Метр (одиниця) – 15
Метастабільний стан – 136
Метод векторних діаграм – 322
– зон Френеля – 395
– молекулярно-кінетичний – 115
– термодинамічний – 115
Механіка Ньютона – 34
– квантова – 442
– релятивістська – 49
Механічний
еквівалент теплоти – 198
Мікроскоп електронний – 440
– оптичний – 385
– рентгенівський – 461
Мікростан – 216
Мінерали – 181, 185
Міражі – 379
Модель атома Резерфорда – 444
– гідромагнітного динамо – 299
– ядра атома – 467
Модуль зсуву – 189
– Юнга – 188
Модуляція хвиль – 353
Молекула – 198
– жорстка – 199
– нежорстка – 199
Молекулярна фізика – 113
Момент електричний – 233
– імпульсу – 42
– інерції – 42
– інерції Землі – 43
– сили – 40
Монокристали – 181

Н

Наведена радіоактивність – 476
Нагрівник – 210
Надпровідність – 249
Надплинна рідина – 150
Намагнічування – 281

Напівпроникні перетинки – 143

Напруга електрична – 247

– механічна – 187

Напруженість поля

– гравітаційного – 64

– електричного – 222

– магнітного – 282

Нафта – 176

Невагомість – 58

Незмочування – 160

Нейтрон – 463

Нейтрино – 472

Нормальні умови – 113

Нормаль – 268

Нуклони – 463

Нуль Кельвіна – 117

Нутація – 46

Ньютон (одиниця) – 36

О

Обертання

площини поляризації – 410

Обертальний момент – 303

Оболонки Землі – 69

– земна кора – 69

– мантія – 70

– ядро – 70

Озонова діра – 130

Оператор Гамільтона – 227

– Лапласа – 337

Опір ємнісний – 305

– індуктивний – 306

– омичний – 304

– питомий – 248

– повний – 307

– хвильовий – 344

Оптична активність – 410

Оптична вісь – 409

Оптична сила лінзи – 382

Осмос – 144

Основне рівняння МКТ газів – 123

Освітленість – 373

Осцилятор – 316

П

Палеомагнітні дослідження – 302

Парамагнетики – 283

Пара насичена – 136

– пересичена – 136

Пара сил – 41

Параксіальні промені – 383

Паскаль (одиниця) – 95

Перегрита рідина – 136

Перевантаження – 59

Перетворення Галілея – 46

Період – 28

– математичного маятника – 320

– фізичного – 321

– піврозпаду ядер – 470

Пірометрія – 435

Плавучість тіл – 98

Плазма – 262

– гаряча – 262

– холодна – 262

Плече сили – 41

Поверхневий натяг – 157

Поверхнево-активна речовина – 159

Повне відбивання – 377

Поглиняльна здатність – 430

Поглинання світла – 419

Подвійне заломлення променів – 408

Показник заломлення світла – 376

Поле гравітаційне – 63

– вихрове – 269

– електричне – 222

– електричне Землі – 242

– електромагнітне – 358

– магнітне – 267

– магнітне Землі – 296

– соленоїда – 272

– потенціальне – 76

Полікристали – 182

Полімери – 191

Поляризація діелектриків – 234

– дипольна (орієнтаційна) – 234

– електронна (індукційна) – 234

- іонна – 235
- спонтанна – 235
- Поляризація світла – 405
- Поляризатор – 406
- Поляриметр – 411
- Полярні сяйва – 276
- Поляроїди – 409
- Постулати Бора – 445
- Провідники другого роду – 230
 - першого роду – 230
- Прозорість мінералів – 420
- Променевий теплообмін – 147
- Промінь звичайний – 408
 - незвичайний – 409
- Потенціал (одиниця) – 225
 - гравітаційного поля – 63
 - електричного – 225
- Потік енергії – 339, 360
 - вектора E – 228
 - вектора B – 271
- Потужність – 77
 - змінного струму – 309
 - постійного струму – 252
 - поглинутої дози опромінення – 483
- Правила зміщення – 472
 - відбору – 453
 - Кірхгофа – 254
 - Ленца – 290
 - правого гвинта – 17, 274
- Прецесія – 45
- Призма Ніколя – 410
- Принцип близькодії – 63
 - відносності Галілея – 48
 - Гюйгенса – 344
 - Гюйгенса–Френеля – 395
 - далекодії – 63
 - Ейнштейна – 48
 - Паулі – 452
 - суперпозиції – 65, 223, 269
 - Ферма – 378
- Принципи термодинаміки
 - другий – 208
 - перший – 201
 - третій – 196
- Припливи – 68
- Прискорення – 24
 - кутове – 30
 - нормальне (доцентрове) – 26
 - повне – 26
 - сили тяжіння – 58
 - тангенціальне – 26
- Природний газ – 151
- Прискорювач частинок – 277
- Псі-функція – 442
- Прозорість і непрозорість речовини – 363
- Променева хвороба – 482
- Протон – 463
- Процес адіабатний – 206
 - ізобарний – 122, 204
 - ізотермічний – 121, 204
 - ізохорний – 122, 204
 - коловий (цикл) – 211
 - необоротний – 209
 - оборотний – 209
 - рівноважний – 121
- П'єзоелектрики – 236
- П'єзоелектричні сейсмографи – 236

Р

- Радіаційні пояси Землі – 499
- Радіаційний фон – 478
- Радіоактивність природна – 476
 - штучна – 476
- Радіоактивний годинник – 478
- Радіоактивні відходи – 494
- Радіоактивні сім'ї – 474
- Радіоактивне забруднення середовища – 477
- Радіолокація – 365
- Радіус-вектор – 21
- Радіус Землі – 71
 - ядра атома – 464
- Райдуга – 423
- Реакція ланцюгова – 489

- синтезу – 495
 - термоядерна – 496
 - Резонанс – 329
 - напруг – 308
 - струмів – 308
 - Рекомбінація – 264
 - Рентген (одиниця) – 483
 - Рентгенівська трубка – 459
 - Рефракція світла – 379
 - Рефрактометр – 378
 - Рівняння Бернуллі – 100
 - биття – 324
 - Ван-дер-Ваальса – 135
 - вимушених коливань – 328
 - внутрішнього тертя – 149
 - гармонічних коливань – 315
 - динаміки поступального руху – 36
 - дифузії – 142
 - Ейнштейна – 437
 - електромагнітної хвилі – 358
 - згасаючих коливань – 326
 - ізотерми – 121
 - Клапейрона–Менделєєва – 120
 - Клапейрона–Клаузіуса – 194
 - Максвелла – 313
 - Майера – 205
 - нерозривності течії – 100
 - обертального руху – 42
 - плоскої хвилі – 336
 - Пуассона – 207
 - руху центра мас системи – 39
 - стоячої хвилі – 343
 - сферичної хвилі – 336
 - теплопровідності – 145
 - хвильове – 337
 - Шредінгера – 442
 - Рідина – 155
 - Різниця ходу геометрична – 342
 - оптична – 390
 - Робота – 75
 - в електричному полі – 224
 - виходу – 165, 437
 - сили тяжіння – 76
 - при різних ізопроцесах – 204
 - Розгалужені кола – 254
 - Роздільна здатність – 402
 - дифракційної решітки – 402
 - мікроскопа – 385
 - телескопа – 402
 - Розподіл Больцмана – 131
 - Максвелла – 133
 - Розсіяння світла – 421
 - дифракційне – 422
 - молекулярне – 422
 - земною атмосферою – 422
 - Рух броунівський – 114
 - інфінітний – 90
 - коливальний – 315
 - обертальний – 27
 - поступальний – 20
 - реактивний – 85
 - тепловий – 114
 - фінітний – 100
 - Рухливість іонів – 256, 264
- С**
- Світло – 369, 387
 - Світлопровід – 377
 - Світловий потік – 372
 - Світлові фільтри – 421
 - Сегнетоелектрики – 235
 - Сейсмічне зондування – 348
 - Сейсмічні явища – 345
 - Сейсмограф – 348
 - Сейсморозвідка – 348
 - Секунда (одиниця) – 15
 - Сила – 33
 - Ампера – 273
 - Архімеда – 97
 - вертальна – 315
 - відцентрова – 52
 - внутрішнього тертя – 105
 - гравітаційна – 55
 - доцентрова – 51
 - електрорушійна – 246

- змушуюча – 328
- зовнішня – 84
- інерції – 50
- коерцитивна – 286
- консервативна – 76
- Коріоліса – 51
- Кулонівська – 220
- Лоренца – 274
- неконсервативна – 76
- опору – 74
- підіймальна – 98
- поверхневого натягу – 157
- припливоутворювальна – 68
- пружності – 186
- реактивна – 86, 104
- рівнодійна – 33
- світла – 373
- Стокса – 108
- стороння – 246
- тертя – 73
- тяжіння – 57
- ядерна – 466
- Система відліку – 20
- геліоцентрична – 34
- інерціальна – 34
- неінерціальна – 35
- Система замкнена – 84
- незамкнена – 84
- термодинамічна – 196
- Скалярний добуток – 17
- Скважність – 109
- капілярна – 109
- некапілярна – 109
- Скін-ефект – 292
- Смоги – 171
- Смути однакового нахилу – 391
- Соленоїд – 272
- Сонячний вітер - 425
- Симетрії елементи – 184
- Спектр лінійчастих – 454
- смугастий – 453
- суцільний – 453

- рентгенівський – 459
- Спектральні характеристики приладу – 402
- Співвідношення невизначеностей – 441
- Спін – 279
- Сполучені посудини – 97
- Стала Больцмана – 117
- гравітаційна – 56
- електрична – 220
- магнітна – 269
- Планка – 434
- радіоактивного розпаду – 469
- Рідберга – 448
- сонячна – 425
- універсальна газова – 120
- Стан речовини – 116
- Стратосфера – 127
- Струм вихровий (Фуко) – 291
- змінний – 303
- зміщення – 312
- індукційний – 289
- квазістаціонарний – 303
- конвекційний – 245
- короткого замикання – 250
- молекулярний – 278
- постійний – 244
- провідності – 281
- Ступені вільності – 198
- Ступінь поляризації світла – 406
- Сублімація – 191

Т

- Тверде тіло – 180
- Тембр звуку – 350
- Температура – 116
- атмосфери – 126
- кипіння – 167
- критична – 137, 152
- Кюрі – 287
- плавлення – 192
- Температуропровідність – 148
- Температурні шкали – 118

Теорема Гаусса – 228, 237, 271
 – Ірншоу – 221
 Теплота – 197
 – випаровування – 165
 – плавлення – 192
 Теплоізолюючі матеріали – 146
 Теплоємність речовини
 – молярна – 202
 – питома – 202
 Теплоємність газу
 – при постійному об'ємі – 205
 – при постійному тиску – 205
 Тепловий двигун – 210
 Тепловий насос – 212
 Тепловий стан поверхні Землі – 424
 «Теплова смерть Всесвіту» – 217
 Теплопровідність – 145
 – газів – 145
 – гірських порід – 148
 – діелектриків – 146
 – металів – 146
 Теплопередача в атмосфері – 147
 Термодинаміка – 196
 Термодинамічна імовірність – 216
 Тертя в'язке – 105
 – ковзання – 73
 – кочення – 73
 Течія ламінарна – 99
 – стаціонарна – 99
 – турбулентна – 99
 Тиск гідростатичний – 96
 – динамічний – 101
 – лапласівський – 162
 – молекулярний – 155
 – парціальний – 121
 – осмотичний – 144
 – статичний – 101
 Точка роси – 168
 Трансформатор – 294
 Траєкторія – 21
 Тропосфера – 126
 Тротиловий еквівалент – 495

Трубка течії – 99
 Тектонічні рухи – 322
У
 Умова рівноваги в механіці – 91
 – існування струму – 245
 – кипіння рідини – 167
 Ультразвук – 349
 «Ультрафіолетова катастрофа» – 434

Ф

Фаза – 193
 Фазові переходи – 193
 – рівновага – 194
 Фарад (одиниця) – 239
 Феромагнетик – 286
 Фізичні властивості води – 172
 Фігури Ліссажу – 325
 Флотація – 161
 Флюоресценція – 428
 Фокус лінзи – 380
 Фосфоресценція – 428
 Формула Бальмера – 448
 – Больцмана – 217
 – Вульфа–Брегга – 462
 – де Бройля – 439
 – Ейнштейна – 82
 – Клеро – 61
 – Кулона – 73
 – Лапласа – 162
 – Планка – 435
 – Пуазейля – 107
 – Релея–Джинса – 433
 – серіальні – 448
 – Стокса – 108
 – Томсона – 358
 – тонкої лінзи – 381
 – Торрічеллі – 102
 – Ціолковського – 86
 Фотоефект – 436
 Фотометрія – 372
 Фотолюмінесценція – 428
 Фотон – 434
 Фотоелементи – 438

Фотосинтез – 424
Фронт хвилі – 335
Функція розподілу – 132

Х

Хемілюмінесценція – 428
Хвилі де Бройля – 439
– електромагнітні – 358
– звукові – 349
– когерентні – 341
– механічні – 331
– плоскі – 335
– поздовжні – 332
– поперечні – 331
– припливні – 68
– пружні – 331
– радіо – 362
– сейсмічні – 345
– стоячі – 342
– сферичні – 335
Хвильова поверхня – 335
Хмари – 169
Холодильник – 210

Ц

Центр мас системи – 38
Цикл Карно – 211
Циркуляція вектора $\vec{E}$ – 224
– $\vec{B}$ – 282
– $\vec{H}$ – 282
Цунамі – 348

Ч

Частота власна – 318
– обертання – 28
– резонансна – 329
– циклічна – 316
Червона межа фотоефекту – 437
Число Авогадро – 119
– Лошмідта – 113
– масове – 464
– Рейнольдса – 107
– ступенів вільності – 198
– Фарадея – 265
– хвильове – 336, 448

Чорна діра – 432

Ш

Швидкість – 22
– вітру – 129
– групова – 337
– друга космічна – 91
– електромагнітної хвилі – 360
– звуку – 350
– кутова – 28
– квадратична – 134
– лінійна – 22
– найбільш імовірна – 133
– перша космічна – 91
– поширення
електричного струму – 251
– сейсмічних хвиль – 348
– цунамі – 348
– середня арифметична – 134
– світла – 374
– третя космічна – 92
– фазова – 337
– фільтрації – 109

Шкала

електромагнітних хвиль – 361

Штучний дощ – 171

Шуми – 352

Я

Ядерна зима – 498
Ядерна ніч – 498
Ядерна енергія – 490
Ядерне паливо – 491
Ядерні реактори – 491
– реакції – 490, 495
Ядро атома – 463
– дочірнє – 472
– материнське – 472
Ядерні випромінювання – 471
Явище
– електромагнітної індукції – 289
– взаємної індукції – 294
– самоіндукції – 292
– переносу – 140

Навчальне видання

Палехін Вячеслав Петрович

КУРС ФІЗИКИ

Підручник

Коректор *О. В. Гавриленко*
Комп'ютерне верстання *М. В. Правик*
Макет обкладинки *І. М. Дончик*

Формат 60x84/16. Ум. друк. арк. 23,9. Тираж 500 пр. Зам. № 3113.

61022, Харків, майдан Свободи, 4
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Видавництво ХНУ імені В. Н. Каразіна

Надруковано з готових оригінал-макетів у друкарні ФОП Азамасв В.Р
Єдиний державний реєстр юридичних осіб та фізичних осіб-підприємців.
Запис № 24800170000026884 від 25.11.1998.
Свідectво про внесення суб'єкта видавничої справи до державного реєстру
видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції.

Серія ХК № 135 від 23.02.05р.

м. Харків, вул. Познанська 6, к.84 тел. (057) 362-01-52
e-mail:bookfabrik@rambler.ru