

МІНІАТЮРНІ ХВИЛЕВОДНІ ЕЛЕМЕНТИ 3-САНТИМЕТРОВОГО ДІАПАЗОНУ

Є. Д. Ананьїн, В. М. Конопля, Ю. М. Фесенко,
В. П. Шейко

Розвиток радіотехніки і створення малогабаритних генераторів НВЧ висунуло на порядок денний питання про мініатюризацію трактів для каналізації енергії. Сьогодні відомі різні шляхи вирішення цієї проблеми: коаксіальні кабелі малого діаметра, смужкові лінії, хвилеводи складної форми («П» або «Н» хвилеводи), малогабаритні прямокутні хвилеводи з діелектричним заповненням [1, 2] та діелектричні хвилеводи.

Більшість названих ліній передач добре досліджені, за винятком хвилеводів із діелектричним заповненням, які розглядаються в цій роботі.

Для основного типу хвилі TE_{10} критична довжина хвилі для прямокутного хвилеводу, повністю заповненого ізотропним діелектриком, дорівнюватиме $\lambda_{кр} = 2a\sqrt{\epsilon}$, де a — ширина хвилеводу.

Використання діелектрика з великим значенням ϵ дає можливість значно зменшити перерізні розміри хвилеводу.

У роботі розглядається стандартний хвилевод із перерізними розмірами $7,2 \times 3,4$ мм, заповнений виготовленим авторами діелектриком із заданою діелектричною проникністю, рівною 14 та $\operatorname{tg} \delta = 3 \cdot 10^{-4}$. На середній частоті діапазону хвиль 10 Гц параметри цього хвилеводного тракту такі: критична довжина хвилі 53,5 мм, довжина хвилі у хвилеводі 9,6 мм, характеристичний опір 93,5 ом, сумарні втрати енергії 2,25 дБ/м.

На основі описаного хвилеводу розроблено, виготовлено і досліджено комплект хвилеводних елементів та вимірювальних пристроїв, які працюють у 3-сантиметровому діапазоні хвиль.

Комплект хвилеводних деталей складається з відрізків хвилеводів, вигинів у площині E та H , скрученого хвилевода, погодженого навантаження, спрямованих відгалужень, замикального поршня, детекторної секції та змінюваного атенюатора. Нижче описано ці елементи.

Погоджене навантаження розроблено в кількох варіантах: у вигляді хвилеводів довжиною 30, 50, 60 та 70 мм з різними поглинальними матеріалами (маса М-3, графітний порошок, графіт кристалічний, триацетатна плівка з наповнювачем із карбонільного заліза). Виміряно КСХ різних форм навантажень: клин уздовж широкої стінки хвилеводу — 1,15, клин по центру хвилеводу — 1,13, пластина по центру хвилеводу — 1,16.

Основна увага у виконанні навантажень приділялася виготовленню двох клинів, одного — з твердого діелектрика, що за-

повнював тракт, другого — з поглинального матеріалу. З'єднані, вони утворюють платівку розмірами $7,2 \times 3,4$ мм. Ця платівка ставиться у хвилевод. Слід вказати, що виміряні значення КСХ навантажень входять у власний КСХ сконструйованої для даного тракту вимірювальної лінії. Як видно з одержаних даних, є можливість створити високоякісні мініатюрні погоджені навантаження з КСХ 1,1. Основна трудність створення спеціального поглинача, який має діелектричну проникність, близьку до діелектричної проникності наповнювача хвилеводного тракту. У цьому випадку вдається зменшити відбивання від межі поділу діелектрик — поглинач.

Короткозамикальний поршень потрібен для одержання у кожній точці хвилеводу різних значень реактивності. Виконати такий прилад у незаповненому хвилеводі не складно, але під час заповнювання хвилеводу твердим діелектриком з'являються конструктивні труднощі.

У випадку повного прилягання металевої поверхні короткозамикача до торця діелектрика, у тракті досягається коефіцієнт відбивання близький до одиниці. Коли поршень пересувається вздовж хвилеводу, з'являється зазор між краєм діелектрика і поршнем, через що утворюється відрізок позамежного хвилеводу, який має великі втрати енергії, що сильно зменшує загальний коефіцієнт відбивання.

Розроблено секцію змінюваної реактивності у вигляді відрізка хвилеводу, закороченого на кінці, уздовж осі якого всередині циліндричної порожнини в діелектрику пересувається провідний штир діаметром 2 мм.

Поршень зв'язано з мікрометричним гвинтом, який дає можливість фіксувати поздовжні переміщення з точністю $\pm 0,05$ мм.

Проведені дослідження показали, що подібний реактивний поршень дозволяє змінювати фазу стоячих хвиль у тракті на 360° за коефіцієнта відбивання $0,95 \div 0,97$. При переміщенні штока у межах півхвилі відзначено високу лінійність змін фаз відбиваного сигналу від положення поршня.

Розроблено детекторну секцію двох видів: настроювану і не-настроювану.

Конструктивно детекторна секція має вигляд відрізка хвилеводу з діелектриком, зв'язаного з коаксіальною лінією, в яку вставлено стандартний детектор. Короткозамикальну пластину ненастроюваної секції встановлено на відстані $\frac{3}{4}\lambda_b$ від центрального провідника коаксіальної лінії. При цьому виконується умова найменшого КСХ детекторної секції та найбільшої її чутливості.

Для з'єднання детекторної секції з індикатором передбачено екранований коаксіальний вихід. У настроюваній детекторній секції короткозамикальну пластину встановлено також на від-

стані $\frac{3}{4} \lambda_v$ від детектора для максимальної довжини хвилі діапазону. По центру короткозамикальної пластини всередину хвилеводу з діелектриком ходить шток (аналогічний до рухливого поршня) на глибину до 2 мм, що відстроює детекторну секцію на максимальну чутливість у необхідному діапазоні хвиль.

Експериментальні дослідження детекторної секції дали значення КСХ порядку 1,3 (в діапазоні частот — 8,8–11 Гц) і чутливість 6 мкА/мкВ при використуванні серійного детектора типу ДКС-7.

Одержані дані близькі до паспортних характеристик серійних детекторних головок 3-сантиметрового діапазону.

Спрямоване відгалуження виконано з багатоотвірним зв'язком уздовж широкої стінки хвилеводу, аналогічне відгалуженню з комплекту ЭО-5 8-міліметрового діапазону. Діаметр отворів зв'язку, розташованих у два ряди, можна варіювати залежно від перехідного послаблення від 2,2 мм для 10 дБ до 1,2 мм для 30 дБ.

Відстань між отворами уздовж хвилеводу дорівнює чверті довжини хвилі в хвилеводі з діелектриком, тобто 2,4 мм для 10 Гц. У вторинне плече вмонтовано погоджене навантаження з поглинальним матеріалом М-3. Для зменшення перехідного послаблення товщину стінки між хвилеводами зменшено до 0,5 мм.

Результати випробувань направлених відгалужень показано на рис. 1.

Тут під номером I — відгалуження з перехідним послабленням 10 дБ, II — 30 дБ.

Змінюваний атенюатор ножового типу також виконано на основі хвилеводу, заповненого діелектриком. Уздовж широкої стінки хвилеводу всередині діелектрика прорізано щілину шириною 0,45 мм, глибиною 3,2 мм, в яку входить поглинач з карбонільного заліза на триацетатній плівці.

Вимірювання згасання атенюатора виконано методом замі-

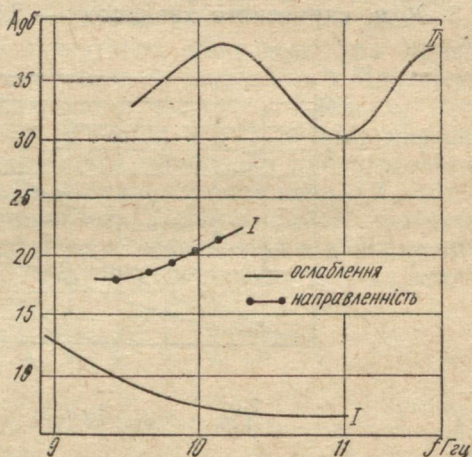


Рис. 1.

щення за еталонним поляризаційним атенюатором із хибкою $\pm 0,3$ дб.

Графіки градуїрованих кривих атенюатора для трьох значень частот наведено на рис. 2. Початкове згасання атенюатора менше за 0,6 дб., а КСХ не більше за 1,1.

Характеристики розробленого атенюатора близькі до параметрів стандартного атенюатора 8-міліметрового діапазону Д5-15.

Втрати енергії відрізків хвильоводів, хвильоводних вигинів — 2,3 дб/м, скрученого хвильоводу — 2,5 дб/м. Втрати енергії та

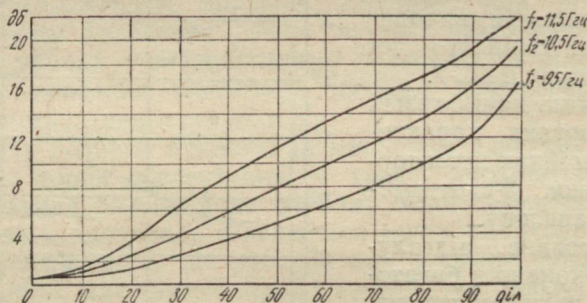


Рис. 2.

КСХ хвильоводного тракту при з'єднанні декількох хвильоводів збільшується мало.

З теоретичних розрахунків та експериментальних досліджень можна зробити висновок, що хвильоводи, заповнені діелектриком із великим ϵ та малими втратами, перспективні з точки зору використання для мініатюризації трактів НВЧ. Зменшуються перерізні та поздовжні розміри елементів тракту і їх вага. Якщо мати на увазі скорочення хвильоводних елементів за рахунок зменшення λ_v , то втрати цих елементів будуть лише в 3—4 рази більші, ніж у хвильоводів із повітряним заповненням. Характеристики розроблених хвильоводних елементів близькі до параметрів подібних елементів 8-міліметрового діапазону.

ЛІТЕРАТУРА

1. Е. Д. Ананьев, В. Н. Конопля, В. А. Переяславец, Ю. М. Фесенко, В. П. Шейко. «Радиотехника». Республиканский межведомственный научно-технический сборник. Изд-во ХГУ, 1971, вып. 19, 166—168.

2. Е. Д. Ананьин, В. Н. Конопля, Ю. М. Фесенко, В. П. Шейко. Вісник ХДУ, № 80, «Радіофізика та електроніка», вип. 1. Вид-во ХДУ, Харків, 1972.

РОЗГЛЯД МЕХАНІЗМУ ВИНИКНЕННЯ СТАЛОЇ СКЛАДОВОЇ СТРУМУ ВЧ-РОЗРЯДУ НА ОСНОВІ ТЕОРІЇ «СЕРЕДНЬОГО ЕЛЕКТРОНА»

В. М. Костін, І. А. Вязьмітинов

Раніше нами [1] експериментально досліджено умови існування сталої складової струму $I_{\perp}$ ВЧ-розряду ($\nu \sim 32 \text{ МГц}$) в аргоні ($p \sim 3 \cdot 10^{-2} \div 40 \text{ тор}$) між коаксіальними циліндричними електродами ($R/r_0 = 360$, $l = 286 \text{ мм}$).

Найбільш цікавою була присутність максимуму на кривій $I_{\perp}(p)$ і зміна напрямку $I_{\perp}$ за певних тисків газу. Максимум спостерігався за тиску, відповідного частоті зіткнень ν_3 , приблизно рівній круговій частоті ВЧ-поля ω [2]. З боку низьких тисків, до максимуму спостерігалася приблизно пропорційна залежність $I_{\perp}$ від p , після максимуму залежність $I_{\perp}$ від p ставала обернено пропорційною. У даній роботі запропоновано пояснення залежності $I_{\perp}(p)$, починаючи з низьких тисків до тисків, які відповідають зміні напрямку $I_{\perp}$, на основі теорії «середнього електрона».

Рівняння руху електрона у ВЧ-полі

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \vec{E}_r \exp i\omega t - m \vec{v} \nu_3, \quad (1)$$

де m , e , $\vec{v}$ — маса, заряд і швидкість електрона; $\vec{E}_r$ — амплітуда напруженості ВЧ-поля на відстані r від осі коаксіальної циліндричної системи електродів. Враховуючи аксіальну симетрію системи і експоненціальне згасання з часом вирішення відповідного однорідного рівняння, розв'язок рівняння (1) одержимо у вигляді

$$v_r^* = -\frac{e}{m} \frac{E_r}{\nu_3 + i\omega} \exp i\omega t. \quad (2)$$

Перехід до дійсних величин дає

$$v_r = -\frac{e}{m} E_r \frac{\nu_3 \cos \omega t + \omega \sin \omega t}{\nu_3^2 + \omega^2}. \quad (3)$$

Розглянемо окремо випадки низьких ($\nu_3 \ll \omega$) і високих ($\nu_3 \gg \omega$) тисків.

У першому випадку спрощення виразу (3) при збереженні членів першого порядку малості відносно ν_3/ω дає

$$v_r \approx -\frac{e}{m\omega} E_r \left(\frac{\nu_3}{\omega} \cos \omega t + \sin \omega t \right). \quad (4)$$

Зберігати в рішенні члени порядку v_3/ω при низьких тисках необхідно тому, що у протилежному випадку із рішення зникне залежність від роду газу. Усереднюючи за позитивним півперіодом ВЧ-поля, одержуємо

$$\bar{v}_r \approx -\frac{2ev_3}{m\pi\omega^2} E_r. \quad (5)$$

Оскільки $v_3 \sim p$, то $\bar{v}_r \sim pE_r$.

У другому випадку ($v_3 \gg \omega$), при спрощенні виразу (3), можна нехтувати також і членами першого порядку малості відносно ω/v_3 , що дає

$$v_r \approx -\frac{e}{mv_3} E_r \cos \omega t. \quad (6)$$

Після усереднення за півперіодом ВЧ-поля маємо

$$\bar{v}_r \approx -\frac{2e}{m\pi v_3} E_r. \quad (7)$$

Тобто за високих тисків $\bar{v}_r \sim E_r/p$.

Таким чином, виходить, що струм I_+ являє собою усереднену за періодом поля різницю струмів, зумовлених середньою швидкістю v_r . Оскільки напруженість поля поблизу внутрішнього циліндра набагато більша, ніж напруженість поля поблизу зовнішнього, то очевидно, що середній потік електронів за повний період буде спрямований до центрального провідника, що й зумовлює виникнення I_+ , спрямованого у зовнішньому колі від зовнішнього циліндра до внутрішнього. Отже, із виразів (5) і (7) можна зробити висновок, що за низьких тисків $I_+ \sim pE_0$, а за високих — $I_+ \sim E_0/p$, де E_0 — різниця амплітуд напруженостей ВЧ-поля поблизу внутрішнього і зовнішнього циліндрів. Обидві ці формули добре погоджуються з експериментальними даними [1]. Крім того, друга із них збігається з емпіричною формулою $I_+ = kE/p$ [3], де k — коефіцієнт, залежний від роду газу.

Під час зміни напрямку I_+ дуже змінюється картина поля у розрядному проміжку за рахунок виникнення локалізованого радіального розряду, і застосування наведеного вище розгляду для пояснення експериментальних кривих неможливе.

ЛІТЕРАТУРА

1. Г. И. А. Вязьмитинов, В. Н. Костин. Труды конференций по электронной технике, 1970, Газоразрядные приборы, вып. 2 (18), 88.
2. А. Мак-Доналд. Сверхвысокочастотный пробой в газах. «Мир», М., 1969.
3. К. Митани. «Проблемы современной физики». 1957, № 5, 115, 119, 123.

ПРО ДИФУЗІЙНИЙ МЕХАНІЗМ ВИНИКНЕННЯ СТАЛОЇ СКЛАДОВОЇ СТРУМУ НВЧ-РОЗРЯДУ

І. А. Вязьмітинов, В. М. Костін, С. С. Вязьмітинова

Зараз у літературі є дві точки зору на механізм виникнення сталої складової струму $I = \text{НВЧ-розряду}$. Одні автори вважають, що виникнення $I =$ зумовлене дифузією електронів [1] у розрядному проміжку, інші — різницею падіння напруги у приелектродних шарах [2]. У даній роботі описано один із методів перевірки правильності дифузійних уявлень.

Основне рівняння дифузійної теорії має вигляд

$$\Delta\psi + \zeta E^2 \psi = 0, \quad (1)$$

де ψ — дифузійний потенціал, ζ — коефіцієнт НВЧ-іонізації, E — напруженість електричного поля. Для коаксіального розрядного проміжку в режимі, коли нема відбиття електромагнітних хвиль, це рівняння можна записати так:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \zeta E^2 \psi = 0. \quad (2)$$

У неоднорідних полях можна вважати

$$\zeta = \left(\frac{k}{E_0} \right)^2 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\beta-2},$$

де k і β — константи, а E_0 — напруженість електричного поля на поверхні внутрішнього циліндра. Оскільки, $\psi = Dn$, де n — концентрація електронів, а D — коефіцієнт дифузії, то граничними умовами природно вважати $\psi(r_0) = \psi(R) = 0$, де r_0 і R — радіуси внутрішнього і зовнішнього циліндрів.

За допомогою заміни

$$\rho = \frac{2kr_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{\frac{\beta-2}{2}}}{\beta-2}$$

рівняння (2) приводиться до рівняння Бесселя нульового індексу від дійсного аргументу, і його рішення можна записати у вигляді

$$\psi = AJ_0(\rho) + BN_0(\rho). \quad (3)$$

Використання названих граничних умов дає

$$\frac{J_0 \left(\frac{2kr_0}{\beta-2} \right)}{N_0 \left(\frac{2kr_0}{\beta-2} \right)} = \frac{J_0 \left[\frac{2kr_0}{\beta-2} \left(\frac{r_0}{R} \right)^{\frac{\beta-2}{2}} \right]}{N_0 \left[\frac{2kr_0}{\beta-2} \left(\frac{r_0}{R} \right)^{\frac{\beta-2}{2}} \right]} = - \frac{B}{A}. \quad (4)$$

Рівняння (4) здійснює зв'язок між β і k в умовах НВЧ-пробу, а також дає можливість визначити відношення B/A . Константу β можна відшукати, використавши залежність $\zeta(E/p)$ [3]. Для однозначного визначення ψ треба знати ще одну з констант інтегрування.

Оскільки $-\Delta\psi$ — щільність дифузійного потоку електронів, вираз для $I_{\perp}$ можна записати у вигляді

$$I_{\perp} = -2\pi l e (r_0 \nabla\psi|_{r_0} + R \nabla\psi|_R), \quad (5)$$

де l і e — довжина розрядного проміжку і заряд електрона. $I_{\perp}$ можна виміряти експериментально і таким чином визначити A , чим буде цілком визначено дифузійний потенціал.

Із викладеного ясно, що вимірювання $I_{\perp}$ дає можливість визначити $\psi(r)$. Отже, розрахувавши $D(r)$, можна визначити розподіл електронної концентрації по радіусу розрядного проміжку. Такий розрахунок виконується просто для газів, у яких середня частота зіткнень дещо залежить від енергії електронів (He, H₂) [3].

Нами [4] та іншими авторами експериментально спостерігалася зміна напрямку $I_{\perp}$. Це явище досі не має чіткого пояснення.

Із рівняння (5) випливає, що умовою зміни напрямку I слід вважати

$$r_0 \nabla\psi|_{r_0} + R \nabla\psi|_R \leq 0.$$

$I_{\perp}$ буде змінювати напрямок, якщо виконується умова

$$\frac{\nabla\psi|_{r_0}}{\nabla\psi|_R} \leq -\frac{R}{r_0}. \quad (6)$$

Коли ліва частина виразу (6) дорівнюватиме правій, струму $I_{\perp}$ не буде. Цього слід чекати у симетричних розрядних проміжках (два паралельні циліндри однакових радіусів).

З викладеного можна зробити висновок, що визначення $n(r)$ за пропонованим методом і порівняння результату з даними зондових вимірювань дасть можливість відповісти на питання про правильність дифузійних уявлень щодо $I_{\perp}$. Якщо останнє ствердиться, то розроблений метод можна буде використовувати для визначення $n(r)$ за допомогою вимірювання $I_{\perp}$, тобто не вводячи у плазму зондів.

Використання виразу (6) може певною мірою бути критерієм перевірки дифузійної точки зору, але тут треба бути обережним, тому що у симетричних розрядних проміжках, згідно з теорією приелектродних шарів, різниця падіння напруги у приелектродних шарах дорівнює нулю. Тобто дифузійна теорія і теорія приелектродних шарів для таких розрядних проміжків передбачають однакові результати експериментів.

ЛІТЕРАТУРА

1. К. Митани. «Проблемы современной физики», 1957, № 5, 115, 119, 123.
2. В. А. Годяк, А. А. Кузовников. Доклад на межвузовской конференции по химии и физике низкотемпературной плазмы. М., 1967.
3. А. Мак-Доналд. Сверхвысокочастотный пробой в газах. «Мир», М., 1969.
4. И. А. Вязьмитинов, В. Н. Костин. Труды конференций по электронной технике, 1970, Газоразрядные приборы, вып. 2 (18), 88.

РОЗРАХУНОК ВОЛЬТ-АМПЕРНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ ЗА ВИСОКИХ ТИСКІВ ГАЗУ

В. М. Ткаченко, В. Б. Тютюнник

З існуючих теорій розряду з порожнистим катодом [1] найбільш раціональною, на наш погляд є теорія, запропонована Хірквістом [2]. Хірквіст вдало використав рівняння балансу енергії в порожнині катода і одержав просту і наочну формулу для вольт-амперної характеристики розряду. Однак одержана ним лінійна залежність між напругою горіння і струмом, як правило, експериментально не спостерігається. Неточність його розрахунків, на нашу думку, полягає в тому, що він вважав густину струму позитивних іонів в області катодного падіння потенціалу сталою, тоді як із експериментально спостережуваної для цієї області лінійної залежності електричного поля від координати [3—4] випливає сталість густини об'ємного заряду позитивних іонів.

Розрахуємо вольт-амперну характеристику розряду з порожнистим катодом за умови сталості густини об'ємного заряду позитивних іонів на всьому перерізі катодної порожнини, утвореної двома паралельними пластинами. Правомірність використання цієї умови випливає із зондових вимірів концентрації плазми на перерізі катодної порожнини. Поле в області катодного падіння зумовлене рівнянням Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

інтегрування якого за граничних умов $x = d_k$; $E = 0$, $U = U_k$ дає розподіл поля

$$E = \frac{\rho}{\epsilon_0} (x - d_k) \quad (2)$$

і потенціалу

$$U = U_k - \frac{\rho}{2\epsilon_0} (x - d_k)^2. \quad (3)$$

Тут d_k — ширина області катодного падіння, ρ — густина об'ємного заряду позитивних іонів (об'ємним зарядом електронів у цій області можна знехтувати), U_k — катодне падіння потенціалу.

Вираз (3) за $x=0$ дозволяє знайти d_k у функції U_k та ρ

$$d_k = \left(\frac{2\varepsilon_0 U_k}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Тепер, використовуючи формулу (4), можемо знайти абсолютну величину поля на катоді E_k

$$E_k = \left(\frac{2\rho U_k}{\varepsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Густина розрядного струму на катоді i дорівнює сумі електронного i_{ek} та іонного струмів i_{ik} : $i = i_{ek} + i_{ik}$, причому $i_{ek} = \gamma i_{ik}$, де γ — коефіцієнт усіх вторинних процесів на поверхні катода, які ведуть до емісії електронів. Тоді $i = (1 + \gamma)i_{ik}$; вважаючи, що струм позитивних іонів у катодному просторі зумовлений їх рухомістю b_i , маємо

$$I = (1 + \gamma) \rho b_i E_k S, \quad (6)$$

де I — струм розряду, S — площа поверхні катода.

Підставляючи в рівняння (6) вираз поля на катоді з рівняння (5), маємо:

$$I = (1 + \gamma) b_i S \rho^{3/2} \left(\frac{2U_k}{\varepsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Для розрахунку ρ використаємо рівняння балансу енергії [2], вважаючи, що вся енергія електронів, прискорених у катодному просторі, виділяється в плазмі негативного свічення, а всі іони з плазми потрапляють на катод:

$$I_e U_k = \alpha n^2 e U_i A + I_i U_i + \frac{2kT_e}{e} I + \delta I_e U_k. \quad (8)$$

Тут α — коефіцієнт рекомбінації, n — концентрація заряджених часток у плазмі, T_e — температура електронів, U_i — потенціал іонізації, A — об'єм плазми, δ — коефіцієнт витрачання енергії на випромінювання. Ліва частина рівняння (8) дає енергію, яка вноситься в плазму, права — втрати енергії за рахунок рекомбінації, руху іонів і електронів на катод і анод відповідно та на випромінювання.

Спільне вирішення рівнянь (7) і (8) дає нам таку формулу для вольт-амперної характеристики розряду з порожнистим катодом

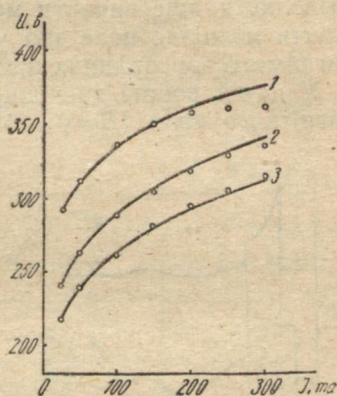
$$(U_k - U_0)^3 U_k^2 = \kappa I, \quad (9)$$

де

$$U_0 = \frac{eU_i + 2kT_e(1 + \gamma)}{e\gamma(1 - \delta)}; \quad \alpha = \frac{\alpha^3 U_i^3 A^3 \epsilon_0^2}{4b_i^4 S^4 e^3 \gamma^3 (1 - \delta)^3}.$$

Експериментальну перевірку одержаної формули проведено в розряді з циліндричним порожнистим катодом діаметром 30 мм (конструкцію розрядної трубки описано в роботі [5]). Під час розряду в аргоні, починаючи з тиску в декілька десятих часток тор, d_k стає меншим за 1 мм, отже, еквіпотенціальну поверхню плазми можна вважати паралельною поверхні катода і розглядати поле в катодному просторі, як у плоскій системі. За двома першими точками експериментальної характеристики обчислюємо U_0 та α і розраховуємо характеристику для більших значень струму і напруги. Одержані таким чином вольт-амперні характеристики наведено на рисунку. Як і слід чекати, зі зростанням тиску розрахунок краще відповідає експериментові. Проте за тисків, вищих ніж 1 тор, площа поверхні катода, яка бере участь у розряді, починає залежати від струму розряду і вольт-амперна характеристика не може бути описана виведеною формулою.

Можна зробити висновок, що, незважаючи на приблизність використаних співвідношень, такий підхід до розрахунку вольт-амперної характеристики розряду з порожнистим катодом, певно, виправданий. Одержана формула правильно відображає закон зміни напруги в функції струму розряду з циліндричним порожнистим катодом за незначної ширини області катодного падіння потенціалу.



Вольт-амперні характеристики розряду з циліндричним порожнистим катодом. Лінія — розрахована характеристика, кола — експериментальні точки: 1 — тиск аргону 0,4 тор, 2 — 0,6 тор, 3 — 1 тор.

ЛІТЕРАТУРА

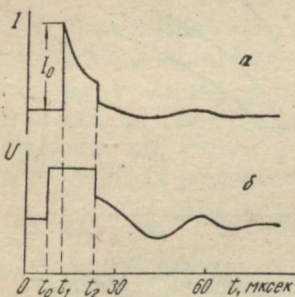
1. Б. И. Москалев. Разряд с полым катодом. «Энергия», М., 1969.
2. K. G. Herngvist. RCA Rev., 1958, 19, 35.
3. P. F. Little, A. Engel. Proc. Roy. Soc., 1954, A 224, 209.
4. A. L. Ward. J. Appl. Phys., 1958, 112, 1852.
5. В. М. Ткаченко, В. Б. Тютюнник. ЖТФ, 1972, 42, 67.

ПРО ВПЛИВ ОДНОРІДНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ІМПУЛЬСНИЙ РОЗРЯД НА ПОЧАТКОВИХ СТАДІЯХ У ДОВГИХ ТРУБКАХ¹

В. В. Білоус

Дослідження взаємодії магнітного поля з газовим розрядом становить великий науковий і технічний інтерес, тому що воно дозволяє краще виявити механізм розряду, а також використовувати магнітне поле для управління характеристиками і параметрами газорозрядних приладів [1].

У даній роботі досліджено вплив однорідного поздовжнього магнітного поля ($B=0 \div 160$ гс) на розвиток імпульсного розряду ($U_0=11,5$ кВ) на початкових стадіях у довгих трубках з алюмінієвими електродами ($d=38$ см) за низьких тисків повітря ($p=1,8 \times 10^{-2} \div 4,8 \cdot 10^{-2}$ тор).



Виявилося, що відносно слабке магнітне поле істотно впливає на параметри розряду. У табл. 1 показано вплив B на величину часу запізнення t_3 [2] помітного зростання струму під час пробою ($I_1 \sim 10$ ка) відносно напруги. При збільшенні B від 0 до 160 гс спостерігалось монотонне зменшення t_3 ,

бо при цьому зменшувалась напруга запалювання пробою U_3 (табл. 2), а отже, і перенапруга $\frac{U-U_3}{U_3}$ [2, 3]. Аналогічне зменшення t_3 внаслідок зростання перенапруги відбувалось при збільшенні p .

Раніше [3] було показано, що на початкових стадіях розвитку високовольтного імпульсного розряду (ВІР) ($U_0 \sim 7 \div 10$ кВ) у проміжок часу запізнення t_3 існує розрядний (передпробійний) струм.

У цій роботі для осцилографування малого передпробійного струму використовувався метод обриву розряду в робочій трубці на початковій стадії, до пробою, за допомогою «релейної» трубки [4].

На рисунку зображено осцилограми імпульсів розрядного струму (а) на початковій стадії ВІР для $p=3,2 \cdot 10^{-2}$ тор і напруги (б) у відсутності магнітного поля. Проміжок часу t_0-t_1 відповідає статистичному, або «холостому», часу t_x , після якого виникає початковий стрибок струму $I_0=2,8$ ма, а далі відбувається його зменшення аж до обриву розряду в момент t_2

¹ Роботу виконано під керівництвом доц. В. М. Костіна.

«релейною» трубою. Величина інтервалу $t_0 - t_2 = 15$ мксек зумовлювалася тиском у «релейній» трубці і була менше t_3 для всіх тисків (табл. 1).

Таблиця 1

p , тор	t_3 , мксек			
	$B = 0$	$B = 40$ зс	$B = 80$ зс	$B = 160$ зс
$1,8 \cdot 10^{-2}$	600	180	80	60
$3,2 \cdot 10^{-2}$	370	70	30	25
$4,8 \cdot 10^{-2}$	50	40	28	20

Таблиця 2

p , тор	U_3 , кв		
	$B = 0$	$B = 40$ зс	$B = 80$ зс
$1,8 \cdot 10^{-2}$	11	7,9	7
$3,2 \cdot 10^{-2}$	9,6	8,9	7,4
$4,8 \cdot 10^{-2}$	8,5	8,1	7,6

Наявність невеликого (порівняно з t_3) «холостого» часу пояснюється, мабуть, малою величиною післярозрядної емісії з катода і залишкових зарядів внаслідок роботи розрядної трубки в передпробійному режимі.

При накладанні магнітного поля величина t_x монотонно зменшувалася (табл. 3). Це відбувалося внаслідок фокусування магнітним полем початкових електронів і, отже, збільшенням ймовірності їх використання при розвитку розряду.

Таблиця 3

p , тор	t_x , мксек				
	$B = 0$	$B = 40$ зс	$B = 80$ зс	$B = 120$ зс	$B = 160$ зс
$1,8 \cdot 10^{-2}$	10	8,8	5,6	3	0
$3,2 \cdot 10^{-2}$	5	3,5	1,5	0	0
$4,8 \cdot 10^{-2}$	2	1	0	0	0

При зміні тиску і величини магнітного поля змінювалася амплітуда I_0 початкового стрибка струму (табл. 4) і форма імпульсу струму на початковій стадії розряду.

Зі збільшенням p за відсутності магнітного поля амплітуда струму I_0 збільшувалася, імпульс зсувався до початку розгортки внаслідок зменшення t_x , крутість спаду струму після початкового стрибка до кінця імпульсу зменшувалася, а при

Таблиця 4

$p, \text{ тор}$	$I_0, \text{ ма}$				
	$B = 0$	$B = 40 \text{ гс}$	$B = 80 \text{ гс}$	$B = 120 \text{ гс}$	$B = 160 \text{ гс}$
$1,8 \cdot 10^{-2}$	2,5	2,7	3,2	3,7	4,2
$3,2 \cdot 10^{-2}$	2,8	2,4	1,9	1,5	1,4
$4,8 \cdot 10^{-2}$	3,2	3,1	2,9	2,6	2,3

$p=4,8 \cdot 10^{-2}$ тор за спадом струму був підйом, який свідчив про початок переходу до пробою.

Накладення магнітного поля $B=160 \text{ гс}$ при $p=1,8 \cdot 10^{-2}$ тор також викликало зменшення t_x і збільшення I_0 . При $p=3,2 \cdot 10^{-2}$ тор накладення магнітного поля приводило до зменшення I_0 . Після стрибка був незначний спад струму, а далі пологая частина імпульсу. При $p=4,8 \cdot 10^{-2}$ тор накладення магнітного поля також викликало зменшення I_0 . При цьому після початкового стрибка спаду струму практично не було, і він одразу зростав далі, що свідчило про початок розвитку пробою.

Зменшення I_0 під впливом магнітного поля при $p=3,2 \cdot 10^{-2}$ і $p=4,8 \cdot 10^{-2}$ тор можна пояснити так. У роботі [5] було показано, що з дотриманням певних кінетичних умов за наявності магнітного поля коефіцієнт іонізації стає меншим, ніж за відсутності поля, і зменшується при збільшенні поля. Це викликає зменшення кількості електронів та іонів у лавинах і зменшення амплітуди струму I_0 . За малих p ($p \sim 1,8 \cdot 10^{-2}$ тор) цього явища немає.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. М. Сорокина, В. Н. Костин, А. С. Гориленко. «Радиотехника», 1969, вып. 11, 119.
2. В. Н. Костин, Н. И. Винокуров, В. В. Белоус. ЖТФ, 1967, XXXVII, вып. 5, 874.
3. В. В. Белоус, В. Н. Костин. «Изв. вузов, Физика», 1970, № 8, 128.
4. Н. И. Винокуров, В. Н. Костин. «Электронная техника», сер. 3. Газоразрядные приборы, 1969, № 3 (15), 25.
5. H. Blevin a. S. Haydon. Austral. J. Phys., 1958, 11, № 1, 18.

ВИВЧЕННЯ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ МЕТОДОМ ЗОВНІШНЬОГО ВИСОКОЧАСТОТНОГО ЗОНДА

К. І. Кононенко, Н. П. Хлапова

За допомогою зовнішнього високочастотного зонда (ЗВЧ зонда) вивчалися детекторні властивості газового розряду в діапазоні частот $(1 \div 30) 10^6 \text{ гц}$. Метод ЗВЧ зонда вперше

було описано в [1], де він застосовувався для вивчення детекторних властивостей газового розряду в діапазоні низьких частот до 20 кгц.

Розряд створювався в циліндричній трубці ($\varnothing=3$ см; $l=20$ см), наповнений Ag з тиском $P=2$ мм рт. ст. Детекторний струм вимірювався за допомогою компенсаційної схеми з точністю 0,5 мка.

Експериментально було одержано залежності детекторного струму у вказаному діапазоні частот від координати, амплітуди, потужності і частоти в області ТФП.

Як було показано [1], детекторна характеристика області ТФП описується формулою

$$\Delta I = I_0 (e^{\mu W} - 1) \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{x}{x_0}, \quad (1)$$

де μ — характеристична константа газорозрядного детектора:

$$\mu = \frac{2eU_0\kappa}{kTW_0\sqrt{1+\lambda^2W}} = \frac{\mu_0}{\sqrt{1+\lambda^2W}};$$

I_0 — розрядний струм; x — біжуча координата в області ТФП; κ — коефіцієнт поглинання; W — ВЧ потужність; $W=I_0U_0$; U_0 — різниця потенціалів між електродами лампи; λ — константа, що визначається властивостями газорозрядного детектора; x_0 — напівширина області ТФП.

Опромінюючи за допомогою ЗВЧ зонда різні ділянки ТФП і вимірюючи при цьому ΔI , одержали координатну залежність детекторного струму в найбільш чутливому місці розряду — ТФП. Експериментальні точки добре вміщуються на теоретичну криву, що описується формулою (1). Виміри координатної залежності ΔI в ТФП в діапазоні досліджених частот ($1\div 30$) 10^6 гц збігаються з наслідками, одержаними в діапазоні низьких частот до 20 кгц [1] та в діапазоні надвисоких частот 2750 мгц [2], і тому в роботі не наводяться.

Цей збіг свідчить про те, що характер координатної залежності визначається властивостями газового розряду в області ТФП і не залежить від частоти.

На рисунку представлено залежність ΔI в центрі ТФП від амплітуди U височастотних коливань. При опроміненні

ТФП в області максимуму $\Delta I \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{x}{x_0} = 1$; і формула (1) буде мати вигляд

$$\Delta I = I_0 (e^{\mu W} - 1),$$

де

$$\mu = \frac{\mu_0}{\sqrt{1+\lambda^2W}}.$$

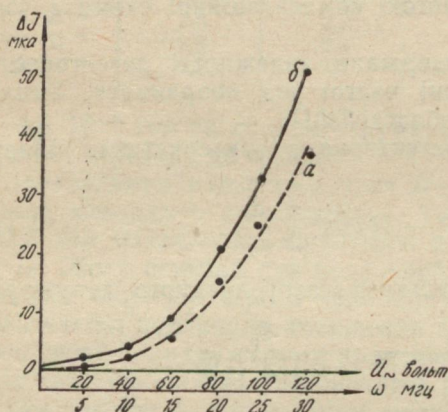
Величини μ_0 і λ визначені експериментально і дорівнюють $\mu_0 = 1,9 \cdot 10^{-5}$; $\lambda = 1 \cdot 10^{-2}$.

Розрахункова крива, одержана на основі формули (1) з урахуванням того, що $W \sim U^2$, зображена на рисунку пунктирною

лінією. Як видно з рисунка, експериментальні точки досить добре накладаються на розрахункову криву.

На рисунку наведено частотну залежність детекторного струму в діапазоні частот, що досліджуються $(1 \div 30) \cdot 10^6$ гц. Ця залежність являє собою частину резонансної кривої, про що говорить різке зростання детекторного струму зі збільшенням частоти від $2 \cdot 10^7$ гц до $3 \cdot 10^7$ гц.

Виконані дослідження свідчать про те, що ЗВЧ зонд є ефективним засо-



Залежність детекторного струму ΔI в центрі ТФП від амплітуди ВЧ-коливань (а) і від частоти (б).

бом вивчення деяких характеристик газового розряду.

ЛІТЕРАТУРА

І. К. И. Кононенко, В. И. Мисевра. «Радиотехника», вып. 11. Изд-во ХГУ, Харьков, 1969.

2. J. Burton, J. Udelson, J. Appl. Phys. 1957, 28, 380.

ВПЛИВ РУХЛИВОСТІ ТА ФОРМИ НАПРУГИ НА МАКСИМАЛЬНУ ЧАСТОТУ ГЕНЕРАЦІЇ ДІОДІВ ГАННА

Е. Д. Прохоров, М. І. Білецький, А. В. Дядченко

Частотні властивості діодів на основі ефекту Ганна зумовлюють можливості використання їх в короткохвильовій частині сантиметрового та міліметрового діапазонів довжин хвиль. Частотні властивості діодів Ганна визначаються інерційністю перерозподілу електронів між підзонами провідності арсеніду галію протягом високочастотного періоду. Частотні властивості діодів Ганна особливо залежать від параметрів матеріалу, зокрема, рухливості в слабому полі та форми сигналу напруженості електричного поля, діючого на діоді. Відомі дослідження частотних властивостей діодів Ганна стосувалися $\mu \sim 7000 \frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$

та виключно синусоїдальної форми напруженості електричного поля на діоді [1].

У даній роботі показано, яким чином рухливість електронів у першій підзоні провідності арсеніду галію та форма напруженості електричного поля впливають на максимальні частоти генерації діодів Ганна.

Нижче наводиться наближений аналіз к.к.д. генератора на діоді Ганна в діапазоні частот. Часові зміни концентрації електронів у діоді Ганна визначаються з рівняння неперервності для концентрації електронів

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{n_1}{\tau_1(E)} + \frac{n_2}{\tau_2(E)},$$

$$n_1 + n_2 = n_0, \quad (1)$$

де n_1 — концентрація електронів у центральній частині зони провідності, n_2 — концентрація електронів у бокових частинах, n_0 — загальна концентрація електронів, τ_2 — час релаксації електронів за концентрацією з бокових частин у центральну, який мало залежить від E і приблизно дорівнює $2 \cdot 10^{-12}$ сек. [2], $\tau_1(E)$ — час релаксації електронів із центральної частини в бокові, який особливо залежить від напруженості E (зі збільшенням E τ_1 швидко зменшується і при $E > 2 \div 3E_n$ $\tau_1 \ll \tau_2$).

Час τ_1 залежить від рухливості електронів у центральній частині — μ_1 та напруженості E . У наведеному розрахунку дійсна залежність $\tau_1(E)$ [2] була апроксимована виразом

$$\tau_1(E) = \tau_2 \frac{E_n}{A \frac{E^2}{E_n} + BE + CE_n}; \quad E > E_n, \quad (2)$$

де E_n — порогова напруженість електричного поля, $E_n = 1$ кв/см; A, B, C — коефіцієнти, які залежать від μ_1 та μ_2 — рухливості електронів у бокових частинах. Коефіцієнти A, B, C визначаються з конкретного виду залежності $\nu(E)$ для різних рухливостей ($\mu_2 \sim 100 \frac{\text{см}^2}{\text{в сек}}$ і мало залежить від μ_1).

Підставляючи рівняння (2) в (1), одержимо диференціальне рівняння виду

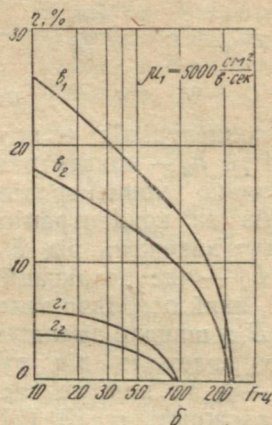
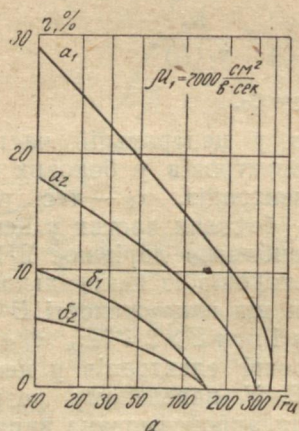
$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = - \frac{A \frac{E^2}{E_n} + BE + (C+1)E_n}{E_n \tau_2} n_1 + \frac{n_0}{\tau_2}. \quad (3)$$

Рівняння (3) може бути розв'язане чисельним методом для різних рухливостей (змінюються A, B, C) та різних форм напруженості електричного поля $E = E_0 + E_-$ (E_0 — стала складова, E_- — змінна складова електричного поля).

У результаті розв'язання рівняння (3) знаходиться залежність $n_1(t)$ у високочастотному періоді. Потім визначаються динамічні характеристики $v(E)$ відповідно з напругою

$$v(E) = \left[\frac{n_1}{n_0} (\mu_1 - \mu_2) + \mu_2 \right] E. \quad (4)$$

За динамічними характеристиками $v(E)$ не важко визначити сталу складову струму через діод та амплітуди першої, другої та інших гармонік. Потім визначається к.к.д. генератора та від'ємна провідність діода, яка вноситься в резонатор.



Залежність к.к.д. від μ_1 та форми напруги. Індекс 2 означає, що на діоді діє тільки перша гармоніка, 2 — перша та друга гармоніки; a, b — $E_0 = 10$ кв/см; δ, γ — $E_0 = 5$ кв/см.

Чисельні розрахунки к.к.д. та від'ємної провідності діода в діапазоні частот були проведені на ЕОМ «Промінь».

У розрахунках вважалося (дані наведені для кривих, показаних на рис. а, б): $\mu_1 \sim 5000 \frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$; $A=0,1$; $B=0,7$; $C=-1$; $\mu_1 \sim 7000 \frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$; $A=0,17$; $B=0,5$; $C=-1$. Форма напруги, діючої на діоді, містила в собі одну або дві гармоніки, тобто

$$E = E_0 + E_1 \cos \omega t,$$

або

$$E = E_0 + E_1 \left(\cos \omega t - \frac{1}{k} \cos 2\omega t \right), \quad (5)$$

де k — відношення амплітуд гармонік (у розрахунках $k=3$).

Результати розрахунків для рухливостей $5000 \frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$ та $7000 \frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$ і напруженостей E у вигляді (5) показані на рисунку, амплітуди змінних напруженостей електричного поля вибрані

такими, щоб результативна напруженість була меншою за порогову на $0,1 \text{ кв/см}$ при $E_n = 3 \text{ кв/см}$.

На підставі результатів чисельних розрахунків можна зробити такі висновки.

1. Збільшення рухливості μ викликає збільшення максимальної частоти генерації діодів (під такою частотою розуміється частота, на якій к. к. д. генераторів прямує до нуля) та збільшення к.к.д. генераторів на всіх робочих частотах (див. рисунок).

2. Присутня в напруженості електричного поля, діючого на діод, друга гармоніка збільшує к.к.д. генератора на всіх робочих частотах та при більших напруженостях сталого електричного поля ($\sim 10 \text{ кв/см}$) збільшує максимальну частоту генерації діодів Ганна.

3. Збільшення максимальної частоти генерації діодів Ганна при наявності другої гармоніки зумовлене збільшенням часу, протягом якого напруженість електричного поля на діоді близька до порогової. Це дає можливість перейти в першу підзону провідності більшому числу електронів і більшою мірою відновлювати початкову концентрацію електронів у центральній підзоні провідності.

4. Від'ємна провідність, яка вноситься діодом Ганна в резонатор (одноконтурний або багатоконтурний), зменшується зі збільшенням робочої частоти. З цього випливає, що зі збільшенням частоти для роботи генератора необхідні дедалі менші навантаження або більші опори навантаження, які вмикаються паралельно коливальному контуру з діодом Ганна. За фіксованої рухливості розширення діапазону робочих частот можливе за рахунок підвищення якості резонансної системи (збільшення добротності та зменшення опору втрат) і меншої її навантаженості.

ЛІТЕРАТУРА

1. W. R. Curtice, I. I. Purcell. IEEE Trans. Electron. devices, ED-17, 1970, 12, 1048.

2. E. M. Conwell, M. O. Vassell. IEEE Trans. Electron. devices, ED-13, 1966, 1, 22.

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕС УТВОРЕННЯ НЕГАТИВНОГО ДИФЕРЕНЦІЙНОГО ОПОРУ В ГЕРМАНІЄВИХ $m-p-m$ ТА p^+-p-p^+ СТРУКТУРАХ

М. О. Шеховцов, А. О. Мішньов

Відомо [1], що для будь-якої напівпровідникової структури, яка має вольт-амперну характеристику (ВАХ) S -типу, необхідною умовою утворення негативного диференційного опору

(НДО) є інжекція неосновних носіїв заряду в базу структури. Крім того, велика концентрація нерівноважних носіїв заряду за певних умов викликає велику магніточутливість струму структури [2—4]. Таким чином, вивчення впливу магнітного поля на ВАХ напівпровідникових структур дозволяє оцінити інжекційні властивості контактів і з'ясувати особливості утворення НДО на ВАХ структур.

У цій роботі експериментально досліджено вплив магнітного поля на ВАХ германієвих m - p - m та p^+ - p - p^+ структур.

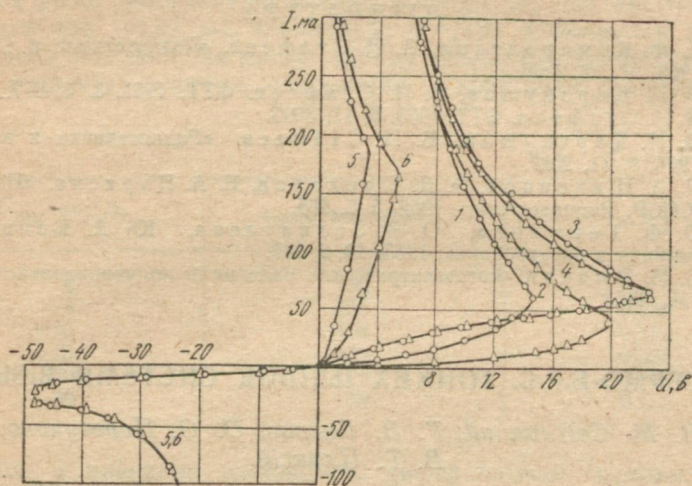
Експериментальні зразки виготовлялися на основі германію p -типу з малою густиною дислокацій ($N_d \leq 1 \cdot 10^1 \text{ см}^{-2}$) і питомим опором $5 \text{ ом} \cdot \text{см}$. Пластинки, вирізані паралельно площині (111), мали розмір $2 \times 10 \times 0,2 \text{ мм}^3$. Як матеріал для виготовлення m - p переходів використано чисте олово, а для виготовлення p^+ - p переходів — чистий індій. Досліджено плавні переходи як найбільш близькі до ідеальних [1]. Наважки відповідного матеріалу (олова чи індію) вплавлялися у широку грань вихідної пластинки p -германію на відстані 1 мм одна від одної. Площі обох контактів були приблизно однаковими і дорівнювали $5 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Магнітне поле B спрямовувано перпендикулярно широкій грані зразків. ВАХ вимірювано на постійному струмі за кімнатної температури. Для збільшення тепловіддачі від зразків застосовано примусове повітряне охолодження. Прямі та зворотні відгалуження ВАХ як у m - p - m так і у p^+ - p - p^+ структур збігалися.

Дослідження показали, що і m - p - m і p^+ - p - p^+ структури мають ВАХ S -типу з ділянкою НДО. У m - p - m структур це пояснюється інжекцією електронів m - p переходом у середню p -область [5]. У p^+ - p - p^+ структур обидва переходи є антизапірними. Тому інжекція неосновних носіїв заряду — електронів — у середню p -область з p^+ - p переходу неможлива [3]. Це свідчить про інший механізм утворення НДО на ВАХ p^+ - p - p^+ структур. Один з можливих механізмів полягає в модуляції провідності приконтатної області p^+ - p переходу нерівноважними носіями заряду, поява яких зумовлена пробоем p^+ - p переходу [6].

Відгалуження ВАХ m - p - m структур залежить від величини поперечного магнітного поля B . Зі збільшенням B ВАХ зміщуються в область більших напруг U . При цьому збільшується напруга зриву $U_{зр}$, а струм зриву $I_{зр}$ — зменшується. Після зриву на ділянці НДО магніточутливість m - p - m структур різко зменшується, на відміну від магнітодіодів з НДО [4].

У p^+ - p - p^+ структур з однаковими площами p^+ - p контактів поперечне магнітне поле до пробоя практично не впливає на хід ВАХ (рисунок), на відміну від p^+ - p - p^+ структур із різними площами контактів, у яких поперечне магнітне поле викликає зменшення $U_{зр}$ та $I_{зр}$ [6].

Оскільки в $m-p-m$ структурах $m-p$ перехід інжектує електрони, то з зіставленням постійних Максвелла середньої p -області Θ_p та Θ_n [7] виходить, що квазінейтральність середньої p -області буде встановлюватися за рахунок появи в ній дірок через протилежний $m-p$ перехід. У p^+-p-p^+ структурах внаслідок пробую p^+-p переходу в середню p -область дрейфують нерівноважні електрони. Тому квазінейтральність середньої p -області



Вольт-амперні характеристики експериментальних структур у різних магнітних полях. 1 — $m-p-m$ структури при $B=0$, 2 — $m-p-m$ структури при $B=8$ кГс, 3 — p^+-p-p^+ структури при $B=0$, 4 — p^+-p-p^+ структури при $B=8$ кГс, 5 — p^+-p-m структури при $B=0$, 6 — p^+-p-m структури при $B=8$ кГс.

p^+-p-p^+ структур також буде встановлюватися за рахунок появи у ній нерівноважних дірок через протилежний p^+-p перехід.

З цього виходить, що спільність механізмів утворення НДО на ВАХ $m-p-m$ і p^+-p-p^+ структур полягає в появі у середній p -області нерівноважних пар електрон-дірка. Зростання нерівноважної концентрації пар електрон-дірка в середній p -області у $m-p-m$ структур починається за малих напруг на структурі, а у p^+-p-p^+ структур стає істотним тільки після пробую p^+-p переходу. Цим можна пояснити вплив магнітного поля на ВАХ $m-p-m$ структур на усіх її ділянках та на ВАХ p^+-p-p^+ структур тільки на ділянці НДО.

Проте дослідження p^+-p-m структур з такими ж параметрами, як у $m-p-m$ та p^+-p-p^+ структур, показало, що зворотне відгалуження ВАХ p^+-p-m структур, коли p^+-p та $m-p$ переходи ввімкнено у зворотньому напрямку, незважаючи на наявність

ділянки НДО, практично не залежить від магнітного поля. Пряме відгалуження ВАХ p^+-p-m структури визначається магнітним полем (рисунк).

Таким чином, залежність ВАХ $m-p-m$ та p^+-p-p^+ структур від магнітного поля не можна повністю пояснити впливом магнітного поля на дифузійну довжину та концентрацію нерівноважних носіїв заряду в середній p -області [2].

ЛІТЕРАТУРА

1. К. Ф. Комаровских, В. И. Стафеев. «Радиотехника и электроника», 1966, 11, 12, 2200.
2. Э. И. Каракушан, В. И. Стафеев. ФТТ, 1961, 3, 3, 677.
3. В. И. Стафеев. ФТТ, 1963, 5, 11, 3095.
4. Э. И. Каракушан, В. И. Стафеев. «Радиотехника и электроника», 1964, 9, 11, 2027.
5. Н. А. Шеховцов, Э. Д. Прохоров, Е. А. Карасик. «Известия ВУЗов СССР, Радиотехника», 1962, 5, 2, 265.
6. О. Ф. Горюнова, О. И. Захватаева, Ю. А. Концевой. «Радиотехника и электроника», 1965, 10, 2, 387.
7. С. М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, М., 1963.

ТЕРМО-Е.Р.С. ТОНКИХ ПЛІВОК СИСТЕМИ BiSb

В. М. Світличний, Г. В. Багров, О. О. Пересунько,
В. Т. Плаксі́й

Тонкі плівки сплавів BiSb виготовлювано напиленням із вольфрамових випарників типу «корзинка» у вакуумі під тиском, $\sim 10^{-5}$ тор. За вихідний матеріал брали монокристалічні зливки, одержані методом, описаним у [1]. Плівкою вкривали скляні основи у вигляді прямокутників розміром $2,0 \times 20,0$ мм, товщину плівок вимірювано за допомогою інтерференційного мікроскопу МП-4 та розрахунково. Обидва методи визначення товщини давали задовільно збіжні результати.

Термо-е. р. с. вимірювано компенсаційним методом, подібним до описаного в [2]. Вибір цього методу зумовлений його високою точністю, можливістю здійснювати експресні вимірювання та відносною простотою.

Вимірювання показали, що диференціальна термо-е. р. с. тонких плівок BiSb залежить від їх товщини d .

Таблиця 1

d , мк	0,45	0,55	0,65	0,75	0,85	0,95	1,05	1,25	1,40	1,55
α , мкв/град	45	65	75	90	95	110	120	122	118	120

У табл. 1 наведена залежність для плівок $\text{Bi}_{90}\text{Sb}_{10}$. Починаючи з певної товщини $d_0=1,0$ мк диференційна термо-е. р. с. α зменшується. Аналогічною є залежність $\alpha=f(d)$ і за інших концентрацій сурми у сплаві, але з тією різницею, що величини d_0 приймають різні значення залежно від концентрації сурми. Слід відзначити, що зменшення диференціальної термо-е. р. с. має місце за товщин плівок, близьких до критичних, коли починається різке зростання їх питомого опору [3]. Це дає підстави вважати, що такий хід залежності $\alpha=f(d)$ зумовлений зміною характеру розсіювання носіїв заряду внаслідок зменшення товщини плівок до величин, порівняних із довжиною вільного про- бігу.

Таблиця 2

$C_{\text{Sb}}, \text{ ат. } \%$	$\alpha_{20^\circ\text{C}}, \text{ мкв/град}$	$-\frac{\partial \alpha}{\partial T}$
6	130	0,375
8	135	0,250
10	128	0,350
15	112	0,325
20	75	0,210
30	52	0,116

У табл. 2 наведено залежність диференційної термо-е. р. с. від концентрації сурми у сплаві C_{Sb} і температури. У всьому дослідженому нами інтервалі концентрацій сурми (0—30 ат. %) диференційна термо-е. р. с. зменшується зі зростанням температури, що можна пояснити як результат збільшення перекриття вільної та валентної зон. Відомо [4], що сплави BiSb із вмістом сурми від 5 до 40 ат. % за низьких температур є напівпровідниками з малою шириною забороненої зони ($<0,02$ еВ). З підвищенням температури внаслідок зміни параметрів кристалічної ґратки зони зближуються, що врешті веде до їх змикання, а згодом і до перекриття. У дослідженому інтервалі температур сплави BiSb є напівметалами, в яких перекриття зон збільшується зі зростанням температури, що може пояснити зменшення диференційної термо-е. р. с.

Залежність диференційної термо-е. р. с. тонких плівок BiSb від концентрації сурми у сплаві аналогічна тій, що існує в монокристалах [5, 6] із тією різницею, що максимум $\alpha=f(C_{\text{Sb}})$ зміщений у бік менших концентрацій. Поява максимуму пояснюється тим, що у сплавів з концентрацією сурми 8—12 ат. % перекриття зон найменше, а його зміщення може бути інтерпретоване як прояв квантового розмірного ефекту [7], який викликає зміни структури енергетичних зон у тонких плівках відносно структури зон у монокристалах.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. М. Светличный, В. Т. Плаксий, В. А. Петров. Рефераты докладов научно-технической конференции радиофизического факультета ХГУ. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.
2. О. В. Емельяненко, Ф. Н. Кесаманлы. ФТТ, 1960, т. 11, в. 7, 1494.
3. В. М. Светличный, Г. В. Багров, О. А. Пересунько, В. Т. Плаксий. Рефераты докладов научно-технической конференции радиофизического факультета ХГУ, Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.
4. A. L. Jain, Phys. Rev., 1959, 114, 6, 1518.
5. G. E. Smith, R. Wolfe, J. Appl. Phys., 1962, 33, 3, 841.
6. А. Е. Вол. Строение и свойства двойных металлических систем, т. 2. «Физматгиз», М., 1962.
7. V. P. Duggal, Rup Raj, P. Tripathi, Appl. Phys. Lett., 1966, 9, 8, 293.

ДІЯ ВИПРОМІНЕННЯ ГІГАНТСЬКИХ ІМПУЛЬСІВ ОКГ НА ТОНКУ МЕТАЛЕВУ НИТКУ

Ю. М. Латинін, В. М. Кузьмичов

У даній роботі досліджено дію випромінення імпульсних ОКГ на тонкі металеві дротинки з метою вивчення можливості їх використання у створенні вимірювачів енергії. Якщо з питань безперервного випромінювання вже існує декілька робіт,

присвячених дії випромінення на тонкі металеві плівки й нитки і їх використанню у вимірювачах потужності [1—2], то щодо імпульсної дії — замало [3].

У дослідженні було використано лазер на неодимовому склі, що давав у моноімпульсному режимі пучок випромінення діаметром 15 мм, з енергією 1 дж та тривалістю 80 нсек. Експерименти проведено з платиновою ниткою діаметром 3 мкм. Малий діаметр її обумовлений тим, що коли час вирівнювання температури на перерізі нитки менший за час тривалості імпульсу або

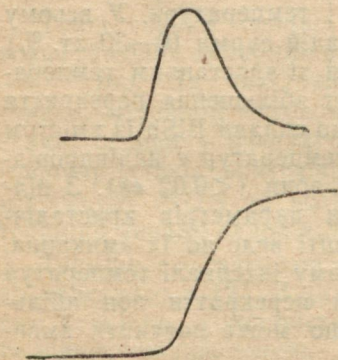


Рис. 1.

близький до нього, то майже вся маса нитки відчуває дію імпульсу випромінення.

Виміряна стала часу охолодження нитки — 0,85 мсек. Оскільки тривалість імпульсу випромінення ОКГ набагато менша за сталу охолодження дротинки, то за час його дії тепло накопичуватиметься в нитці. Тепловтратою за цей проміжок часу, завдяки теплообмінові нитки з середовищем, можна знехтувати.

Тоді накопичуване в нитці тепло буде пропорційне інтегралові від спадної в часі потужності, тобто енергії в імпульсі випромінювання лазера. Максимальна зміна електричного опору також має бути пропорційною спадній енергії. Зміна електричного опору нитки під час дії імпульсу ОКГ показана на осцилограмі рис. 1. На верхньому рисункові показано сигнал імпульсу випромінювання лазера з фотоелемента ФЕК-09, на нижньому — реакцію болометричної металевої нитки за тривалості розгортки 600 нсек. Видно, що тривалість зміни електричного опору відповідає часові дії оптичного імпульсу.

У роботі було також досліджено залежність максимальної зміни електричного опору платинової дротинки від рівня падаючої на неї енергії. Випромінювання ОКГ послаблювалося в потрібну кількість разів нейтральними світлофільтрами і фокусувалося довгофокусною лінзою на дротинку, що перебувала за вузькою діафрагмою. Діафрагма необхідна для того, щоб зменшити вплив зміни розподілу енергії в межах перерізу пучка від імпульсу до імпульсу випромінювання. Діаметр плями випромінювання лазера біля діафрагми та ширина щілини в ній дорівнювали відповідно 6 і 0,7 мм. За діафрагмою було встановлено калориметричний вимірювач енергії оптичного імпульсу випромінювання. Сигнал з платинової нитки подавався на осцилограф. Проведені дослідження показали, що аж до критичної густини енергії, яка викликає руйнування дротинки, збільшення її електричного опору прямо пропорційне рівневі падаючої на неї енергії. Це свідчить про те, що до порогу руйнування — плавлення та випаровування металу не відбувається. Такий висновок підтверджується і дослідженнями зміни початкового опору нитки під час багаторазової дії імпульсів лазера, про які йтиметься нижче.

Критична густина енергії, що викликає руйнування нитки, становить $2,4 \text{ Дж/см}^2$. Дане значення близьке до критичної величини, вирахованої з умови рівномірного нагрівання всієї маси нитки до температури плавлення ($3,5 \text{ Дж/см}^2$) і значення критичної густини енергії випромінювання падаючого на напівбезмежний шар, якщо поверхня його нагрівається до температури плавлення ($2,6 \text{ Дж/см}^2$). Проте причину розриву дротини за критичної густини однозначно назвати не можна, оскільки верхня межа густини енергії залежить також і від початкового натягу нитки та нерівномірності густини у падаючому випромінненні. Можна припустити, що на руйнування нитки впливає як нагрівання її передньої щодо випромінювання поверхні до високих температур, так і напруженості, що виникають у нитці під час її нагрівання. Виміряна середня температура нагрівання її імпульсом випромінювання ОКГ, при якій настає руйнування, — 700°C . Момент часу руйнування настає значно пізніше, навіть для вищої за критичну густини енергії випромінювання після

моменту закінчення дії імпульсу лазера. Випромінення з густиною енергії вище 4 Дж/см^2 викликає плавлення усієї маси нитки, що потрапляє під пучок.

Дія імпульсного випромінення на слабконатягнуту нитку веде до її більшої натягнутості. При цьому вона неодноразово вигинається, як показано на рис. 2, де приведено фотографії нит-

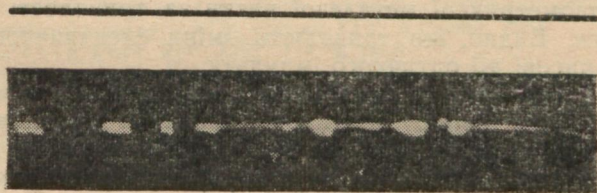


Рис. 2.

ки під мікроскопом до дії на неї випромінення і після (нижнє фото). Місця дротинки, котрі вигнуті так, що відбивають світло до окуляра мікроскопа, виглядають яскравими, ті, що інакше, —

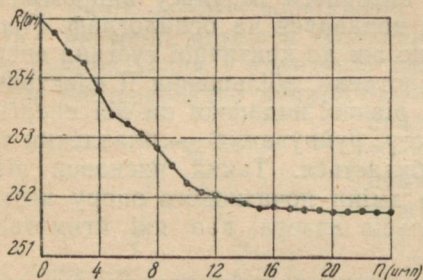


Рис. 3.

темними. Моделюючи дію імпульсів ОКГ розрядом електричної ємності через нитку, можна було натягнути навіть такі дротинки, у яких довжина була в 1,5 раза більша, ніж відстань між точками її кріплення. При цьому опір нитки зменшується на 4 % від початкового. Але опір дротинки частково відновлюється, якщо її знову розтягнути. Критична

енергія, що викликає плавлення нитки при розряді через неї електричної ємності, вища, ніж енергія руйнування випроміненням лазера.

Дія випромінення оптичних квантових генераторів і розрядів електричної ємності веде до того, що електричний опір нитки після вистигання не досягає попередньої величини. Типову криву цих змін від імпульсу до імпульсу наведено на рис. 3. Видно, що максимальний вплив дії імпульсів випромінення лазера на зміну початкового опору припадає на перші кілька імпульсів. Ці зміни, напевне, викликані зменшенням дефектів у кристалічній ґратці [3]. Досягши насичення, ці дефекти майже не виявляють істотного впливу на зміну початкового опору. Тому після 10—20 імпульсів початковий опір дротинки стабілізується і вже практично не змінюється.

На закінчення автори висловлюють подяку В. Г. Гужві за допомогу в роботі.

ЛІТЕРАТУРА

1. J. G. Siekman, R. E. Morijn. «Philips Res. Repts». 1968, 23, 375.
2. К. И. Крылов, В. Л. Володькина и др. Сб. «Использование ОКГ в современной технике», ч. 1. Л, 1971.
3. З. И. Мезох и др. Сб. «Использование ОКГ в современной технике», ч. 1. Л, 1971.

ПРО РАДІАЦІЙНІ ДЕФЕКТИ, ЩО УТВОРЮЮТЬСЯ В КРИСТАЛАХ γ -ОПРОМІНЕНОГО DL-ВАЛІНУ·НСІ

І. М. Комарь, О. Т. Ніколов, В. М. Біблій

На суттєву відміну спектрів ЕПР опромінених полікристалічних зразків DL-валіну з одного боку і L- або D-валіну з другого було зазначено ще в роботі [1]. Автори [1] вважали, що структура активних радіаційних дефектів в обох випадках однакова, а різниця спектрів має місце за рахунок різних «внут-

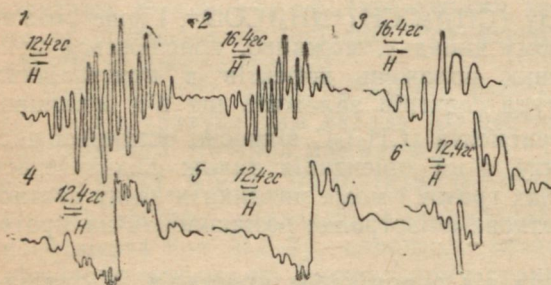


Рис. 1. Спектри ЕПР: 1 — монокристалу DL-валіну (вісь a), 2 — полікристалічного зразка DL-валіну, 3 — полікристалічного зразка L-валіну, 4 — монокристалу DL-валіну·НСІ для напрямку $(1, 0, 0)$, 5 — те ж для $(1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$, 6 — те ж для $(0, 1, 0)$.

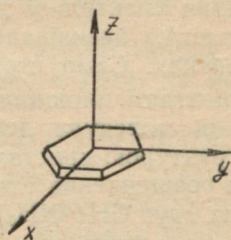


Рис. 2. Форма кристалів DL-валіну·НСІ і прийнята лабораторна система координат.

рішніх кристалічних полів». Незважаючи на те, що автори [1] посилалися на не зовсім вірну модель дефекту і в наступному спектри ЕПР L- і D-валіну, наскільки нам відомо, на монокристалах не вивчалися, з цією думкою авторів [1] можна погодитися. Дійсно, спектри полікристалічних зразків DL- і L-валіну (рис. 1, 2—1, 3), маючи малу анізотропію НТС (пор. рис. 1, 1 і 1, 2), відрізняються лише різними відносними надтонкими розщепленнями на ядрах азоту і протонах груп CH_3 , що складають 7,5/24 та 4/24 відповідно. Нам невідомо, щоб будь-кому вдалося вивчи-

ти спектри ЕПР монокристалів *L*- або *D*-валіну чи визначити їх кристалічну структуру. Відносно добре вивчені структура радіаційних дефектів і їх спектрів ЕПР лише на монокристалах *DL*-валіну [2]. *DL*-валін·HCl у цьому відношенні не був вивчений зовсім. Дуже прикро, що невідома також і його кристалічна будова.

Методом повільного випаровування насиченого розчину *DL*-валіну·HCl за нормальних умов нами було одержано великі і правильні монокристали (рис. 2). Методика дослідження спектрів ЕПР опромінених монокристалів *DL*-валіну·HCl була аналогічна описаній в [3] для випадку монокристалів гліцину.

Сpektри ЕПР монокристалів *DL*-валіну·HCl, опромінених γ -променями ^{60}Co з сумарною дозою випромінення 10^7p , виявилися погано розв'язаними і малоінтенсивними. Як і у випадку кристалів *DL*-валіну, найбільше розв'язаними виявилися спектри, що утворюються при обертанні магнітного поля в площині кристалу (рис. 1,4—1,6). Спектр, одержаний для напрямку (1, 0, 0) (рис. 1, 4), найбільш цікавий. У ньому імовірна присутність септетної структури від шести еквівалентних протонів груп $(\text{CH}_3)_2$ і азотного розщеплення. Таким чином, здається цілком очевидним, що в кристалах *DL*-валіну·HCl створюються активні радіаційні дефекти виду $(\text{CH}_3)_2\text{CCH}(+\text{NH}_3)\text{COO}^-$. Гірше розв'язання спектрів у даному випадку, можливо, пояснюється присутністю нееквівалентних положень дефектів в кристалічних ґратках. Сама структура спектрів залежить ще від можливої орієнтації площини фрагмента $(\text{CH}_3)_2\text{C}$ відносно останньої частини молекули дефекту, а ця орієнтація також визначається структурою кристалічних ґраток і може викликати зміну азотного розщеплення і додаткове анізотропне розщеплення на протонах груп $\text{CH}(+\text{NH}_3)$.

Сам факт одержання від опромінених кристалів *DL*-валіну·HCl спектрів ЕПР, що відрізняються від спектрів ЕПР кристалів *DL*-валіну, без сумніву, досить цікавий, тому що показує, наскільки чутлива форма спектра до найменших змін кристалічної структури речовини, найближчого оточення активного дефекту. Відносно мала інтенсивність спектрів ЕПР вказує на те, що стабілізуючі властивості ґраток *DL*-валіну·HCl значно менші за стабілізуючі властивості ґраток *DL*- і *L*-валіну.

ЛІТЕРАТУРА

1. H. Shields, W. Gordy. J. Phys. Chem., 62, 789 (1958).
2. H. Shields, P. Hamrick, D. DeLaigle. J. Chem. Phys., 46, 3649 (1967).
3. И. Н. Комарь, О. Т. Николов, И. Майер. ТЭХ, 6, 561 (1970).

РОЗРАХУНОК ЕЛЕКТРОННОЇ СТРУКТУРИ БІС-САЛІ- ЦІЛАЛЬДЕГІДІМІНАТУ МІДІ МЕТОДОМ МО ЛКАО

Е. О. Ромоданова, К. І. Кононенко, В. В. Пушков

Поширеним методом Хюккеля було проведено розрахунок молекули біс-саліцилальдегідімінату міді (II). Дані про геометрію молекули взято з [1]. Розрахунок було проведено з урахуванням $3d$, $4s$ та $4d$ -орбіт міді та всіх валентних електронів інших атомів. Атомні орбіталі (АО) валентних електронів класифіковано за незвідним уявленням (НУ) групи симетрії C_{2h} . Групові інтеграли перекриття є лінійною комбінацією інтегралів перекриття АО. Останні обчислено за допомогою функцій Слетера, показники експонент яких знайдено за уточненими правилами Слетера. Кулонівські інтеграли АО прийнято рівними потенціалам іонізації валентних станів зі знаком (—) і вибрано згідно з [2]. Недіагональні матричні елементи гамільтоніану обчислено за формулою Вольфсберга-Гельмгольца. Діагональні елементи матриці H вважалися функціями повного заряду на атомі, цю залежність апроксимовано параболою з трьома константами $H = a_q^2 + bq + c$, визначеними за спектральними даними та потенціалами іонізації. Розрахунки виконано на ЕОМ «М-20» за програмою [3].

Якщо $q=0,27$, вища заповнена орбіталь перетворюється за НУ a_q і з урахуванням вкладу АО центрального атома та його найближчого оточення має вигляд:

$$a_q^{(20)} = 0,81(3d_{xy})Cu - 0,29p_xO + 0,18p_yO - 0,11sN + 0,18p_xN + 0,37p_yN.$$

На цій орбіталі знаходиться неспарений електрон і квадрат коефіцієнта при АО d_{xy} -електрона визначає міру густини магнітного електрона на центральному атомі a^2 . Значення величин розщеплення ΔE та облік вигляду МО дають змогу обчислити параметри спектрів ЕПР [5, 6] і зіставити їх з експериментальними величинами (див. табл. 1).

Таблиця 1

	a^2	g_z	g_x	g_y	$A \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$	$B \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$
Експ. [4]	0,83	2,200	2,040	2,050	—1,85	—0,21
Теор.	0,66	2,160	2,037	2,040	—1,70	—0,30

Одержана схема енергетичних рівнів вищих заповнених та нижчих вільних МО, а також їх вигляд дають змогу визначити природу електронно-коливальних спектрів в оптичному та ближньому ультрафіолетовому діапазонах з обліком о-системи молекули. Інтенсивності спектральних смуг УФ відповідають переходам, дозволеним симетрією молекули, і можуть бути зіставлені

з переходами, які треба передбачати на підставі результатів розрахунку. Це зіставлення зроблено в табл. 2.

Таблиця 2

Вид і характер переходу			Енергія переходу (см ⁻¹)	
			теор.	експ. [5]
$a_g^{(17)}$	$a_g^{(20)}$	$d_z^2 \rightarrow d_{xy}$	14035	15500
$a_g^{(16)}$	$a_g^{(20)}$	$d_{x^2y^2} \rightarrow d_{xy}$	16215	17000
$b_g^{(4)}$	$a_g^{(20)}$	$d_{yz} \rightarrow d_{xy}$	16938	
$b_g^{(3)}$	$a_g^{(20)}$	$d_{xz} \rightarrow d_{xy}$	17826	
$a_g^{(15)}$	$a_u^{(5)}$	$\pi \rightarrow \pi^*$	19035	22000
$b_u^{(14)}$	$a_g^{(21)}$	$\pi \rightarrow \pi^*$	27424	27600
$a_g^{(12)}$	$b_u^{(18)}$	$\pi \rightarrow \pi^*$	34199	33100

Результати цієї роботи дозволяють зробити висновок, що квантово-механічний розрахунок методом МО ЛКАО можна застосувати до таких великих молекул, як внутрікомплесні сполуки, і що він дає можливість інтерпретації експериментальних даних з обліком не тільки π -, а й σ -системи.

ЛІТЕРАТУРА

1. Е. А. Шугам, Л. М. Школьников. «Успехи химии», 28, 889, (1959).
2. О. П. Чаркин, С. Д. Бобыкина, М. Е. Дяткина. Сб. «Строение молекул и квантовая химия». «Наукова думка», Киев, (1970).
3. Ю. А. Кругляк, Г. Г. Дядюша, В. А. Куприевич, Л. М. Подольская, Г. И. Каган. Методы расчета электронной структуры и спектров молекул. «Наукова думка», Киев, (1969).
4. А. Н. Макі, J. D. Mc Garvey. J. Chem Phys, 29, 35, (1958).
5. В. И. Минкин, М. И. Горелов, О. А. Осипов. Сб. «Оптика и спектроскопия», т. 3, (1967).
6. Н. R. Gersman, J. D. Swalen. J. Chem. Phys. 36, 3231, (1962).

ЕЛЕКТРОМАГНІТНИЙ ОБМІН І ЕНЕРГЕТИЧНЕ АКУМУЛЮВАННЯ У ПОГРАНИЧНОМУ ШАРІ КИПЛЯЧОЇ РІДИНИ

Ю. П. Денисов

Деякі особливості пограничного шару, який виникає під час кипіння рідин (зокрема теплова анізотропія), наводять на думку, що стани речовини у пограничному шарі і в обсязі рідини суттєво різняться.

Температурний перепад, який свідчить про порівняно високий тепловий опір речовини в поперечному щодо шару напрямку, і практична відсутність температурних перепадів уздовж пограничного шару (за одночасного існування когерентного зв'язку між центрами пароутворення) дають можливість припустити наявність шару (або шарів) молекул рідини, що мають упорядковану орієнтацію.

Щодо води можна уявити ці молекулярні шари у вигляді ланцюжків, утворених молекулами, що коливаються навколо осі найменшого моменту інерції.

У такому ланцюжкові енергія у вигляді електромагнітної хвилі може порівняно задовільно поширюватися вздовж осі від молекули до молекули і погано передаватися у напрямку, перпендикулярному до осі ланцюжка.

Таким чином, молекулярні ланцюжки, що утворюють пограничний шар, можна розглядати як своєрідний провід електромагнітної енергії.

Взаємодія молекул-диполів із поширюваною хвилею стабілізує їх положення в ланцюжках. Взаєморозташування молекул, які утворюють сусідні ланцюжки, і жорсткий зв'язок ланцюжків між собою зумовлюються, можливо, електростатичними силами.

Можна припустити, що за наявності умов, необхідних для замикання молекулярних ланцюжків, у них може накопичуватися електромагнітна енергія. Відомий факт значного перегрівання чистих рідин без закипання, свідчить про можливість акумулювання у порівняно невеликих об'ємах рідини значних енергетичних запасів. Так, наприклад, перегрівання відносно точки кипіння 1-го *кг* *молю* води на 10°C відповідає накопиченню 335 кіловатсекунд енергії. З другого боку, наявність у рідині домішок, що порушують структуру молекулярних шарів і служать центрами переутворення, є причиною безперервного втрачання електромагнітної енергії обміну і її перетворення в тепло.

Згідно з орієнтовною оцінкою частот переходів для молекул у ланцюжках, зробленою нами (припускаємо аналогічність їх спектра зі спектром водяної пари в інфрачервоній області) на основі даних [1], спектр складається з 110 ліній з умовною інтенсивністю від 0,02 до 330 в діапазоні частот від 79 до 555 см^{-1} .

Отже, основною проблемою є вивчення механізму перетворення теплової енергії у потужне електромагнітне випромінювання інфрачервоного діапазону. При цьому основною технічною трудностю є виведення електромагнітної енергії за межі рідини.

Щоб одержати потужні короткочасні імпульси, доцільно використовувати розривне кипіння рідин [2], при якому в короткі проміжки часу вивільнюється значна кількість енергії.

Перші досліди, проведені в цьому напрямі, дають дуже певні результати.

ЛІТЕРАТУРА

1. Н. М. Randall, D. M. Dennison, N. Ginsburg, L. R. Weber. Phys. Rev. 52, 160, 1937.

2. Ю. П. Денисов. Разрывное кипение жидкостей. Тезисы IV Всесоюзной конференции по теплообмену. 1971.

ВЗАЄМОЗВ'ЯЗОК ГІДРАТАЦІЇ ТА ОСМОТИЧНОГО ТИСКУ РОЗЧИНІВ

Л. Д. Стьопін, В. І. Губський, Л. М. Снопик

Відомо, що гідратація веде до зміни термодинамічних показників води [1, 2]. З іншого боку, саме змінами однієї з найважливіших термодинамічних характеристик води — її молярного хімічного потенціалу — визначається рівень осмотичного тиску розчинів. У зв'язку з цим виникає питання взаємовідносин між осмотичним тиском і гідратацією. Ця задача вирішується нами для розчинів малих концентрацій.

Будемо вважати слабкі розчини, що значно відрізняються за своїми властивостями від ідеальних, ідеальними розчинами вже гідратованих неводних компонент у воді. Тобто вкрапленнями розчиненої речовини вважаються не самі молекули цієї речовини, а молекули разом із їх гідратною оболонкою. Молярний термодинамічний потенціал такої системи записується як

$$\Phi = RT \left[\frac{m'_1}{m'_1 + \sum_i m_i} \ln \frac{m'_1}{m'_1 + \sum_i m_i} + \sum_i \left(\frac{m_i}{m'_1 + \sum_i m_i} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \ln \frac{m_i}{m'_1 + \sum_i m_i} \right) \right] + \frac{m'_1}{m'_1 + \sum_i m_i} \mu'_1 + \frac{\sum_i m_i \mu_i}{m'_1 + \sum_i m_i}, \quad (1)$$

де m'_1 та μ'_1 — кількість молей і молярний хімічний потенціал вільної води; m_i та μ_i — кількість молей і молярний хімічний потенціал гідратованих вкраплень; $i=2, 3, \dots$. При цьому μ_i складається з μ_i хімічного потенціалу i -ї компоненти й h_i хімічних потенціалів зв'язаної води μ_1 :

$$\mu_i = \mu_i' + h_i \mu_1', \quad (2)$$

де h_i — гідратне число i -ї компоненти.

Умовою рівноваги такої системи є мінімальність її вільної енергії. Диференціювання (1) за m'_i і Σm_i при відповідних додаткових умовах і постійних R і T дає

$$\ln \frac{m'_1}{\Sigma m_i} = \frac{\frac{\Sigma \mu_i}{\Sigma m_i} - \mu'_1}{RT}. \quad (3)$$

Враховуючи (2) й ідеальність, знаходимо, що система набуває рівноваги, коли

$$\ln \frac{m'_1}{\Sigma m_i} = \frac{\frac{\Sigma (\mu'_1 + h_i \mu''_1)}{\Sigma m_i} - \left(\mu_1^0 + RT \ln \frac{m'_1}{m'_1 + \Sigma m_i} \right)}{RT}. \quad (4)$$

Розглянемо тепер осмотичний тиск розчину, що перебуває у стані рівноваги:

$$\pi = \frac{RT}{V_1} \left[\ln \left(1 + \frac{\Sigma m_i}{m_1} \right) + \frac{m_1''}{m_1} \left(\frac{\mu_1^0 - \mu'_1}{RT} + \ln \frac{m_1}{m_1 + \Sigma m_i} \right) \right]. \quad (5)$$

Тут Σm_i , μ_1^0 та μ'_1 мають той же зміст, що і в попередніх викладах і відповідають умовам (2) і (4).

Як видно, у (5) перший доданок відповідає виразу для осмотичного тиску ідеальних розчинів. Другий доданок, що описує залежність осмотичного тиску від гідратації, завжди більше нуля. Це свідчить про наявність прямої залежності осмотичного тиску розчинів від гідратації розчинених речовин.

Крім цього, наведені міркування дають змогу не тільки визначити термодинамічні характеристики зв'язаної води, але і знайти молярний хімічний потенціал неводних компонент безпосередньо у розчині.

ЛІТЕРАТУРА

1. О. Я. Самойлов. Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов. Изд-во АН СССР, 1957.
2. В. М. Вдовенко, Ю. В. Гуриков, Е. К. Легин. Сб. «Структура и роль воды в живом организме». Изд-во ЛГУ, 1966.

БЕЗЕНТРОПІЙНІСТЬ І ОБОРОТНІСТЬ ПРОЦЕСУ ЛОГІЧНОГО МИСЛЕННЯ¹

В. М. Чудаков

У роботі розглянуто необхідні і достатні умови процесу логічного мислення, а також його фізичні основи. Існують типи мислення: логічне (дискурсивне), вірогіднісне та інтуїтивне. Логічне мислення складається з двох компонентів: постановки задачі або формулювання теореми і добір необхідних даних для її вирішення або доведення за допомогою логічного апарату.

Хай дано множину мисливної продукції K . Елементами цієї множини є аксіоми, постулати, посилки, умовиводи, висновки, гіпотези. Позначимо через K_1 множину усіх підмножин множини K . Внаслідок мисленого процесу, виконаного над множиною K , одержимо мисливну продукцію, належну K_1 . Процес мислення не дає нових знань $\in K$, але визначає різні координатії і висновки з основної множини K . Над множиною K_1 визначимо множину перетворень мислення M . Серед усіх перетворень мислення над множиною K_1 особливе місце займають перетворення оборотні та інваріантні. Інваріантні перетворення мислення $E \in M$ ставлять кожному елементу $k \in K$ той же самий елемент, тобто $Ek = k$. Хай $g \in M$ довільне перетворення мислення, тоді якщо для g існує таке g^{-1} , що $g \cdot g^{-1}(k) = g^{-1}g(k) = E(k) = k$, то кажуть, що перетворення мислення g оборотне, а g^{-1} називається оберненим відносно g . Легко довести, що кожне оборотне мислення має одне обернене.

Теорема про оборотність перетворень мислення. Для того, щоб перетворення $g \in M$ множини K_1 було оборотним, необхідно і достатньо, щоб g було взаємно однозначним відображенням K_1 на себе, тобто кожний елемент з K_1 мав би в K_1 прообраз і щоб різні елементи з K_1 переводилися перетворенням мислення в різні елементи мисливної продукції, належної K_1 . Аналогічне доведення є в [1].

Теорема про оборотність логічного мислення. Для того, щоб процес мислення був логічним, необхідно і достатньо, щоб він був оборотним.

Маємо $g_1 \in M$, $k \in K$, тоді $g_1(k) = \tilde{k}$, де $\tilde{k} \in K_1$. Оскільки процес логічний, то його можна здійснити у зворотному напрямку і прийти до вихідного елемента $g_2\tilde{k} = k$. Тоді маємо $g_2 \cdot g_1(k) = k$, тобто $g_2g_1 = E$. Таким чином, $g_2 = g_1^{-1}$, тобто логічне перетворення мислення оборотне. Така умова є достатньою. Хай перетворення мислення оборотне, тобто g_1 має обернене g_1^{-1} . Тоді перетворення мислення g_1 є однозначним, звідки, використовую-

¹ Науковий керівник К. І. Кононенко.

чи обернене перетворення, ми приходимо до вихідного, а саме це і визначає процес логічного мислення.

Оборотність — це специфічна особливість мислення, що проявляється в здатності симетричних перетворень мислення з'єднуватися в пари. Кожне перетворення мислення такої пари, якщо воно має можливість відбуватися відразу ж за здійсненням симетричного йому перетворення, здатне відновити вихідне положення [2].

Як доведено в [3], процес логічного мислення і логічна продукція є наслідком фізико-хімічних перетворень мозку. Логічна продукція позбавлена ентропії як інформаційного, так і фізичного характеру. Тоді як апарат мозку, відтворюючи її, має фізичну ентропію як молекулярного, так і системного рівня. Термодинамічний аналіз показує, що процес логічного мислення пов'язаний із порушенням балансу узагальненої ентропії. Ентропійне фізико-хімічне перетворення мозку ($H_{\text{перетв. мозку}} > 0$), здатне давати безентропійні мисливні перетворення (продукції) ($H_{\text{перетв. мислення}} = 0$). У цьому виявляється термодинамічний парадокс мислення. У [3, 160] припускається, що мозок має антиентропійний механізм, що постійно відновлює баланс ентропії у процесі логічного мислення. Цей механізм зумовлює фізичну безентропійність логічного мислення.

Перетворення мислення, позбавлене протиріч, є перетворення оборотне. З боку фізики це означає, що відповідні фізико-хімічні перетворення безентропійні, тобто не підлеглі броунізації. Відсутність оборотного перетворення призводить до суперечливих висновків та доказів [2]. Фізично це означає, що перетворення мислення — броунізовані, тобто вони не є повністю безентропійними; вони підлягають молекулярній або системній статистиці. Загальними умовами здійснення мозком процесу логічного мислення є: безентропійність, що характеризує фізичні умови здійснення процесу логічного мислення, оборотність — формальні умови (математичні).

ЛІТЕРАТУРА

1. А. И. Мальцев. Основы линейной алгебры. «Наука», М., 1970.
2. Ж. Пиаже. Речь и мышление ребенка. Учпедгиз, М.—Л., 1932.
3. Н. И. Кобозев. Исследование в области термодинамики процессов информации и мышления. Изд-во МГУ, 1971.

В. О. Місюра, Ю. Г. Єрохін, М. Г. Трухан, В. Я. Блудов, В. І. Іванов, <u>Н. І. Нісевич</u> , В. Н. Машталір, Н. М. Бородін, В. Н. Кудрев. Температура електронів і іонів, електронна концентрація і вміст іоносфери на середніх широтах при високій сонячній активності за вимірюваннями методом некогерентного розсіювання	3
В. О. Місюра, Г. М. Бажанов, В. Д. Стасенко, Е. Б. Крохмальников, А. М. Набока, А. Д. Барков, І. І. Капанін, В. Ф. Пушин, А. І. Рибалка. До теорії та розрахунку ефектів, що виникають при розповсюдженні радіохвиль в колоземній гіротропній тримірно-неоднорідній квазістаціонарній плазмі	11
А. М. Цимбал, І. І. Капанін, В. А. Поднос, Б. В. Загвоздкін, А. К. Сурков. До визначення складових доплерівського зміщення частоти і фарадеївського кута повороту площини поляризації сигналів випромінювачів, що рухаються в іоносфері	25
А. І. Адоніна, В. М. Комолов. Власні значення для ґратки, розміщеної на шарі магнітодіелектрика	30
Л. П. Яцук, В. О. Катрич, Г. В. Жиронкіна. Розрахунок одномірної хвильовдно-щілинної ґратки кругової та еліптичної поляризації з урахуванням взаємного впливу випромінювачів	32
М. М. Горобець, А. Ф. Ляховський. Діапазонні властивості рупорних антен кругової поляризації на основі 3-дб щілинних мостів зі зв'язком по широкій стінці хвильоводу	36
М. І. Українець, М. А. Хижняк. Експериментальне дослідження розсіяння електромагнітних хвиль на системі з діелектричних тонких дисків у прямокутному хвильоводі	39
В. С. Чумаченко. Власні електромагнітні коливання циліндричного резонатора спеціального типу	42
В. О. Галета, А. О. Олександрова. Про власні коливання у відкритому резонаторі без урахування впливу ребер	45
К. П. Яцук, В. В. Биховець, О. І. Єлісєєв. Електромагнітні хвилі в логарифмічній спіралі на гіротропному шарі плазми (азимутальне підмагнічування)	49
К. П. Яцук, В. В. Биховець, Ю. І. Гребенюк. Експериментальне дослідження вентильних властивостей системи феритове кільце—логарифмічна спіраль	54
В. М. Сідих, І. І. Саприкін, Д. С. Денисов, М. В. Ляпунов. Високодобротна смужкова лінія з одним внутрішнім провідником	56
В. О. Бородаєв, Л. А. Булах, М. В. Ляпунов. Розрахунок параметрів зв'язаних смужкових ліній НВЧ	60
Є. Д. Ананьїн, В. М. Конопля, Ю. М. Фесенко, В. П. Шейко. Мініатюрні хвильоводні елементи 3-сантиметрового діапазону	63

В. М. Костін, І. А. Вязьмітинов. Розгляд механізму виникнення сталої складової струму ВЧ-розряду на основі теорії «середнього електрона»	67
І. А. Вязьмітинов, В. М. Костін, С. С. Вязьмітинова. Про дифузійний механізм виникнення сталої складової струму НВЧ-розряду	69
В. М. Ткаченко, В. Б. Тютюнник. Розрахунок вольт-амперної характеристики тліючого розряду з порожнистим катодом за високих тисків газу	71
В. В. Білоус. Про вплив однорідного магнітного поля на імпульсний розряд на початкових стадіях у довгих трубках	74
К. І. Кононенко, Н. П. Хлапова. Вивчення газового розряду методом зовнішнього високочастотного зонда	76
Е. Д. Прохоров, М. І. Білецький, А. В. Дядченко. Вплив рухливості та форми напруги на максимальну частоту генерації діодів Ганна	78
М. О. Шеховцов, А. О. Мішньов. Вплив магнітного поля на процес утворення негативного диференційного опору в германієвих $m-p$ - m та p^+-p-p^+ структурах	81
В. М. Світличний, Г. В. Багров, О. О. Пересунько, В. Т. Плаксій. Термо-е.р.с. тонких плівок системи BiSb	84
Ю. М. Латинін, В. М. Кузьмичов. Дія випромінення гігантських імпульсів ОКГ на тонку металеву нитку	86
І. М. Комарь, О. Т. Ніколов, В. М. Біблій. Про радіаційні дефекти, що утворюються в кристалах γ -опроміненого DL-валіну. HCl	89
Е. О. Ромоданова, К. І. Кононенко, В. В. Пушков. Розрахунок електронної структури біс-саліцилальдегідімінату міді методом МО ЛКАО	91
Ю. П. Денисов. Електромагнітний обмін і енергетичне акумулювання у пограничному шарі киплячої рідини	92
Л. Д. Стьопін, В. І. Губський, Л. М. Снопик. Взаємозв'язок гідратації та осмотичного тиску розчинів	94
В. М. Чудаков. Безентропійність і оборотність процесу логічного мислення	96

**ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА**

Радиофизика
Выпуск 2
(на украинском языке)

Редактор *О. М. Гаркавець*
Техредактор *Л. Т. Момот*
Коректор *М. Ф. Христенко*

Передано до складання 15/VI 1972 р. Підписано до друку 29/III 1973 р.
БЦ 50130. Формат 60×90¹/₁₆. Обсяг: 6,75 фіз. друк. арк., 6,75 умовн.-друк. арк.,
7,2 обл. вид. арк. Пап. а. 3, 375. Зам. 2627. Тираж 1000. Ціна 72 коп.

Харківська міська друкарня № 16 Обласного управління у справах видавництв,
поліграфії та книжкової торгівлі. Харків-3, Університетська, 16.

Реферати

УДК 550.388.2

Температура електронів і іонів, електронна концентрація і вміст іоносфери на середніх широтах при високій сонячній активності за вимірюваннями методом некогерентного розсіювання. Місюра В. О., Єрохін Ю. Г., Трухан М. Г., Блудов В. Я., Іванов В. І., Нісневич Н. І. Машталір В. Н., Бородін Н. М., Кудрев В. Н. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 3—41.

Наводяться результати іоносферних вимірювань методом некогерентного розсіювання електронної концентрації, температури електронів і іонів на середніх широтах Радянського Союзу в період високої сонячної активності.

Рисунків 3. Бібліографічних посилань 22.

УДК 550.388.2

До теорії та розрахунку ефектів, що виникають при розповсюдженні радіохвиль в колоземній гіротропній тримірно-неоднорідній квазістаціонарній плазмі. Місюра В. О., Бажанов Г. М., Стасенко В. Д., Крахмальников Е. Б., Набока А. М., Барков А. Д., Капанін І. І., Пушин В. Ф., Рибалка А. І. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1973, стор. 11—25.

У променевому наближенні доведено теорію, методику та результати розрахунку й аналізу ефектів, що виникають при розповсюдженні КХ та УКХ в колоземній гіротропній тримірно-неоднорідній квазістаціонарній плазмі.

Рисунків 3. Таблиць 2. Бібліографічних посилань 13.

УДК 550.388.2

До визначення складових доплерівського зміщення частоти і фарадеївського кута повороту площини поляризації сигналів випромінювачів, що рухаються в іоносфері. Цимбал А. М., Капанін І. І., Поднос В. А., Загвоздкін Б. В., Сурков А. К. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 25—30.

Наводяться результати дослідження складових доплерівського зміщення частоти і фарадєївського кута повороту площини поляризації радіохвиль від випромінювачів, що рухаються в іоносфері, аналізується вплив складових на точність визначення параметрів іоносфери.

Рисунків 2. Бібліографічних посилань 7.

УДК 538.574.6.

Власні значення для ґратки, розміщеної на шарі магнітодіелектрика. Адоніна А. І., Комолов В. М. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, 1973, стор. 30—32.

Одержано дисперсійне рівняння для ТЕ- і ТН-хвиль, які скеровуються плоскою періодичною ґраткою, розміщеною на шарі магнітодіелектрика. Дисперсійні рівняння мають вигляд безкінечних визначників. Розв'язання проведено методом зведення граничної задачі до задачі Рімана-Гільберта. В довгохвильовому наближенні дисперсійні рівняння одержано в аналітичному вигляді.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 4.

УДК 621.372.825.4

Розрахунок одномірної хвильоводно-щілинної антенної ґратки кругової та еліптичної поляризації з урахуванням взаємного впливу випромінювачів. Яцук Л. П., Катрич В. О., Жиронкіна Г. В. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 32—36.

У роботі досліджено наслідки взаємодії Х-подібних випромінювачів в одномірних хвильоводно-щілинних антенних ґратках кругової поляризації.

Одержані формули дозволяють розрахувати напругу на щілинах антени з Х-подібними випромінювачами з урахуванням внутрішньої та зовнішньої взаємодії між щілинами, що утворюють Х-подібну. На ЕОМ проведено чисельні розрахунки антенних систем з Х-подібними щілинами різної довжини на базі гладкого хвильоводу і хвильоводу з «гребінкою».

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 5.

УДК 621.396.677.73

Діапазонні властивості рупорних антен кругової поляризації на основі 3-дб щілинних мостів зі зв'язком по широкій стінці хвильоводу. Горобець М. М., Ляховський А. Ф. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 36—39.

Експериментально досліджено 3-дб щілинні мости зі зв'язком по широкій стінці хвильоводу двох видів: з коаксіальною та з порожнистою областями зв'язку, а також рупорні антени на їх основі в діапазоні частот. Показано, що такі мости є широкосмуговими пристроями, а антени на їх основі забезпечують близьку до кругової поляризацію в головному максимумі випромінювання в широкій смузі частот.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 4.

УДК 621.372.8

Експериментальне дослідження розсіяння електромагнітних хвиль на системі з діелектричних тонких дисків у прямокутному хвильоводі. Українець М. І., Хижняк М. А. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 39—42.

Викладено результати експериментального дослідження розсіювання електромагнітної хвилі на двох тонких діелектричних дисках з великою діелектричною проникністю в прямокутному хвильоводі. Виявлено існування дисперсійних властивостей розсіювання хвилі на двох діелектричних дисках. Показано, що зміною відстані між дисками можна добитися погодження хвильовідних трактів НВЧ у широкій смузі частот.

Рисунків 2. Бібліографічних посилань 4.

УДК 621.372.833

Власні електромагнітні коливання циліндричного резонатора спеціального типу. Чумаченко В. С. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 42—45.

У роботі з застосуванням нових методів теорії дифракції хвиль одержано характеристичне рівняння для власних частот циліндричного резонатора, на основі якого знаходиться відрізок циліндричної періодичної структури типу відбивальної дифракційної ґратки. Розглянуто окремий випадок аксально симетричних E -коливань.

Бібліографічних посилань 2.

УДК 538.572.6:51

Про власні коливання у відкритому резонаторі без урахування впливу ребер. Галета В. О., Олександрова А. О. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 45—49.

У роботі розглядаються просторові задачі розподілу полів у відкритих резонаторах та лініях передач. Уточнюються інтегральні рівняння відкритих систем із двома припущеннями.

1. Енергія випромінювання з ребра дуже мала порівняно з енергією випромінювання з граней.

2. $U \neq 0$, $\frac{dU}{dn} \neq 0$ на зовнішній поверхні пластин.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 3.

УДК 621.372.825.4

Електромагнітні хвилі в логарифмічній спіралі на гіротропному шарі плазми (азимутальне підмагнічування). Яцук К. П., Биховець В. В., Флісеев О. І. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, 1973, стор. 49—54.

Проведено дослідження дисперсійних залежностей і згасання радіальних хвиль у плоскій логарифмічній спіралі на гіротропному шарі плазми з азимутальним підмагнічуванням. Показано, що така система має невзаємні властивості. Вивчено вплив різних параметрів на вентильні властивості системи.

Рисунків 2. Бібліографічних посилань 5.

УДК 621.372.832.82

Експериментальне дослідження вентильних властивостей системи феритове кільце — логарифмічна спіраль. Яцук К. П., Биховець В. В., Гребенюк Ю. І. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 54—56.

Наведено результати експериментального дослідження, поширення симетричної і несиметричної хвиль у системі логарифмічна спіраль — феритове кільце. Магнітне поле має азимутальний напрям. Для узгодження системи з генератором і навантаженням використовувались плавні коаксіальні переходи, що забезпечували в усьому діапазоні КСХН не гірше 3.

Виявлено, що досліджувана система невзаємна.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 5.

УДК 621.372.8.049.75-416

Високодобротна смужкова лінія з одним внутрішнім провідником. Сідих В. М., Саприкін І. І., Денисов Д. С., Ляпунов М. В. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 56—60.

Описується високодобротна смужкова лінія з одним внутрішнім провідником (ВДСЛ). Електродинамічним методом розглянуто поздовжньомігнітні хвилі, які огорожують смугу пропускання з боку високих частот. Досліджено ВДСЛ з конкретними розмірами і хвильовим опором 50 ом. Описано конструкцію розробленого широкодіапазонного коаксіально-смужкового переходу на ВДСЛ з КСХН 1.15.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 4.

УДК 621.372.8.049.75-416

Розрахунок параметрів зв'язаних смужкових ліній НВЧ. Бородаєв В. О., Булах Л. А., Ляпунов М. В. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 60—62.

У статті дано розрахунок основних параметрів зв'язаних смужкових ліній ЗВЧ. Розрахунок зроблено за допомогою рівняння Пуассона. Наведено криві, що ілюструють одержані результати.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 1.

УДК 621.372.826.1

Мініатюрні хвильоводні елементи 3-сантиметрового діапазону. Ананьїн Є. Д., Конопля В. М., Фесенко Ю. М., Шейко В. П. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 63—66.

У роботі розглянуто хвильовідні елементи (погоджені навантаження, направлені відгалуження, детекторна секція, змінюваний атенюатор, короткозамикальний поршень), виконані на основі малогабаритного 3-сантиметрового хвильоводу, заповненого ізотропним діелектриком.

Рисунків 2. Бібліографічних посилань 2.

УДК 537.525.6

Розгляд механізму виникнення сталої складової струму ВЧ-розряду на основі теорії «середнього електрона». Костін В. М., Вязьмитинов І. А. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 67—68.

Проведено рішення і аналіз рівняння руху електрона у ВЧ-полі. На основі цього виведено якісні формули, які пояснюють раніше одержані експериментальні залежності сталої складової струму ВЧ-розряду від напруженості ВЧ-поля і тиску газу.

Бібліографічних посилань 3.

УДК 537.525.6.

Про дифузійний механізм виникнення сталої складової струму НВЧ-розряду. Вязьмітинов І. А., Костін В. М., Вязьмітинова С. С. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 69—71.

Розв'язано і проаналізовано основне рівняння дифузійної теорії у коаксіальній системі електродів. На основі цього запропоновано метод перевірки дифузійних уявлень щодо сталої складової струму НВЧ розряду, а також визначено умови зміни напрямку сталої складової струму НВЧ-розряду.

Бібліографічних посилань 4.

УДК 537.525

Розрахунок вольтамперної характеристики тліючого розряду з порожнистим катодом за високих тисків газу. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, 1973, стор. 71—73.

На основі розрахунку поля в катодному просторі тліючого розряду з порожнистим катодом і рівняння балансу енергії в плазмі негативного свідчення одержано формулу вольт-амперної характеристики розряду. Перевірка в розряді з циліндричним порожнистим катодом показала добру відповідність розрахунків та експерименту за незначної ширини області катодного падіння потенціалу.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 5.

УДК 537.525

Про вплив однорідного магнітного поля на імпульсний розряд на початкових стадіях у довгих трубках. Білоус В. В. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, 1973, стор. 74—76.

Показано, що слабе однорідне магнітне поле (до 160 гс) викликає зміну амплітуди і форми передпробійних імпульсів струму у довгих трубках ($d=38$ см) за низьких тисків газу ($p=1,8 \cdot 10^{-2} \div 4,8 \cdot 10^{-2}$ тор) і зменшує час запізнення імпульсів струму під час пробію ($I_1 \sim 10$ ка) щодо напруги ($U_0=11,5$ кВ). Для осцилографування малих передпробійних імпульсів струму використовувано обрив розряду в робочій трубці за допомогою «редейної» трубки.

Рисунків 1. Таблиць 4. Бібліографічних посилань 5.

УДК 537.525.83

Вивчення газового розряду методом зовнішнього високочастотного зонда. Кононенко К. І., Хлапова Н. П. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 76—78.

У статті описано дослідження детекторних властивостей газового розряду методом зовнішнього високочастотного зонда в діапазоні частот ($1 \div 30$) 10^6 гц. Наведено експериментальні дані залежності детекторного струму від координати розряду, амплітуди потужності і частоти в області ТФП.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 4.

УДК 621.382.2

Вплив рухливості та форми напруги на максимальну частоту генерації діодів Ганна. Прохоров Е. Д., Білецький М. І., Дядченко А. В. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 78—81.

Розглянуто вплив рухливості електронів в першій зоні провідності GaAs та наявності в сигналі напруженості електричного поля на діоді вищих гармонік на максимальну частоту генерації діодів Ганна.

Показано, що максимальна частота генерації зростає при збільшенні рухливості та напруженості електричного поля на діоді, яка містить другу гармоніку. Останнє зумовлено збільшенням часу, протягом якого напруженість електричного поля в діоді близька до порогової, в результаті чого концентрація в першій зоні провідності відновлюється більше, ніж за синусоїдального сигналу.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 2.

УДК 539.293:538.12

Вплив магнітного поля на процес утворення негативного диференційного опору в германієвих $m-p-m$ та p^+-p-p^+ структурах. Шеховцов М. О., Мішньов А. О. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 81—84.

Експериментально досліджено вплив поперечного магнітного поля на вольт-амперні характеристики (ВАХ) германієвих $m-p-m$ та p^+-p-p^+ структур з питомим опором вихідного p -германію 5 ом.см за кімнатної температури. Встановлено, що $m-p-m$ та p^+-p-p^+ структури мають ВАХ S -типу з ділянкою негативного диференційного опору. Хід ВАХ $m-p-m$ структур залежить від магнітного поля до і після пробою. Хід ВАХ p^+-p-p^+ структур залежить від магнітного поля тільки після пробою.

Рисунків 1. Бібліографічних посилань 7.

УДК 537.311.33

Термо-е.р.с. тонких плівок системи BiSb. Світличний В. М., Багров Г. В., Пересунько О. О., Плаксієв В. Т. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 84—86.

Наведено експериментальні залежності термо-е.р.с. тонких плівок сплавів вісмуту з сурмою від товщини плівки, температури та концентрації сурми у сплаві. Зміни даних залежностей пояснюються збільшенням перекриття вільної та валентної зон, а також проявом квантового розмірного ефекту.

Бібліографічних посилань 7.

УДК 621.375.82

Дія випромінювання гігантських імпульсів ОКГ на тонку металеву нитку. Латинін Ю. М., Кузьмичов В. М. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 86—89.

У роботі експериментально досліджено вплив гігантських імпульсів ОКГ на платинову нитку діаметром 3 мм. Виміряно сталу охолодження дротини та змінення її початкового електричного опору від імпульсу до імпульсу випромінювання. Експериментально доведено, що зміна електричного опору прямо пропорційна рівню падаючої на нитку енергії. Визначено критичну густину енергії випромінювання, що викликає зруйнування дроту.

Рисунків 3. Бібліографічних посилань 3.

УДК 538.69:538.124

Про радіаційні дефекти, що утворюються в кристалах γ -опроміненого *DL*-валіну $\cdot\text{HCl}$. Комарь І. М., Ніколов О. Т., Біблій В. М. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 89—90.

Вперше вивчено та проінтерпретовано спектри ЕПР активних радіаційних дефектів, що утворюються в γ -опромінених кристалах *DL*-валіну $\cdot\text{HCl}$. Виявлено, що структура цих дефектів така сама, як і в інших валінів, і має вигляд $(\text{OH}_3)_2\text{CSH}(\text{N}^+\text{H}_3)\text{COO}^-$.

Рисунків 2. Бібліографічних посилань 3.

УДК 539.1.047:541.67

Розрахунок електронної структури біс-саліцилальдегідімінату міді методом МО ЛКАО. Ромоданова Е. О., Кононенко К. І., Пушков В. В. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 91—92.

На підставі напівемпіричного методу МО ЛКАО проведено розрахунок електронної структури біс-саліцилальдегідімінату міді. Одержані квантово-хімічні характеристики зіставлено з результатами експериментального дослідження електронно-коливальних спектрів та ЕПР даної сполуки.

Таблиць 2. Бібліографічних посилань 5.

УДК 621.384.39:541.66

Електромагнітний обмін і енергетичне акумулювання у пограничному шарі киплячої рідини. Денисов Ю. П. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 92—94.

Розглянуто можливість використання розривного кипіння рідини для одержання потужних імпульсів інфрачервоного випромінення. Наводяться частоти і амплітуди одержаного спектра випромінення.

Бібліографічних посилань 2.

УДК 532.712:536.123.21

Взаємозв'язок гідратації та осмотичного тиску розчинів. Стьопін Л. Д., Губський В. І., Снопик Л. М. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту, Харків, 1973, стор. 94—95.

Одержано рівняння, що зв'язує осмотичний тиск розчинів з гідратацією розчинених речовин. Показано, що осмотичний тиск лінійно збільшується зі збільшенням гідратації.

Бібліографічних посилань 5.

Безентропійність і оборотність процесу логічного мислення. Чудаков В. М. «Вісник Харківського університету. Радіофізика», вип. 2. Вид-во Харківськ. ун-ту. Харків, 1973, стор. 96—97.

Розглянуто формальні та фізичні умови здійснення процесу логічного мислення. Доведено теореми про його оборотність.

Бібліографічних посилань 3.

Центральна Научна
БІБЛІОТЕКА
280984

