

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Фізичний факультет
Кафедра фізики низьких температур

«Допущено до захисту»

Оцінка « _____ »

В.о. зав. кафедри фізики
низьких температур проф.
Шкловський В.О. _____
“ _____ ” грудня 2024 р.

Голова ЕК:
член-кореспондент НАН України,
д-р фіз.-мат. наук,
Сорокін О. В. _____
19 грудня 2024 р.

Махлайов Гліб Геннадійович

«Керований термоядерний синтез. Технології криогенного охолодження. Новітні надпровідні матеріали для досягнення більш стабільної плазми у магнітній пастці»

Дипломна робота на здобуття освітнього ступеня «Магістр» за спеціальністю 104 – «фізика та астрономія» освітня програма – «фізика»

Науковий керівник: канд. фіз.-мат. наук, доцент ХНУ ім. В.Н. Каразіна Ревякіна М.Г.

Рецензент :

канд. тех. наук, доц. кафедри заг. фізики ХНУ ім. В.Н. Каразіна Гресь В.Ю.

Харків 2024

АННОТАЦІЯ

Махлайов Г.Г. **Керований термоядерний синтез. Технології криогенного охолодження. Новітні надпровідні матеріали для досягнення більш стабільної плазми у магнітній пастці.** Дипломна робота на здобуття освітньо-кваліфікаційного рівня “магістр” - Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, 2024.

Метою роботи у даній роботі проведено аналіз сучасних здобутків та проблем загального принципу дії керованого термоядерного синтезу для створення матеріалу для самостійної роботи студентів з розділу загальної фізики, а саме атомна та ядерна фізика. А також аналіз проблематики високотемпературних надпровідних матеріалів, недоліків та можливості системи охолодження на основі надкритичного гелію для вивчення спецкурсів «криогенне матеріалознавство», «процеси переносу та методики їх досліджень при низьких температурах». Вивчення загальних принципів дії з точки зору таких тем як термоядерні реакції, ядерний синтез, надпровідність, криогенне матеріалознавство, матеріалознавство.

Дана дипломна робота присвячена дослідженню ключових аспектів керованого термоядерного синтезу (КТС), який вважається однією з найперспективніших технологій для створення безпечних, ефективних і стійких джерел енергії. Робота поєднує теоретичні основи, сучасні технологічні досягнення та актуальні виклики, що стоять перед розробкою термоядерних реакторів, пропонуючи комплексний науковий підхід до вирішення цих завдань.

Особливий акцент зроблено на аналізі технологій магнітного утримання плазми, які є основою більшості сучасних експериментів у галузі КТС. Розглянуто інженерні рішення, що застосовуються в токамаках і стелараторах, включаючи їх переваги та обмеження. Як приклад успішного досягнення наведено результати роботи токамака JET, де було отримано рекордну енергію в 69 МДж. Водночас підкреслюються проблеми, пов'язані з домішками та нестійкістю плазми, що потребують подальших досліджень.

Одним із ключових напрямів дослідження є високотемпературні надпровідники (ВТНП). У роботі детально висвітлено їх фізичні властивості, зокрема використання таких матеріалів, як $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ та $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, у надпровідних магнітних системах. Вказано на їхні переваги, а також на обмеження, що пов'язані з пористістю, крихкістю та складністю масового

виробництва. Ці матеріали відкривають нові можливості для створення компактних і ефективних систем утримання плазми.

Важливою частиною дослідження є розгляд конструкції та характеристик тороїдальної модельної котушки SPARC, створеної на основі інноваційних матеріалів REBCO. Ця котушка досягає магнітного поля до 20 Тл і використовує безізоляційну технологію, яка підвищує її стійкість до навантажень. У роботі детально описано процеси тестування та результати, що підтверджують ефективність цієї системи.

Система охолодження надпровідників, заснована на циркуляції надкритичного гелію, також відіграє важливу роль. Робота демонструє її економічну та технічну ефективність, що забезпечує стабільну роботу магнітів за температури близько 20 К. Запропонована архітектура мінімізує теплові втрати та підвищує надійність системи.

Окрему увагу приділено аналізу гібридних реакторів, які поєднують термоядерний синтез і поділ ядер. Такі системи забезпечують високу ефективність завдяки використанню нейтронів синтезу для перетворення важких елементів на такі, що діляться, зокрема уран-238 на плутоній-239. Це дозволяє знизити витрати на паливо та підвищити безпеку реакторів, унеможлививши неконтрольовану реакцію.

У підсумковій частині роботи обговорюються основні труднощі та перспективи розвитку технологій КТС. Серед викликів виділяються нестабільність плазми, обмеження сучасних матеріалів та складність систем охолодження. Однак перспективи надзвичайно обнадійливі: досягнення у сфері інерційного утримання, зокрема успіх лабораторії Лоуренса у 2022 році, демонструють, що енергія термоядерного синтезу може перевищити витрати на її ініціалізацію, відкриваючи нові горизонти для застосування цих технологій.

Робота підкреслює міждисциплінарний характер досліджень, об'єднуючи фізику, матеріалознавство та інженерні науки. Отримані результати й запропоновані рішення спрямовані на розвиток технологій, які можуть стати основою для переходу до екологічно чистої та відновлюваної енергетики майбутнього.

Ключові слова: Керований термоядерний синтез, Магнітне утримання плазми, Технології токамака та стеларатора, Досягнення токамака JET, Високотемпературні надпровідники (ВТНП), Матеріали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$,

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, Тороїдальна модельна котушка SPARC, Інноваційні REBCO-надпровідні магніти, Безізоляційна технологія магнітів, Система охолодження на основі надкритичного гелію, Гібридні термоядерні реактори, Поєднання синтезу та поділу ядер, Енергетична ефективність і безпека, Проблеми стабільності плазми, Досягнення в інерційному утриманні, Міждисциплінарний підхід, Відновлювана та стійка енергетика, Майбутнє енергетичних технологій, Наукові інновації та інженерні рішення, Масштабованість термоядерної енергії, Екологічний вплив і перехід до чистої енергії.

ANNOTATION

Makhlayov G.G. **Controlled thermonuclear fusion. Cryogenic cooling technologies. New superconducting materials for achieving more stable plasma in a magnetic trap.** Graduate work for the education and qualification level “undergraduate” - V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, 2024.

The purpose of this work is to analyze modern achievements and problems of the general principle of operation of controlled thermonuclear fusion to create material for independent work of students in the section of general physics, namely atomic and nuclear physics. As well as an analysis of the problems of high-temperature superconducting materials, disadvantages and possibilities of a cooling system based on supercritical helium for studying special courses "cryogenic materials science", "transfer processes and methods of their research at low temperatures". Studying the general principles of operation from the point of view of such topics as thermonuclear reactions, nuclear fusion, superconductivity, cryogenic materials science, materials science.

This thesis is dedicated to the study of key aspects of controlled thermonuclear fusion (CTF), considered one of the most promising technologies for creating safe, efficient, and sustainable energy sources. The work combines theoretical foundations, modern technological achievements, and current challenges in the development of thermonuclear reactors, offering a comprehensive scientific approach to addressing these issues.

Particular emphasis is placed on analyzing magnetic plasma confinement technologies, which form the basis of most modern CTF experiments. Engineering solutions used in tokamaks and stellarators are examined, highlighting their advantages and limitations. An example of a successful achievement is the JET tokamak, where a record energy of 69 MJ was achieved. At the same time,

challenges related to impurities and plasma instability are noted, requiring further research.

One of the key research areas focuses on high-temperature superconductors (HTS). The study details their physical properties, including the use of materials such as $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ in superconducting magnetic systems. Both their advantages and limitations, such as porosity, brittleness, and production challenges, are discussed. These materials open new opportunities for creating compact and efficient plasma confinement systems.

A significant part of the research is devoted to the design and characteristics of the SPARC toroidal model coil, developed using innovative REBCO materials. This coil achieves a magnetic field of up to 20 T and employs non-insulated technology, enhancing its resistance to loads. The work provides a detailed description of the testing processes and results, confirming the efficiency of this system.

The superconducting cooling system based on supercritical helium circulation also plays an important role. The study demonstrates its economic and technical efficiency, ensuring stable magnet operation at temperatures around 20 K. The proposed architecture minimizes thermal losses and increases system reliability.

Special attention is given to the analysis of hybrid reactors that combine thermonuclear fusion and nuclear fission. These systems provide high efficiency by using fusion neutrons to convert heavy elements into fissile ones, such as uranium-238 into plutonium-239. This approach reduces fuel costs and enhances reactor safety by eliminating the risk of uncontrolled reactions.

In the concluding part of the thesis, the main challenges and prospects for the development of CTF technologies are discussed. Challenges include plasma instability, the limitations of current materials, and the complexity of cooling systems. However, the prospects are highly promising: achievements in inertial confinement, such as the success of the Lawrence Livermore Laboratory in 2022, demonstrate that the energy generated by thermonuclear fusion can exceed the energy required for its initiation, opening new horizons for these technologies.

The thesis emphasizes the interdisciplinary nature of the research, integrating physics, materials science, and engineering. The results obtained and proposed solutions are aimed at advancing technologies that could form the basis for transitioning to environmentally friendly and renewable energy in the future.

Keywords: Controlled thermonuclear fusion, magnetic plasma confinement, tokamak, stellarator, JET tokamak, high-temperature superconductors, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, SPARC toroidal model coil, REBCO superconducting magnets,

non-insulated magnet technology, supercritical helium cooling system, hybrid thermonuclear reactors, fusion and fission integration, energy efficiency, plasma stability, inertial confinement, interdisciplinary approach, renewable energy, sustainable energy, scientific innovation, engineering solutions, fusion energy scalability, clean energy transition.

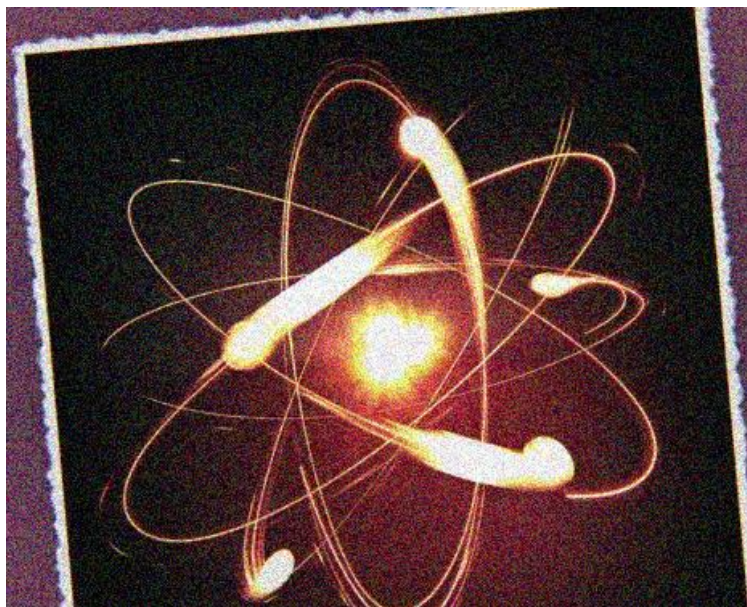
Зміст

1. Вступ.....	7
2. Типи реакцій.....	8
2.1. Реакція дейтерій + тритій (Паливо D-T).....	9
2.2. Реакція дейтерій + гелій-3.....	9
3. "Безнейтронні" реакції.....	11
4. Умови.....	11
5. Критерій Лоусона.....	12
6. Термоядерна енергетика та гелій-3.....	14
7. Керований термоядерний синтез з магнітною термоізоляцією.....	15
8. Установа з магнітним утриманням.....	20
9. ВТНП матеріали 1-го покоління можливість використання втнп-проводників для левітуючого кільця токамака.....	22
10. Тороїдальна модельна котушка SPARC (TFMC) із новаторською розробкою в області високопольових надпровідникових магнітів, що базується на матеріалах REBCO (рідкоземельний ітрій-барій-мідний	

оксид).....	29
11.Нова технологія та схема системи охолодження.....	33
12.Створення гібридних систем.....	37
13.Надшвидкодiючі системи. Керований термоядерний синтез з iнерцiйним утриманням.....	46
14. Висновок Труднощi та перспективи.....	47
15.Використана лiтература.....	51

Вступ

Керований термоядерний синтез (КТС) — це науково-технiчна концепцiя одержання енергiї шляхом поєднання легших атомних ядер у важчi за умов екстремально високих температур i густин. Такий пiдхiд має принципову вiдмiннiсть вiд некерованого (вибухового) термоядерного синтезу, який реалiзується у термоядернiй збрoї, оскiльки вiн передбачає можливiсть стабiльного та контрольованого перебiгу реакцiй. На вiдмiну вiд традицiйної ядерної енергетики, заснованої на розпадi важких ядер iз утворенням легших фрагментiв, КТС прагне забезпечити безперервний та керований процес синтезу iз залученням переважно дейтерiю (^2H) та тритiю (^3H), а в перспективi — гелiю-3 (^3He) й бору-11 (^{11}B). Iсторично важливим кроком у формуваннi наукового пiдходу до керованого термоядерного синтезу в Радянському Союзi став внесок радянсько-українського фiзика Олега Олександровича Лаврентьєва (ННЦ ХФТІ), який вперше сформулював задачу КТС та запропонував конструктивнi технiчнi рiшення для її реалiзацiї.



2. Типи реакцій

Реакція термоядерного синтезу полягає у зближенні двох або кількох легких атомних ядер до відстаней, на яких ядерні сили притягання починають переважати над кулонівським відштовхуванням однойменних заряджених ядер. Це досягається при екстремально високих температурах порядку 10^7 – 10^9 К. Утворене внаслідок такої взаємодії нове ядро має дещо меншу масу, ніж сума мас вихідних ядер, а різниця маси перетворюється на енергію згідно з відомою формулою Ейнштейна $E=mc^2$. Оскільки легші ядра простіше зближувати до потрібної відстані, водень, як найпоширеніший елемент у Всесвіті, виступає найпридатнішим паливом для реакцій термоядерного синтезу.

Експериментально встановлено та науково підтверджено, що реакція термоядерного синтезу за участю суміші дейтерію (^2H) та тритію (^3H) потребує найменше вхідної енергії порівняно з енергією, яка вивільняється під час процесу. Саме тому більшість досліджень сконцентровані на D-T реакції. Водночас, суміш дейтерію і тритію не є єдиним потенційним паливом для

реакторів керованого термоядерного синтезу. Існують й інші види реакційного палива, які можуть бути легшими у промисловому виробництві, краще піддаватись контролю, або ж – що є особливо важливим – генерувати менше нейтронів. Такий тип «безнейтронних» реакцій привертає посилену увагу, оскільки їхнє широкомасштабне використання у промислових умовах дозволило б уникнути довготривалого радіоактивного забруднення конструкційних матеріалів реактора. Це, у свою чергу, могло б значно знизити негативне суспільне сприйняття ядерної енергетики, а також суттєво скоротити витрати на виведення реактора з експлуатації (декомісії). Однак технічний виклик полягає в тому, що реакції синтезу з альтернативними видами пального значно важче підтримувати, через що D–T реакція розглядається як обов’язковий початковий етап розвитку керованого термоядерного синтезу.

Керований термоядерний синтез може використовувати різні види термоядерних реакцій залежно від виду палива, що застосовується.

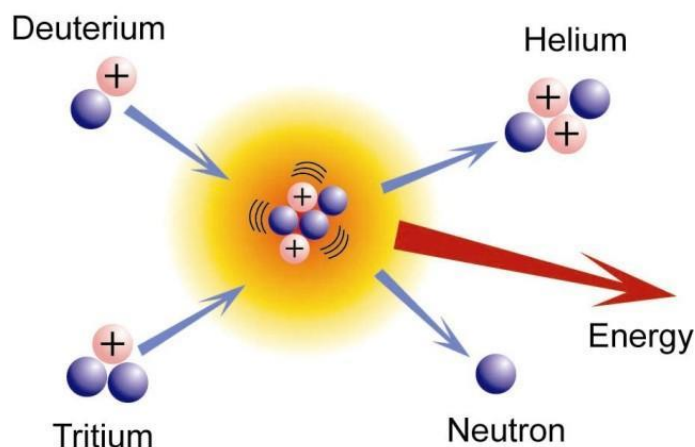
2.1 Реакція дейтерій + тритій (Паливо D-T)

Найлегше здійснена реакція — дейтерій + тритій:

${}^2\text{H}(\text{Дейтерій}) + {}^3\text{H}(\text{Тритій}) = {}^4\text{He}(\text{Гелій}) + n(\text{нейтрон})$ при енергетичному виході 17,6 МэВ ↑

Така реакція найлегше здійснена з погляду сучасних технологій, дає значний вихід енергії, паливні компоненти дешеві. Недолік — вихід небажаної

нейтронної радіації.



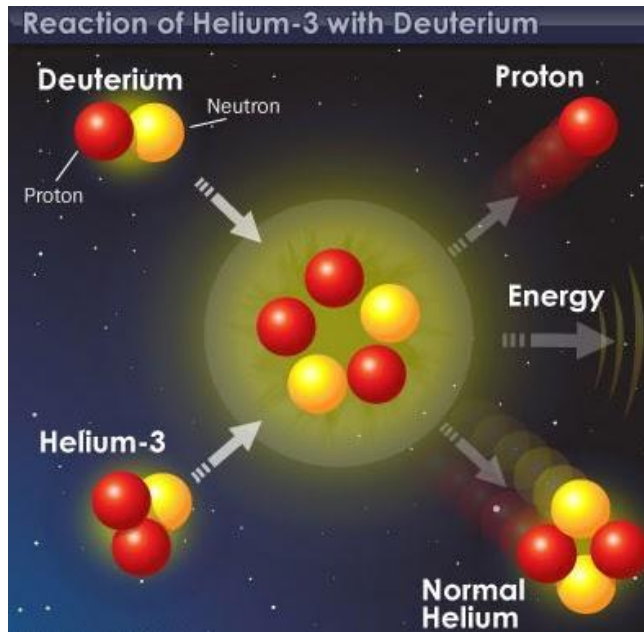
2.2 Реакція дейтерій + гелій-3

Значно складніше, на межі можливого, здійснити реакцію дейтерій + гелій-3

${}^2\text{H}$ (Дейтерій) + ${}^3\text{He}$ (Гелій-3) = ${}^4\text{He}$ (Гелій) + p(протон) при енергетичному виході 18,4 МэВ ↑

Досягнення умов для термоядерної реакції на основі суміші дейтерію та гелію-3 суттєво ускладнене порівняно з D-T реакцією. Гелій-3 є рідкісним і надзвичайно дорогим ізотопом, який наразі неможливо отримати в промислових масштабах безпосередньо. Втім, його можна виробляти шляхом розпаду тритію, який, у свою чергу, отримується на сучасних ядерних електростанціях.

Для кількісної оцінки технологічної складності підтримання термоядерної реакції використовують так званий «потрійний добуток» ($nT\tau$) – добуток щільності плазми (n), температури (T) та часу утримання (τ). За цим критерієм реакція D- ${}^3\text{He}$ потребує приблизно у 100 разів складніших умов, аніж реакція D-T.



3. "Безнейтронні" реакції

Серед різноманітних напрямків досліджень у галузі керованого термоядерного синтезу найбільш перспективними вважаються так звані «безнейтронні» реакції. Такий підхід обумовлений тим, що інтенсивний нейтронний потік, характерний для традиційних реакцій (наприклад, D-T), призводить до значних втрат потужності та індукує радіоактивність конструкційних матеріалів реактора. Натомість реакція дейтерій - гелій-3, завдяки майже повній відсутності нейтронного виходу, є особливо привабливою, оскільки потенційно дозволяє уникнути довготривалого радіоактивного забруднення та пов'язаних із цим витрат на декомісію та захисну інфраструктуру.

4. Умови

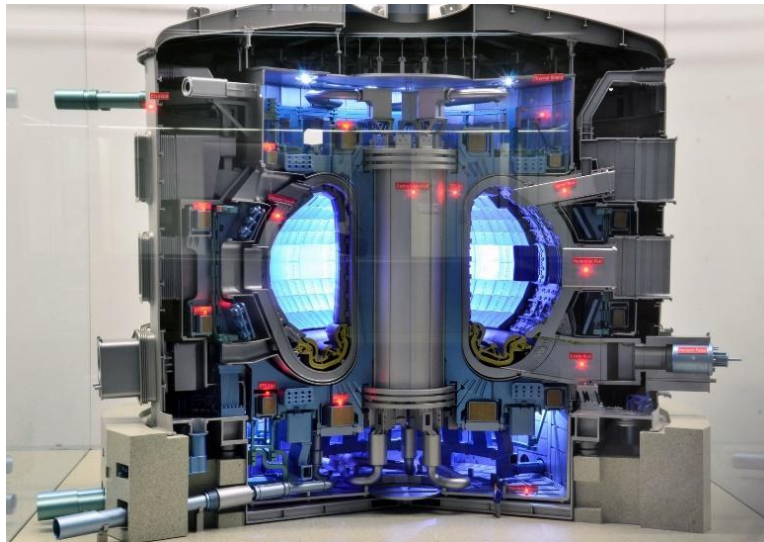
Керований термоядерний синтез можливий при одночасному виконанні двох критеріїв:

- Швидкість зіткнення ядер відповідає температурі плазми: $T > 10^8 \text{ K}$
- Дотримання критерію Лоусона: $\eta \tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ (для реакції D-T)

де η - щільність високотемпературної плазми, τ - час утримання плазми в системі.

Від значення цих двох критеріїв переважно залежить швидкість протікання тієї чи іншої термоядерної реакції.

В даний час (2024) керований термоядерний синтез ще не здійснено у промислових масштабах. Будівництво міжнародного експериментального термоядерного реактора (ITER) знаходиться на середині етапу будівництва, але він не буде закінчено доки не усунуть дефекти які виникли на теплових екранах, це може зайняти не один рік.



5. Критерій Лоусона

Критерій Лоусона є одним з базових принципів оцінки ефективності керованого термоядерного синтезу. Застосування законів

збереження енергії та кількості частинок дозволяє сформулювати певні універсальні вимоги до синтезного реактора, які не залежать від конкретних технологічних чи конструктивних характеристик досліджуваної системи. Розглянемо установку, що містить чисту водневу плазму із щільністю η за температури T . У таку систему вводиться паливо, наприклад, рівнокомпонентна суміш дейтерію й тритію, попередньо нагріта до необхідного температурного рівня. Усередині реактора інжектвані частинки періодично зіштовхуються, унаслідок чого можуть відбуватися ядерні взаємодії – це корисний процес, який лежить в основі вироблення енергії. Одночасно ж певна частина енергії втрачається через електромагнітне випромінювання плазми та витікання з робочої зони «гарячих» високоенергетичних частинок, які не встигли взяти участь у ядерних реакціях.

Нехай t – середній час утримання частинок реакторі; сенс величини t такий: за час в 1 сек із 1 см^3 плазми в середньому йде η/t частинок кожного знака. У стаціонарному режимі в реактор треба щомиті інжектувати таку ж кількість частинок (у розрахунку на одиницю об'єму). Для покриття енергетичних втрат паливо, що підводиться, повинно подаватися в зону реакції з енергією, що перевищує енергію потоку вислизають частинок. Ця додаткова енергія повинна компенсуватися за рахунок енергії синтезу, що виділяється в зоні реакції, а також за рахунок часткової рекуперації у стінках та оболонці реактора електромагнітного випромінювання та корпускулярних потоків. Прийmemo для простоти, що коефіцієнт перетворення на електричну енергію продуктів ядерних реакцій, електромагнітного випромінювання і частинок з тепловою енергією однаковий і дорівнює h .

В умовах стаціонарної роботи системи та при нульовій корисній потужності рівняння балансу енергії в реакторі має вигляд:

$h(P_o + P_r + P_t) = P_r + P_t$, де P_o - потужність ядерного енерговиділення, P_r - потужність потоку випромінювання і P_t - енергетична потужність потоку частинок, що вислизають. Коли ліва частина написаної рівності стає більш правою, реактор перестає витрачати енергію і починає працювати як термоядерна електростанція. При написанні рівності передбачається, що вся рекуперована енергія без втрат повертається в реактор через інжектор разом з потоком нагрітого палива, що підводиться. Величини P_o , P_r і P_t відомим чином залежать від температури плазми, і з рівняння балансу легко обчислюється добуток $\eta t = f(T)$, де $f(T)$ для заданого значення ккд h та обраного сорту палива є певна функція температури.

Звичайно, енергетично вигідна робота реактора може відбуватися і за нижчих температур, але за це доведеться "розплачуватися" збільшеними значеннями ηt .

Отже, спорудження реактора передбачає:

- 1) одержання плазми, нагрітої до температур у сотні мільйонів градусів;
- 2) збереження стабільної плазми протягом часу, яка буде необхідна для ядерних реакцій.

6. Термоядерна енергетика та гелій-3 (Перспектива в майбутньому)

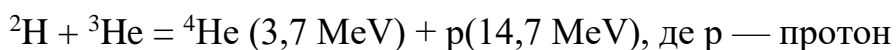
Запаси гелію-3 на Землі обмежені й оцінюються в діапазоні від 500 кг до 1 тонни. Водночас на поверхні Місяця цей ізотоп зустрічається у набагато більших кількостях – за різними оцінками, від 500 тисяч до 10 мільйонів тонн. Окрім позаземних джерел, гелій-3 можна також

отримувати безпосередньо на Землі з широко розповсюдженого у природі літію-6 за допомогою наявних технологій на основі ядерного поділу.

В даний час контрольована термоядерна реакція здійснюється шляхом синтезу дейтерію ${}^2\text{H}$ і тритію ${}^3\text{H}$ з виділенням гелію-4 ${}^4\text{He}$ і "швидкого" нейтрону n :



У випадку реакції дейтерій–тритій значна частина (понад 80%) енергії, що вивільняється, припадає на високоенергетичні нейтрони. Їх зіткнення з атомами конструкційних матеріалів реактора призводить до перетворення цієї енергії на тепло, яке можна використовувати для виробництва електроенергії. Водночас інтенсивний нейтронний потік породжує значну кількість радіоактивних ізотопів, які утворюються внаслідок ядерної активації матеріалів. На противагу цьому, термоядерний синтез на основі дейтерію та гелію-3 практично не супроводжується утворенням радіоактивних продуктів.



Це дозволяє використовувати більш прості та ефективні системи перетворення кінетичної реакції синтезу, такі як магнітогідродинамічний генератор.

7. Керований термоядерний синтез із магнітною термоізоляцією

Наведені вище оцінки часу утримання, температури та щільності є типовими мінімальними параметрами, необхідними для стабільної роботи термоядерного реактора, причому найпростіше досягнути таких умов у разі використання суміші дейтерію та тритію. Водночас слід зазначити, що динаміка термоядерних реакцій у водневій бомбі або в надрах зірок відрізняється від умов у керованому реакторі: в першому випадку процеси протікають надзвичайно швидко внаслідок вибухового характеру реакцій, тоді як у зоряних ядрах вони відбуваються вкрай повільно, оскільки мають підтримуватись упродовж тривалих астрономічних масштабів часу.

Плазма. При сильному нагріванні газу його атоми частково чи повністю втрачають електрони, у результаті утворюються позитивно заряджені частинки, звані іонами, і вільні електрони. При температурах понад мільйон градусів газ, що з легких елементів, повністю іонізується, тобто, кожен його атом втрачає всі свої електрони. Газ в іонізованому стані називається плазмою.

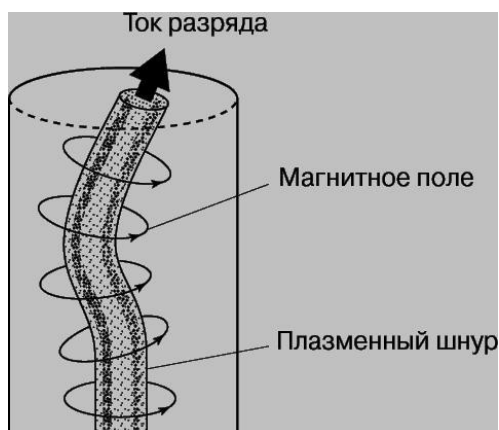
Властивості плазми суттєво відрізняються від властивостей нейтрального газу. Оскільки в плазмі присутні вільні електрони, плазма добре проводить електричний струм, причому її провідність пропорційна $T^{3/2}$. Плазму можна нагрівати, пропускаючи крізь неї електричний струм. Провідність водневої плазми при 10^8 К така сама, як у міді при кімнатній температурі. Дуже велика і теплопровідність плазми.

Щоб утримати плазму, наприклад при температурі 10^8 К, її потрібно надійно термоізолювати. В принципі ізолювати плазму від стін камери можна, помістивши її в сильне магнітне поле. Це забезпечується силами, які виникають при взаємодії струмів із магнітним полем у плазмі.

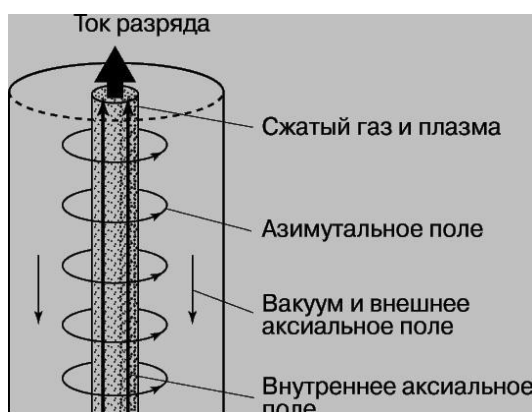
Під дією магнітного поля іони та електрони рухаються спіралями вздовж його силових ліній.

Перехід з однієї силової лінії в іншу можливий при зіткненнях частинок і накладення поперечного електричного поля. Якщо силові лінії магнітного поля замкнуті, надавши їм форму петлі, то частинки плазми рухатимуться вздовж цих ліній, утримуючись області петлі. Крім такої замкнутої магнітної конфігурації для утримання плазми були запропоновані і відкриті системи (з силовими лініями поля, що виходять з торців камери назовні), в яких частинки залишаються всередині камери завдяки магнітним "пробкам", що обмежують рух частинок. Магнітні пробки створюються у торців камери, де в результаті поступового збільшення напруженості поля утворюється пучок силових ліній, який звужується.

На практиці здійснити магнітне утримання плазми досить великої щільності виявилось непросто: у ній часто виникають магнітогідродинамічні та кінетичні нестійкості. Магнітогідродинамічні нестійкості пов'язані з вигинами та зламами магнітних силових ліній. У цьому випадку плазма може почати переміщатися уперек магнітного поля у вигляді згустків, за кілька мільйонних часток секунди піде із зони утримання і віддасть тепло стінкам камери. Такі нестійкості можна придушити, надавши магнітному полю певну конфігурацію. Кінетичні нестійкості дуже різноманітні та вивчені вони менш детально. Серед них є такі, які зривають упорядковані процеси, як, наприклад, протікання через плазму постійного струму або потоку частинок. Інші кінетичні нестійкості викликають вищу швидкість поперечної дифузії плазми в магнітному полі, ніж передбачувана теорією зіткнень для спокійної плазми.



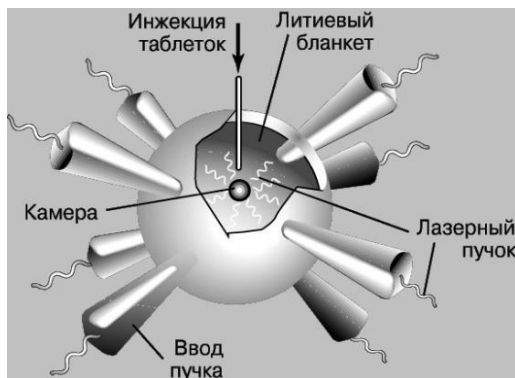
Мал. 1. НЕСТІЙКИЙ ПЛАЗМЕННИЙ ШНУР, нестійкість вигину. Силві лінії магнітного поля згущуються з увігнутого боку, посилюючи вигин.



Мал. 2. ПЛАЗМЕННИЙ ШНУР можна захистити від нестійкості вигину аксіальними полями, створюваними всередині та зовні токонесучого шнура.

Заряджені частинки рухаються гвинтовими лініями вздовж силової лінії поля і відображаються від областей з більш високою напруженістю (де щільність силових ліній більша). Такі зміни називаються пастками з магнітними пробками або магнітними дзеркалами. Магнітне поле створюється двома паралельними котушками, у яких протікають сильні однаково спрямовані струми. У просторі між котушками силві лінії утворюють "бочку", в якій і розташовується плазма, що утримується. Однак експериментально

встановлено, що такі системи навряд чи можуть утримати плазму того ступеня щільності, яка необхідна для роботи реактора. Зараз цей метод утримання не покладається великих надій.



Мал. 3. У ЛАЗЕРНОМУ РЕАКТОРІ УТС маленька кулька, що містить дейтерій і тритій, опромінюється з усіх боків декількома лазерними пучками одночасно.

За рахунок бурхливого випаровування частинок з його поверхні кулька стискається, внаслідок чого температура і щільність усередині нього підвищуються до рівня, необхідного для термоядерної реакції.

Розрахунки показують, що з енергії лазерного випромінювання порядку мегаджоуля (10^6 Дж) і ккд лазера щонайменше 10% вироблена термоядерна енергія має перевищувати енергію, витрачену на накачування лазера..

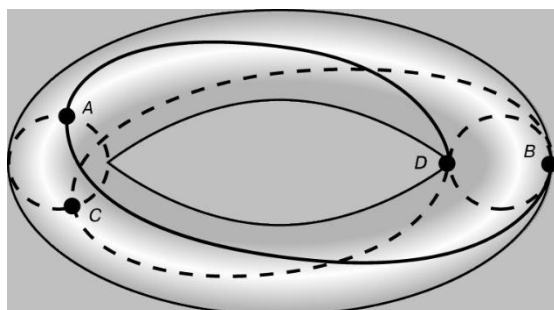
У грудні 2022 року фізиками з ліверморської лабораторії ім Лоуренса була здійснена перша в світі термоядерна реакція яка виробила більше енергії ніж було затрачено на її ініціалізацію. 192 потужних лазера за час близький до одної триліонної секунди випарили паливну таблетку. На цей процес було затрачено 2 МДж енергії при цьому виділився потік нейтронів потужністю 3Мдж .

Завдяки цьому відкриттю стає можливим створіння термоядерного імпульсного лазера для використання у космосі.

В даний час вивчається можливість використання замість лазерного променя пучка важких іонів або поєднання такого пучка зі світловим променем. Завдяки сучасній техніці такий спосіб ініціювання реакції має перевагу перед лазерним, оскільки дозволяє отримати більше корисної енергії. Недолік полягає у складності фокусування пучка на мішені.

8. Установка з магнітним утриманням

Магнітні методи утримання плазми досліджуються в США, Китаї, Японії та ряді європейських країн. Головна увага приділяється установкам тороїдального типу, таким, як токамак зі зворотним магнітним полем, що з'явилося в результаті розвитку більш простих установок зі поздовжнім стабілізуючим магнітним полем.



Мал. 4. Тороїдальне поле стеларатора або токамака. Частинки, багаторазово оббігаючи простір усередині тора вздовж магнітної силової лінії, описують тороїдальну поверхню і цим не дозволяють накопичуватися електричним зарядом. Типова траєкторія частки – ADCBA.

У другому способі для забезпечення рівноваги утримуваної плазми застосовуються спеціальні гвинтові обмотки навколо плазмової тороїдальної камери. Струм у цих обмотках створюють складне магнітне поле, що

призводить до закручування силових ліній сумарного поля всередині тора. Така установка, звана стеларатором, була розроблена в Принстонському університеті (США) Л.Спітцером із співробітниками.

На токамаці JET країн Європейського союзу методом інжекції нейтральних частинок було отримано плазму з іонною температурою 280 млн. кельвінів та часом утримання 0,85 с. На дейтерієво-тритієвій плазмі отримана термоядерна потужність, що досягає 2 МВт. Тривалість підтримки реакції обмежується появою домішок внаслідок розпилення стінок камери: домішки проникають у плазму та, іонізуючись, суттєво збільшують енергетичні втрати за рахунок випромінювання. Роботи за програмою JET були зосереджені на дослідженнях можливості контролю домішок та їх видалення т.зв. "магнітним дивертором".

У лютому 2022 року було оголошено, що вченим удалося отримати 69 МДж енергії. Новий експеримент, що дав рекордний результат, став одним із останніх для JET, який припиняє роботу цього року після 40 років експлуатації.

9. ВТНП матеріали 1-го покоління можливість використання втнп-проводів для левітуючого кільця токамака

Надпровідність використовується у термоядерних установках вже давно. Крім вже традиційних надпровідних магнітних обмоток запропонована ідея використання надпровідного кільця, що левітує, з високо-температурного надпровідника для кращого утримання D-D) плазми в установках типу токамак. Незважаючи на деякі успіхи є доцільним розглянути характеристики існуючих на сьогоднішній день ВТНП-проводів, які пропонується використовувати в подібному кільці.

На цей час для створення довгомірних ВТНП-проводників випробувані різні оксидні системи, в яких спостерігається високотемпературна

(вища за температуру кипіння рідкого азоту 77 К) надпровідність. В результаті встановлено, що прийнятними є такі сполуки:

1. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ із критичною температурою $T_C = 90$ К
2. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi-2212) із $T_C = 85$ К
3. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_2\text{O}_{10}$ (Bi-2223) із $T_C = 110$ К
4. $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Tl-2223) із $T_C = 130$ К
5. $\text{Hg}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ із $T_C = 155$ К

Було показано, що критична щільність струму в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ досягає декількох MA/cm^2 в нульовому магнітному полі і $10 \text{ kA}/\text{cm}^2$ у зовнішньому полі 20 Тл при температурі 77 К. Однак висока твердість і крихкість даного з'єднання і пов'язані з цим труднощі отримання довгомірних провідників, а також низька хімічна та термічна стабільність талієвої та ртутної систем та їх сильна токсичність обмежують використання цих сполук при створенні провідникових систем. Найбільший прогрес у виготовленні проводів в даний час спостерігається на системах (Bi-2212) і (Bi-2223) при використанні у вигляді порошку, що полягає в тому, що металеву трубу (зазвичай зі срібла або його сплавів) заповнюють порошком надпровідної сполуки, герметизують і піддають операції волочення або екструзії для отримання провідника круглого або гексагонного поперечного перерізу з наступною плоскою прокаткою для отримання провідника стрічкової форми. Провідники, виготовлені за цією технологією, через наявність досить товстого срібного покриття прийнято характеризувати крім щільності критичного струму ще й інженерною щільністю критичного струму $J_E = I_C/A$, де A - площа поперечного перерізу провідника, що включає і надпровідну серцевину, срібне покриття та шар електричної ізоляції. Характеристики виготовляємих в даний час вісмутових багатожильних ВТНП стрічок, наведені нижче

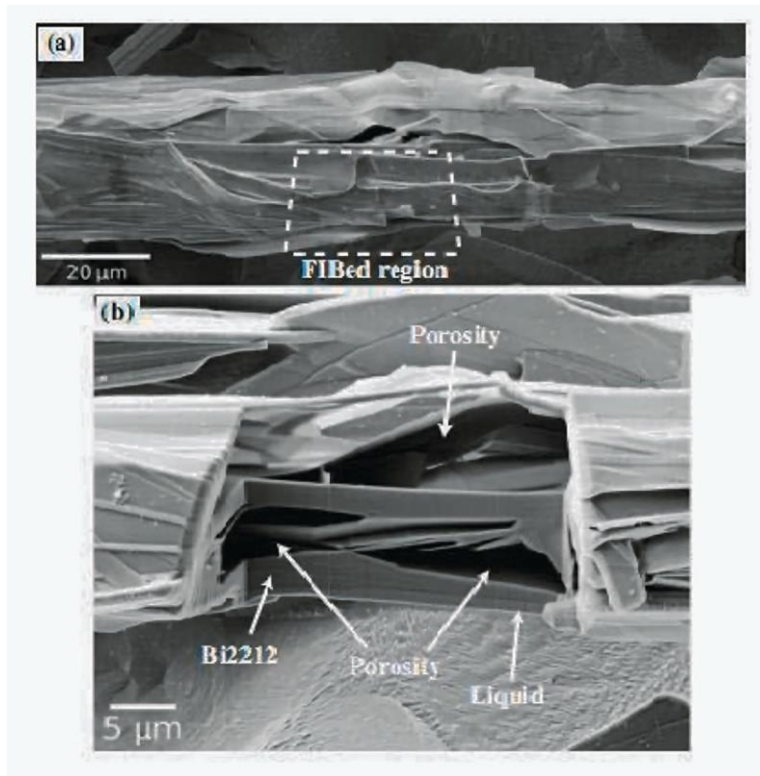
Ширина стрічки	1-10 мм
Товщина стрічки	0,15-1 мм
Довжина	—1 км
J_C , довгомірних зразків, 77 К, 0 Тл	50 кА/см ²
J_E , довгомірних зразків, 77 К, 0 Тл	25 кА/см ²
I_C , довгомірних зразків, 77 К, 0 Тл	150 А

З наведених даних випливає, що в даний час не існує промислових технологій, що дозволять отримувати ВТНП-провідники досить великого перерізу саме такою методикою. Саме тому максимальні токонесучі здібності довгомірних проводів становлять у кращому разі сотні ампер. Необхідно підкреслити, що величина критичного струму зараз визначається саме перерізом ВТНП-провідника, оскільки згідно з наявними оцінками гранична щільність критичного струму Ві-2223 становить 130 кА/см² при 77 К у нульовому зовнішньому магнітному полі, що всього приблизно в 3 рази більше отриманих значень J_C . Таким чином, існуючі на сьогоднішній день технології виробництва довгомірних ВТНП-провідників порошкового типу дозволяють їх використовувати, якщо величина струму не перевищує -100 А при значенні зовнішнього магнітного поля не більше -1 Тл. У проєкті левітуючого кільця закладаються значення струму 30 МА при піковому значенні магнітного поля на поверхні кільця 25 Тл. Очевидно, що подібні параметри недосяжні в рамках даної технології виробництва довгомірних ВТНП-провідників.

Був досліджений вплив пористості на критичну щільність струму в найбільш перспективному для отримання сильних магнітних полів ВТНП з'єднанні $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi2212). Багатожильні дроти круглого перерізу на основі

Bi2212 які виготовлені за порошковим методом, при якому порошок Bi2212, що знаходиться у срібних трубках, розплавляється, а потім повільно охолоджується з утворенням зерен надпровідника.

Жили у дротах, виготовлених таким методом, не зовсім щільні, їх залишкова пористість виявилась приблизно 30-40%. Як показали дослідження, пори всередині жил, що знаходяться в розплавленому стані, збираються у великі порожнини, діаметр яких може перевершувати діаметр самих жил, таким чином, порушується зв'язність зерен Bi2212 та зменшується критична густина струму. Під час охолодження провідника порожнини, що раніше утворилися при розплавленні, частково заповнюються зерном Bi2212. Для того щоб виділити та досліджувати мікроструктуру окремої жили, а також виключити вплив зв'язку між жилами на значення критичних характеристик, був виготовлений спеціальний зразок із меншою щільністю жил, для цього частина надпровідних жил у ньому була замінена срібними прутками. Зображення окремої жили після травлювання срібної оболонки представлені на зображенні. На поверхні жили ніяких порожнин не видно, проте у внутрішній мікроструктурі, виявленій за допомогою іонної мікроскопії (FIB), навіть після заповнення порожнин зернами Bi2212, пористість структури не зникає, зв'язність жил відновлюється не повністю, що призводить до того, що максимальна критична щільність струму не досягається.



Окремо виділена жила в момент формування зерен Bi2212.

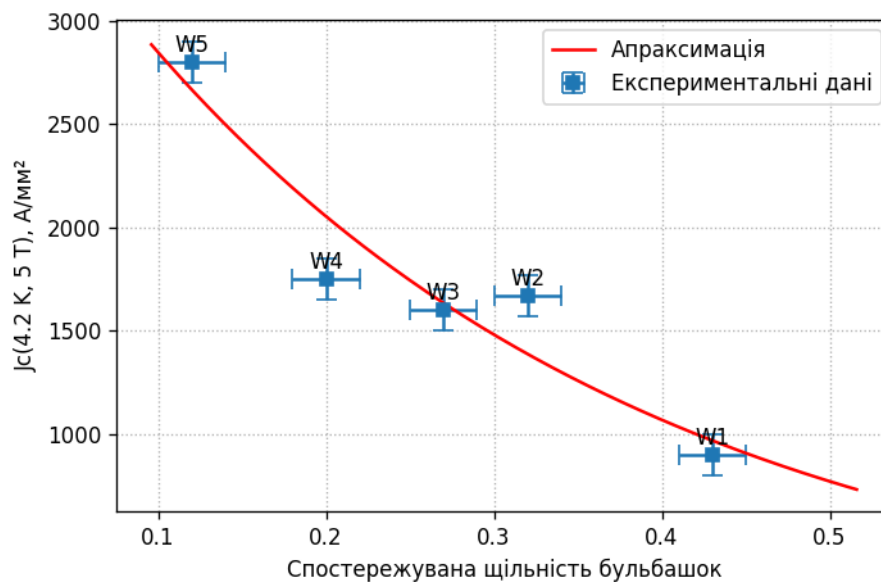
(a) Зображення поверхні, отримане за допомогою скануючого електронного мікроскопа.

(b) Зображення внутрішньої пористої мікроструктури, отримані за допомогою іонної мікроскопії.

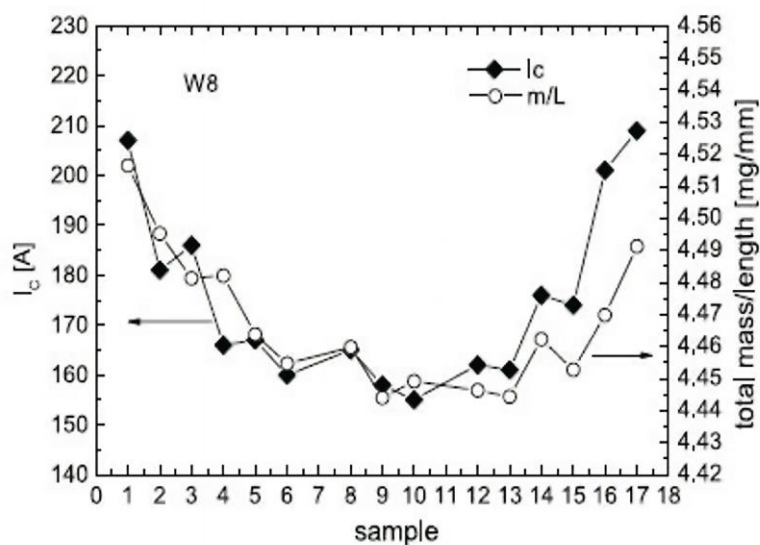
Із досліджень про вплив пористості на критичну щільність струму при різних швидкостях охолодження провідника. Мікроструктура проводів досліджувалася двома способами: за допомогою скануючого електронного мікроскопа і синхротронної рентгенівської мікротомографії. Обидва методи дають схожі результати. Порожнини, що виникають через скупчення пор у розплавленому стані, заповнюються в повному обсязі. Більше того, під час теплової обробки внутрішній тиск газу, образуючого пори, зміщує розплав до кінців провідника, знижуючи щільність надпровідника в його центральній частині, отже, зменшується критична щільність струму.

Залежність критичної густини струму від пористості представлена на наступному зображенні

Зразок	Щільність бульбашок	Критичний струм J_c
W1	0.43 ± 0.02	900 ± 100
W2	0.32 ± 0.02	1670 ± 100
W3	0.27 ± 0.02	1600 ± 100
W4	0.20 ± 0.02	1750 ± 100
W5	0.12 ± 0.02	2800 ± 100



Значення пористості які представлені на графіку, були зняті в моменти утворення зерен надпровідника всередині пор, так як неоднорідність пор на цій стадії виробництва менше, ніж у готових провідниках.



Порівняння щільності та критичного струму для 17 коротких зразків

Для того, щоб з'ясувати, яким саме чином відбувається зниження критичних характеристик у довгомірних зразках, було проведено ще одне дослідження. Зразок довжиною близько 1 м після термообробки був розрізаний на 17 коротких зразків довжиною 5 см, для кожного з яких заміряли критичну щільність струму і масу. У ході експериментів було виявлено сильне зниження щільності критичного струму з відстанню від кінців провідника. Критичний струм, виміряний для центрального зразка, на 25% менше критичного струму крайніх зразків. Більш того, критичний струм і маса зразка виявилися сильно корельованими. Зміна маси дроту на 2,5% призведе до зміни критичного струму на 25%. Результати вимірювань критичного струму та маси, представлені на графіку з сімнадцятьма зразками. Зміни щільності провідника відбуваються на довжині порядку сантиметра, що набагато більше за діаметр жили (15 мкм).

Причиною зміни густини є тиск внутрішнього газу, через який при термообробці виникають порожнини, майже повністю заповнюють діаметр жили.

Доведено, що зниження критичних характеристик довгомірних провідників, у порівнянні з короткими зразками, виникає через порушення зв'язності зерен Bi2212 усередині жил.

Збільшення щільності матеріалу перед термообробкою, контрол внутрішнього тиску під час термообробки та пошук інших методів скорочення об'єму порожнин – вірний шлях до збільшення критичної щільності струму дротів Bi2212.

10. Тороїдальна модельна котушка SPARC (TFMC-Toroidal Field Model Coil) із новаторською розробкою в області високопольових надпровідникових магнітів, що базується на матеріалах REBCO (рідкоземельний ітрій-барій-мідний оксид)

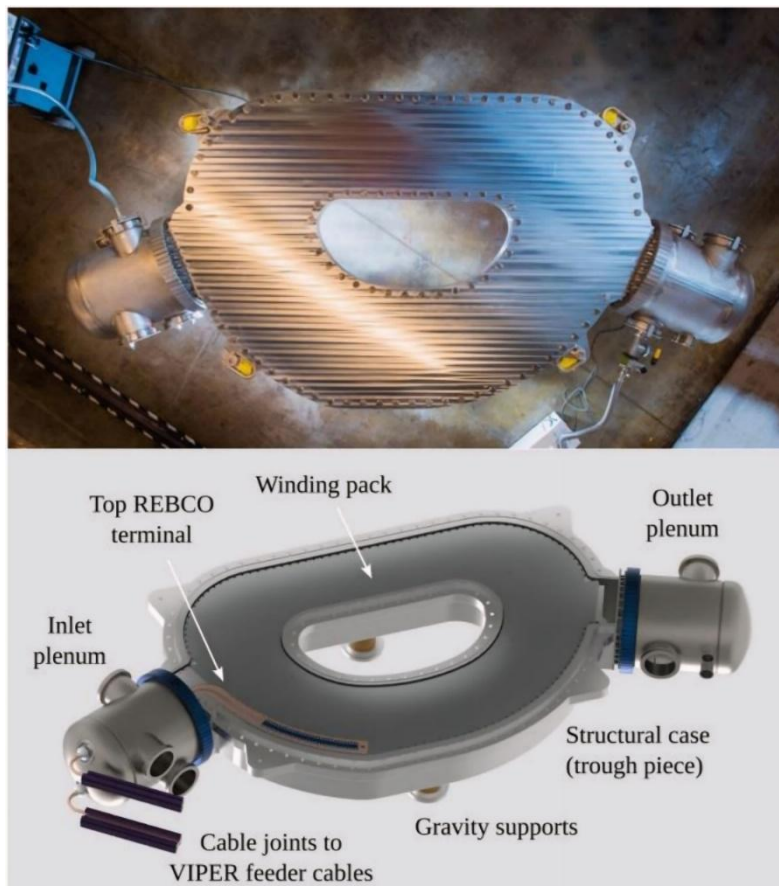
Тороїдальна модельна котушка SPARC (TFMC) є новаторською розробкою в області високопольових надпровідникових магнітів, що базується на матеріалах REBCO (рідкоземельний ітрій-барій-мідний оксид). Ця технологія важливий крок у напрямку створення більш ефективних і компактних термоядерних реакторів.

Конструкція та принцип роботи

TFMC складається з кількох ключових елементів: блок обмоток (WP), корпус та розширення у корпусі для подачі та відведення охолоджуючого гелію. Конструкція являє собою стек гофрованих пластин з нержавіючої сталі Nitronic 50 у яку інтегровані охолоджувальні канали і провідники REBCO. Технологія неінсуляційних (NI) магнітів дозволяє досягати пікового поля 20 Тл за високої щільності струму. (спеціальний тип надпровідних магнітів, у яких використовуються особливості конструкції для забезпечення ефективної роботи та безпеки без необхідності ізоляції між витками проводу. Ця

технологія може протистояти перехідним процесам і так званого процесу "розгортанню квазикритичних зон" у надпровідних магнітних системах.)

Суть роботи REBCO полягає у високому критичному струмі та здатності зберігати надпровідність навіть при значних електромагнітних навантаженнях. Використання охолоджуючого гелію у надкритичному стані забезпечує стабільне терморегулювання.

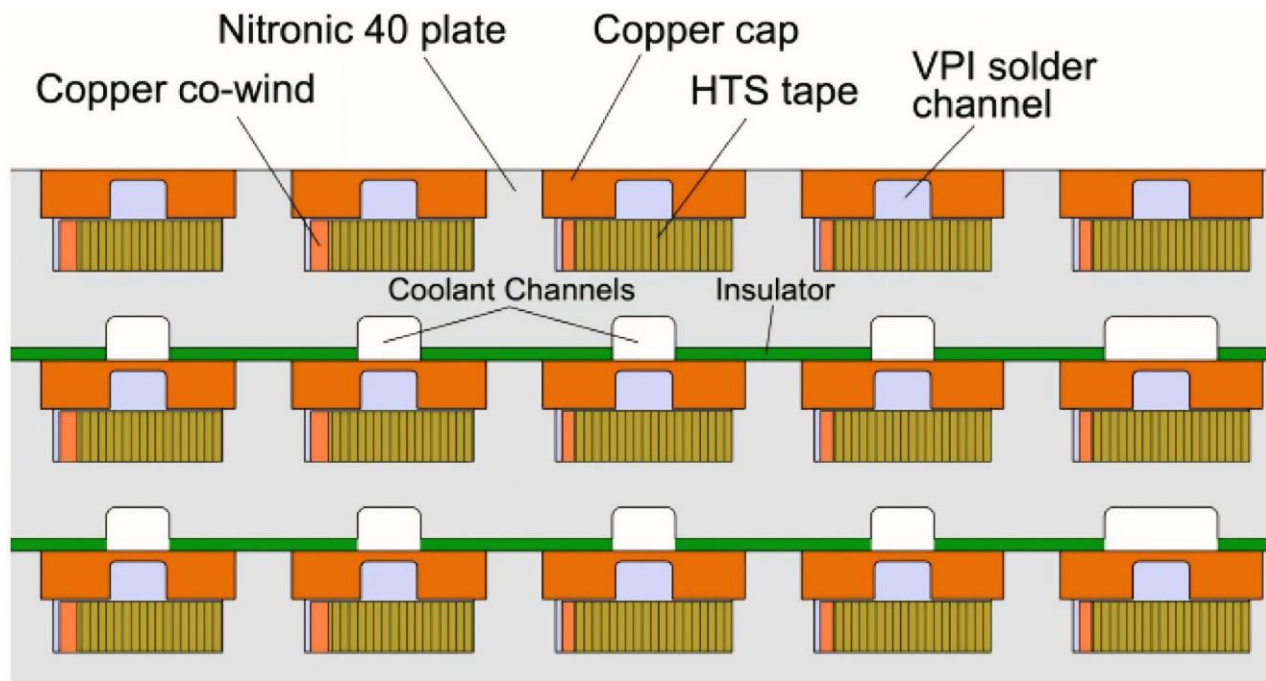


Огляд зверху на TFMC, готовий до початкових експериментів. Візуалізація із ключовими особливостями магніту.

TFMC вимагає перевищення двох важливих параметрів:

Перший - це перевищення струму на клеммах магніту приблизно на 30% (40 кА порівняно з 31,3 кА) у меншому пакеті обмоток (WP). Це призводить до більш агресивного навантаження Лоренца на стеки REBCO та потенційно більшої проблеми стійкості котушки до гасіння через більш високу щільність струму на обмотці блоку.

Друга проблема – це вузькі радіуси ≈ 20 см, які визначають верхній та нижній внутрішні кути D-подібного магніту. Вузькі радіуси були реалізовані для концентрації магнітного потоку та забезпечення перевищення пікового поля 20 Т на провіднику. Пікове поле 20 Т на провіднику було накладено як програмну вимогу на TFMC і використовувалося для перевірки екстраполяції продуктивності рівня стрічки.



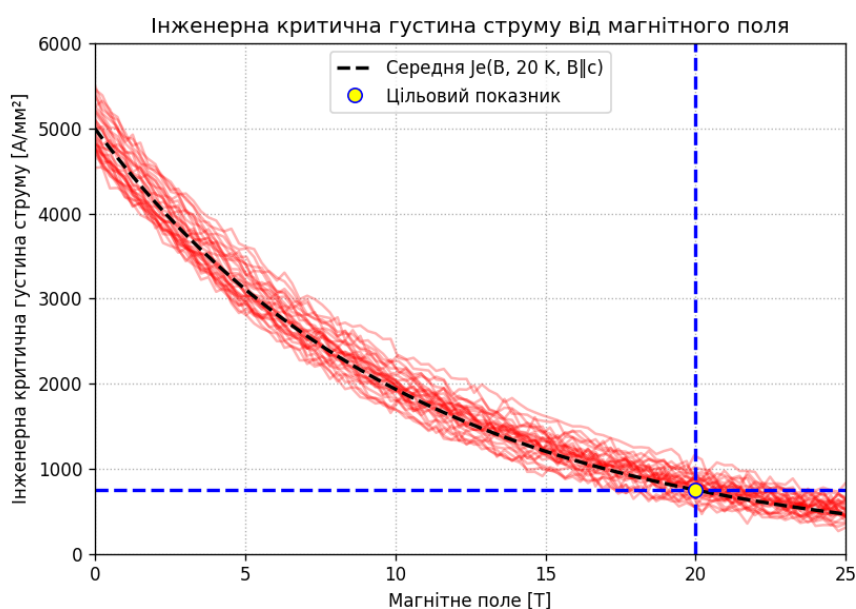
Частковий поперечний переріз TFMC WP, що показує схематичну конструкцію комірки провідника.

Внутрішня конструкція TFMC уявляє собою рифлено складені пластини, це полегшує процес виготовлення міцних надпровідних магнітів з потужним полем за допомогою простих виробничих технологій з модульних компонентів, що сприяє масштабуванню виробництва та комерціалізації.

На схематичному зображенні можна побачити що основою є сталева радіальна пластина, що містить намотаний стек стрічок REBCO та інтегровані з'єднання у яку вбудовані в канали.

Важливо зазначити, що між витками стрічок стека REBCO немає електричної ізоляції. Канавка провідника містить градуйований стек стрічок REBCO, що складається з 170 та 240 стрічок.

TFMS використовувався у двох експериментальних випробуваннях. TFMS успішно досягнув всіх своїх цілей випробувань постійного струму, включаючи перевищення пікового поля 20 Тл на провіднику. Після цього пройшов серію температурних сканувань і гасінь розімкнутого ланцюга, щоб надати великі дані про розподіл струму та еволюцію гасіння для розуміння фізики та перевірки моделі на довготривалість. Випробування завершилися вдало.



На графіку відображена інженерна критична щільність струму (J_e) як функція магнітного поля при 20 К та кута поля $B||c$ для одного з магніту технології REBCO, отриманих для TFMS. Незважаючи на широкий розкид, середнє значення щільності струму J_e перевищує цільовий показник 750 А/мм^2 при 20 Тл, 20 К та $B||c$ (перетин пунктирних ліній), необхідних для однієї стопки REBCO в TFMS.

За межами проекту SPARC, технологія та можливості магнітів за технологію REBCO з проекту TFMC можуть бути встановлені на інших надпровідних магнітних системах для отримання термоядерної енергії та дослідження фізики високих енергій. Потинційним є використання магнітів за технологію REBCO у стелараторній котушці на основі кабелю VIPER.

Система охолодження SPARC (TFMC)

Створення системи охолодження для тороїдального магніту моделі SPARC (TFMC), який використовується в програмі високотемпературних надпровідних магнітів (HTS). Дослідження проводилось у рамках програми MIT Plasma Science and Fusion Center. Основне завдання системи – забезпечити стабільне охолодження надкритичним гелієм (SHe) для роботи магнітів при температурах близько 20 К із мінімальними витратами та максимальною ефективністю.

11. Нова технологія та схема системи охолодження

Нова технологія та схема системи охолодження повинна була відповідати наступним параметрам:

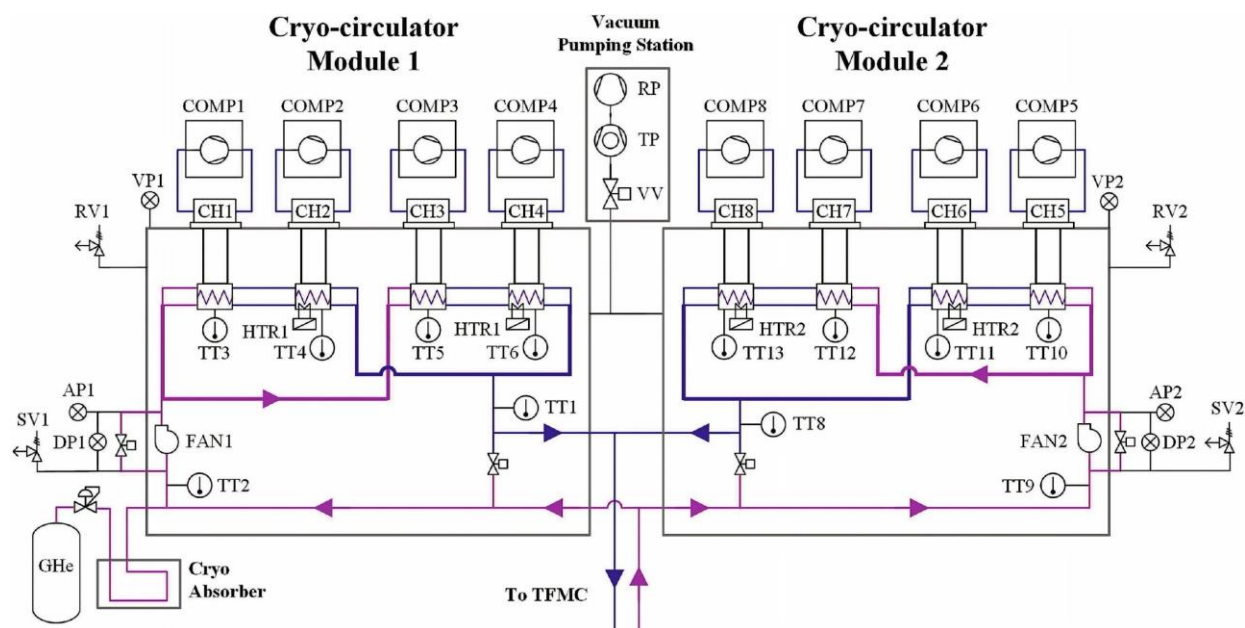
- 1) Кріокулери, мають забезпечувати циркуляцію надкритичного гелію при тиску якого буде достатню для відведення тепла під час всього циклу роботи магніта.
- 2) Потік гелію повинен бути стабільним та установка має надавати достатню кількість гелію

3) Кріокулери які обрані для охолодження мають відповідати вмогам у простаті виготовлення та бути економічно доцільними.

Оскільки TFMC застосовує нову кабельно-пластинну архітектуру без ізоляції та без скрутки. Хоча початковий варіант TFMC містив 14 (згодом кількість збільшили до 16) D-подібних NINT-пакетів, кожен з яких складався з 16 витків провідника на пластину.

Пакели по чергово з'єднувалися на їх внутрішніх та зовнішніх діаметрах, відповідно, із контактними з'єднаннями до кінцевих клемних пластин на зовнішніх діаметрах найзовнішніх пакетів у стеку.

Розглядаючи з наукових позицій систему охолодження для сусідніх пакетів TFMC, слід відзначити, що вона забезпечувалася шляхом фрезерування канавок у кожному пакеті з протилежного боку пластини відносно провідникових витків. Охолоджувальні канавки, зроблені в одному пакеті, використовувалися для охолодження провідникових витків у його суміжному пакеті. Кожна охолоджувальна канавка була поділена на дві половини: одна проходила вздовж прямої ділянки літери «D», а інша – вздовж її криволінійної частини, що призвело до загальної кількості 528 охолоджувальних каналів після додавання спеціальних шляхів охолодження.



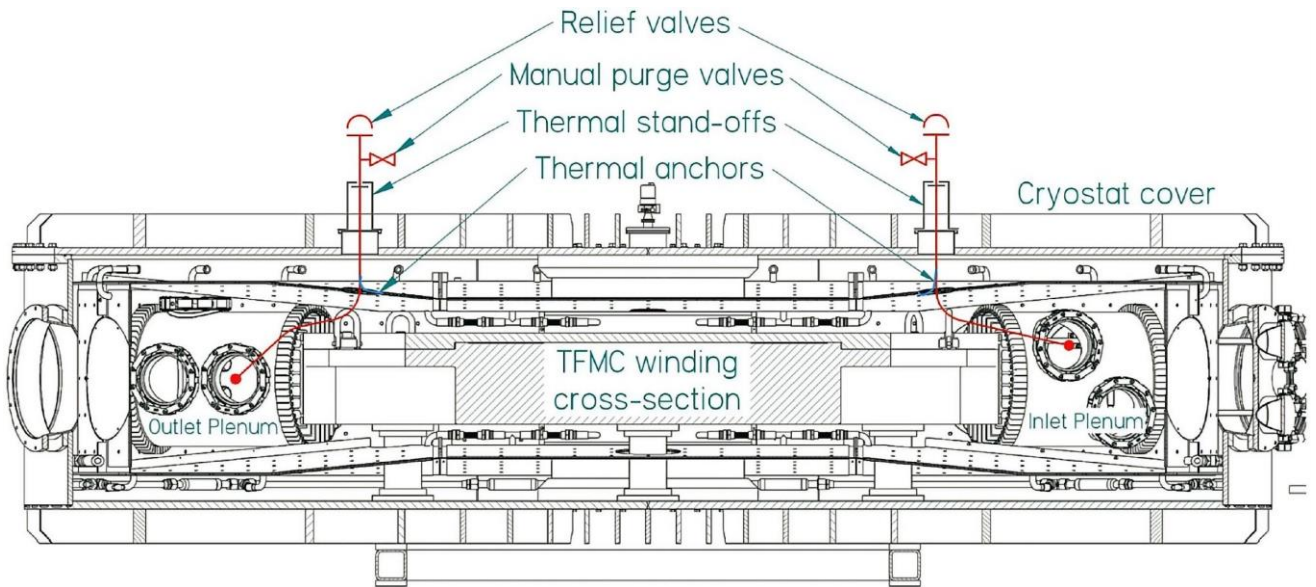
Розташування модулів кріоциркулятора.

Така схема охолодження була обрана з урахуванням умов, очікуваних для тороїдальних магнітів SPARC, які мають лише незначне радіаційне екранування та піддаються значному ядерному нагріванню, особливо вздовж їхніх внутрішніх витків.

Очікувана поведінка при роботі для TFMC на основі NINT є аналогічною як і для безізоляційних магнітів, намотаних стрічковим провідником.

Характеристики заряду визначаються загальною індуктивністю магніту, L_m , та міжвитковим опором, R_m , які для готового TFMC становили приблизно 136 мН і 11 $\mu\Omega$ відповідно, що дає постійну часу L_m / R_m близько 12 400 с. Для обмеження підвищення температури між вхідним та вихідним патрубками охолоджувального контуру до приблизно 1 К через міжвиткове (радіальне) нагрівання TFMC під час роботи, установку було розроблено таким чином, щоб магніт заряджався лінійно від нуля до кінцевого робочого струму, I_{op} , (40,5 кА) протягом 24 год (86 400 с). Співвідношення досить тривалої тривалості заряджання TFMC t_d до його постійної часу L_m / R_m визначає режим повільного заряджання,

для якого асимптотична міжвиткова потужність розсіювання P_{tt} може бути апроксимована за формулою: $P_{tt} = (L_m I_{op})^2 / (R_m t_d^2)$

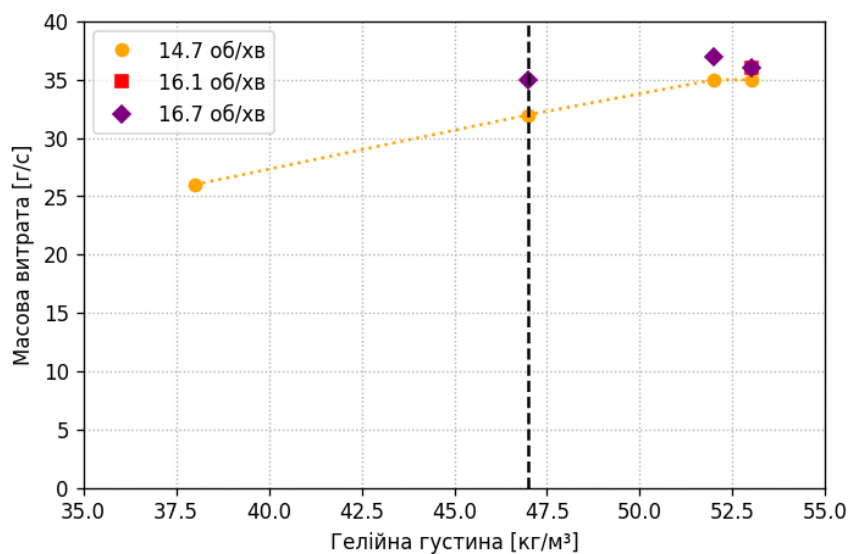


Переріз кріостата

Беручи до уваги цей науково-технічний аспект, крім міжвиткового нагрівання під час заряджання, магніт також піддається омичному нагріванню в місцях з'єднання пакет-пакет та клемних з'єднаннях. Припускаючи загалом 19 з'єднань усередині TFMC (15 між пакетами, два до клемних пластин і два від клемних пластин до клем магніту), кожне з номінальним опором з'єднання $R_j = 3 \mu\Omega$, це додасть омичного тепловиділення до охолоджувального контуру магніту наприкінці процесу підвищення струму.

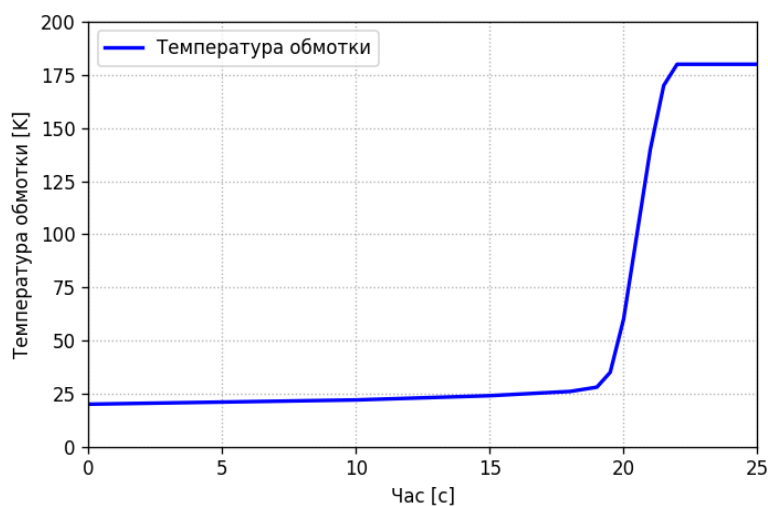
Швидкість, об/хв	Густина гелію [кг/м ³]	Масова витрата [г/с]
---------------------	---------------------------------------	-------------------------

14.7 об/хв	37.5	25
14.7 об/хв	40.0	27
14.7 об/хв	47.0	30
14.7 об/хв	52.5	32
16.1 об/хв	52.5	35
16.7 об/хв	47.0	34
16.7 об/хв	52.5	36



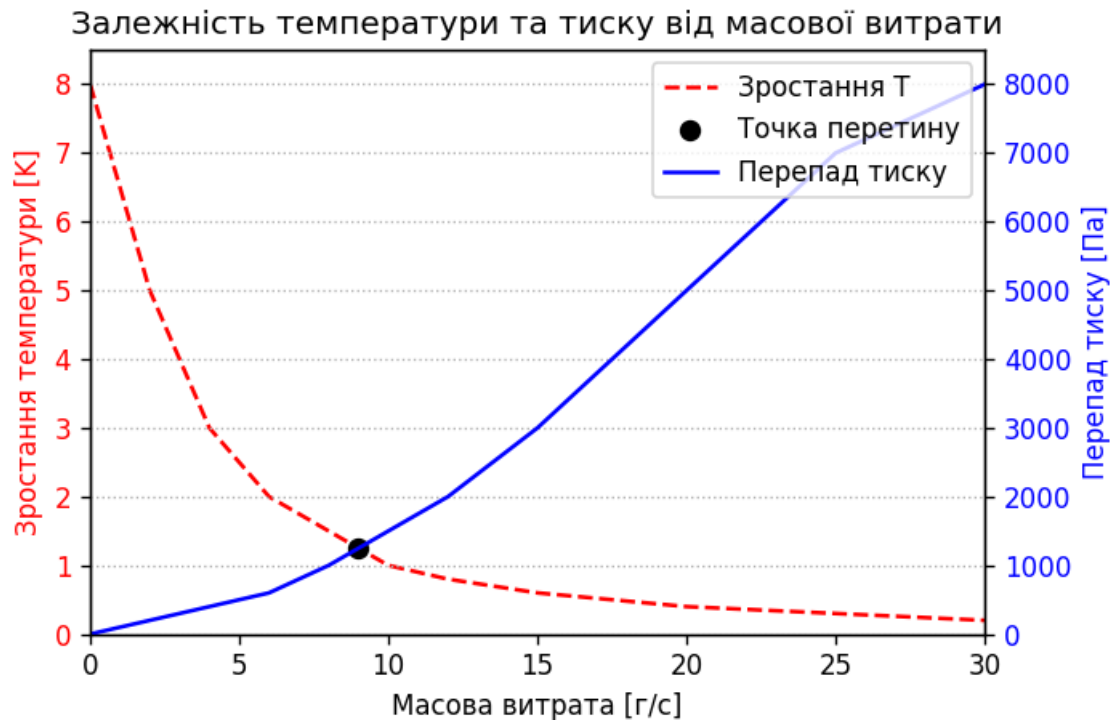
Масова витрата гелію в залежності від щільності при різних швидкостях кріоциркулятора вентилятора.

Вертикальна пунктирна лінія показує щільність гелію при номінальній робочій точці системи 20-К, 20 бар.



Температура пакету обмотки TFMS у залежності від часу при 40,5 кА, починаючи з 20 К.

Масова витрата гелію (г/с)	Температура (К)	Тиск (Па)
0	8	0
2	5	200
4	3	400
6	2	600
8	1.5	1000
10	1	1500
12	0.8	2000
15	0.6	3000
20	0.4	5000
25	0.3	7000
30	0.2	8000



Дослідження, що показують підвищення температури в залежності від масової витрати та перепад тиску в холодній шині в залежності від маси швидкість потоку, компромісом є область від 5 до 10 г/с масової витрати.

Можна стверджувати, що очікувані електричні характеристики TFMC та запропонована послідовність заряджання дають номінальне пікове тепловиділення приблизно 465 Вт (370 Вт від міжвиткової дисипації та 95 Вт від омичного нагрівання з'єднань), яке необхідно відвести за допомогою гелію тиском ≈ 20 бар і температурою ≈ 20 К, що потребує витрату маси близько 70 г/с для підтримання приблизно 1 К різниці температури між входом та виходом. Поєднавши теплові навантаження TFMC з приблизними 62 Вт від струмоводів, а також 10–20 Вт від опор, теплове випромінювання та залишкові газові навантаження, свідчать про необхідність холоду потужністю від 500 до 600 Вт при 20 К для забезпечення оптимальної роботи.

12. Створення гібридних систем.

Дослідження з проблеми керованого термоядерного синтезу продовжуються вже понад півсотні років, проте питання про терміни її вирішення залишається відкритим. шляхи вирішення проблеми.

У той же час існують і давно обговорюються альтернативні шляхи створення енергетичних реакторів, що використовують термоядерний синтез як джерело нейтронів для розмноження енергії шляхом поділу ядер важких елементів або для накопичення палива, що використовується в ядерних реакторах. збагачений ізотопом - U^{235} , коефіцієнт розмноження якого менше одиниці.

Отримані у результаті термоядерного синтезу нейтрони беруть участь в ядерних перетвореннях важких елементів, що не діляться, в елементи, які можуть бути використані у вигляді палива для атомних електростанцій. У якості таких елементів можуть бути уран-233 та торій відповідно. Вони шляхом поглинання нейтрону та наступних розпадів перетворюються на плутоній-239 та уран-233 відповідно.

В одному акті D-T-синтезу виділяється 17,5 MeV енергії з народженням α -частки і нейтрону, а один поділ ядра важкого елемента термоядерним нейтроном дає близько 200 MeV. При цьому нейтрони, що народжуються в результаті поділу ядер, можуть викликати нові розподіли. Кількість таких розподілів визначається коефіцієнтом розмноження K_m , яке при $K_m < 1$ згідно досліджень Е.Фермі дорівнює: $\eta = 1/(1 - K_m)/\nu f$, де νf – кількість нейтронів, що народжуються, в одному акті поділу. У випадку $K_m > 1$, система переходить у режим некерованої ланцюгової реакції.

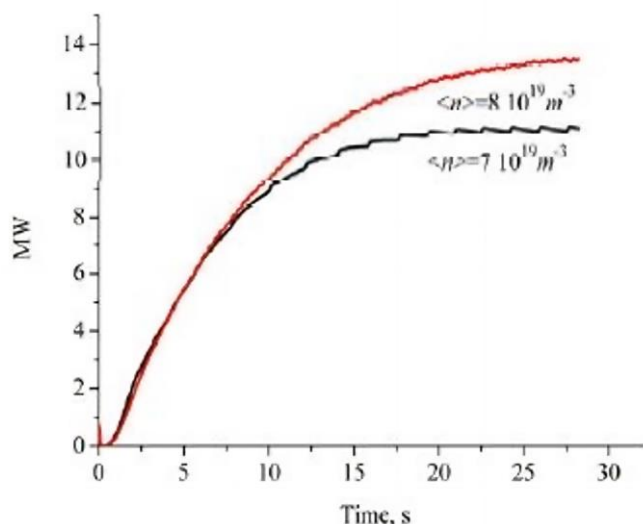
Таким чином, коли, наприклад, система розмноження забезпечує кількість актів поділу на один зовнішній нейтрон $\eta = 10$, потужність реактора може

зрости більш ніж у 100 разів, порівняно з потужністю джерела термоядерних нейтронів. В результаті для створення енергетичного реактора гігаватної потужності достатньо мати термоядерний пристрій з потужністю синтезу близько десятка МВт.

На відміну від традиційного реактора, заснованого на розподілі ядер, де коефіцієнт розмноження дорівнює одиниці, у такому реакторі при $K_m < 1$ повністю відсутня можливість виникнення некерованої ланцюгової реакції.

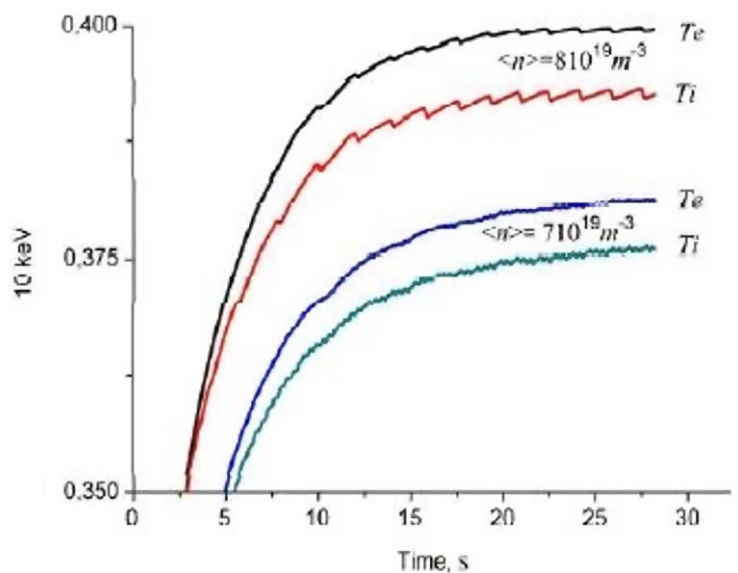
Поєднання в одному пристрої реакцій синтезу та поділу ядер визначило назву таких систем словом – гібридні. Гібридні термоядерні реактори розглядалися як енергетичні джерела практично з початку досліджень з проблемі керованого термоядерного синтезу. Детальний аналіз таких реакторів, що розробляються на основі термоядерних пасток токамак, було виконано ще за часів СРСР. Тоді було запропоновано проект гібридного термоядерного реактора-токамака. Навіть у Харкові була спроба, було розпочато проектування експериментальної гібридної термоядерної установки ТБ-0. На жаль, проект не було реалізовано.

На основі розрахунків виявлено, що оптимальною з точки зору нагріву та утримання плазми є інжекція паливних таблеток у центр плазмового шнура, тому більшість розрахунків виконані у варіанті інжекції палива у ділянку центру плазми. Розрахунки показали, що з середньому значенні щільності плазми масштабу $7 \cdot 10^{19} - 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ джерело нейтронів дає потужність синтезу масштабу 10 – 15 МВт.



Графік 12.1 Залежність повної потужності D-T-синтезу від часу при двох значеннях щільності плазми $\langle n \rangle = 7 \cdot 10^{19}$ і $8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $\Delta = 1$, $P_{he} = P_{hi} = 5 \text{ МВт}$.

На графіку 12.1 показано залежність потужності D-T-синтезу від часу, коли з рівними частками по 5 МВт вкладалися в іони та електрони потужність зовнішніх джерел нагріву для двох середніх значень щільності плазми. У цьому випадку інжекція палива здійснювалася в центр плазми з напівшириною, що дорівнює радіусу плазмового шнура ($\Delta=1$). Тривалість процесу нагрівання у цьому розрахунку дорівнювала 28.2 секунди. Максимальна потужність синтезу для щільності плазми $7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ дорівнює 11 МВт і 13.5 МВт у другому випадку.

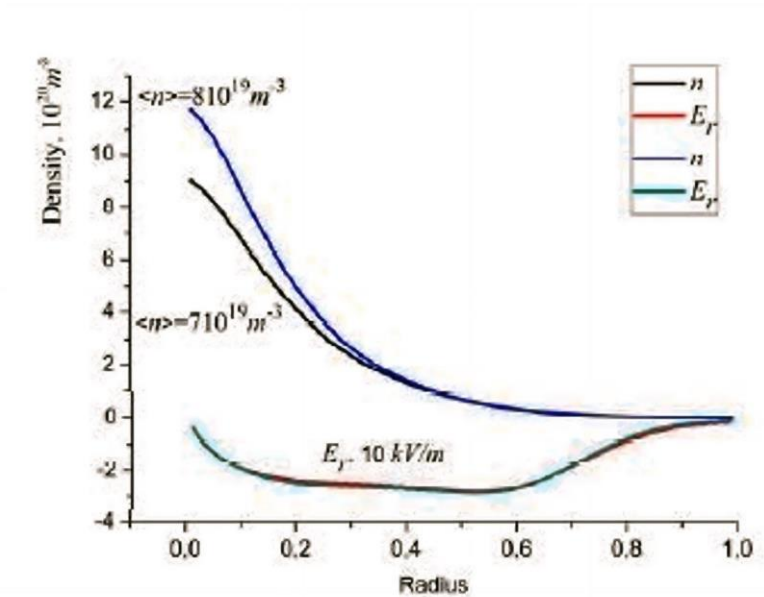


Графік 12.2 Залежності T_e та T_i плазми від часу при двох значеннях щільності $\langle n \rangle = 7 \cdot 10^{19}$ та $8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $P_{he} = P_{hi} = 5 \text{ МВт}$, $\Delta = 1$.

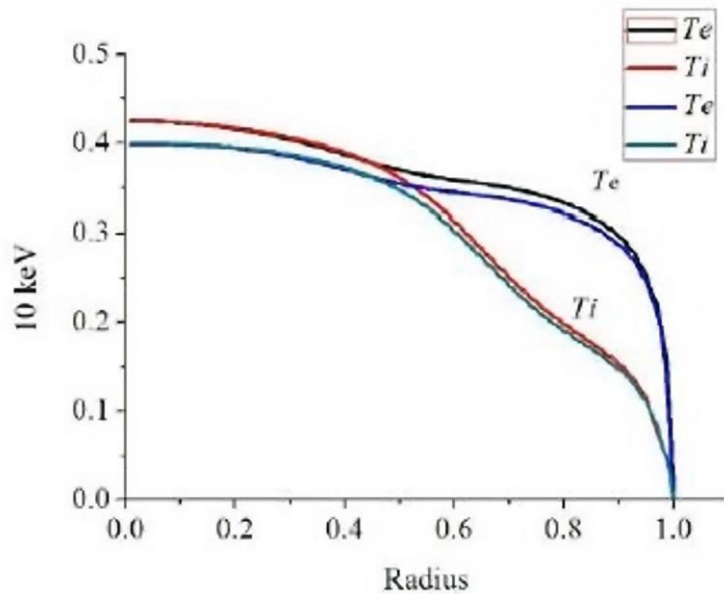
На графіку 12.2 показано поведінку у часі середніх значень температур електронів та іонів в умовах, наведених у підписах до графіка 12.1. Температура електронів виявляється дещо вищою за температуру іонів. Це можна пояснити впливом двох процесів: поглинанням енергії α -часток електронами та енергообміном між іонами та електронами при подоланні різниці потенціалів в амбіполярному електричному полі, яке практично по всьому перерізу плазмового шнура має негативне значення (добре видно на графіку 12.3). Зауважимо також, що при меншій величині густини плазми величина її температури виявляється вищою.

Незважаючи на те, що область випаровування таблетки має ширину, що дорівнює радіусу плазми, розподіл щільності плазми виявляється сильно пікірованим. Максимальне значення густини в центрі плазмового шнура досягає величини 10^{21} м^{-3} при її сильному зменшенні в периферійній частині радіусу плазми. Збільшення середнього значення густини плазми призводить до вищих значень максимуму густини в центрі плазми. У той же час, профілі величини амбіполярного електричного поля майже не відрізняються.

Зауважимо також, що при середніх значеннях температури плазми менше 4 кєВ негативні значення величини електричного амбіполярного поля виявляються вище 20 кВ/м.



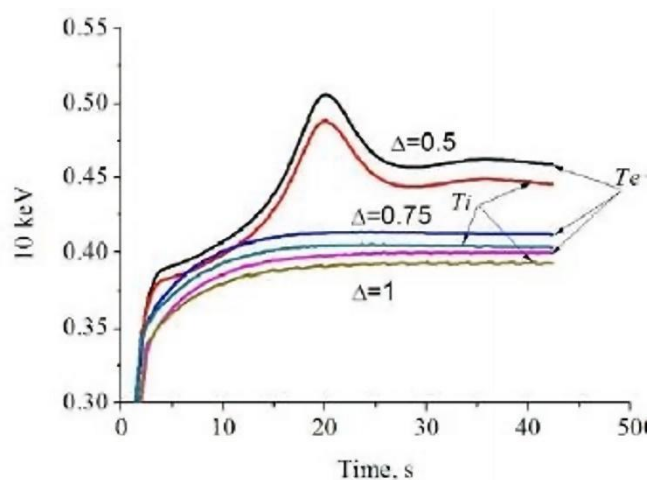
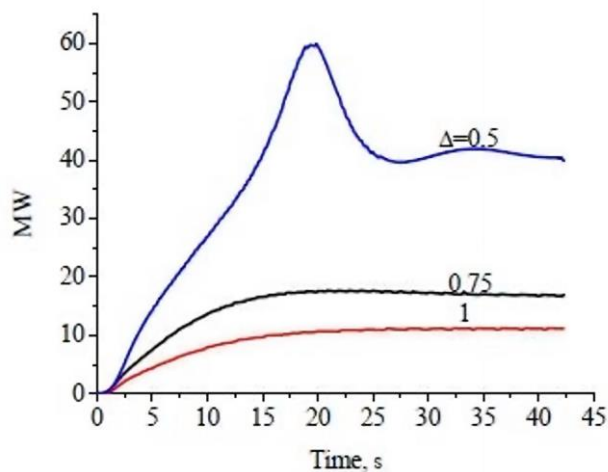
Графік 12.3 Радіальні розподіли густини плазми та електричного поля при двох значеннях $n = 1$, $P_{he} = P_{hi} = 5 \text{ МВт}$.



Графік 12.4 Радіальні розподіли T_e і T_i при двох значеннях щільності плазми $7 \cdot 10^{19}$ і $8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в кінці нагріву ($\Delta = 1$, $t = 28,2 \text{ с}$, $P_{he} = P_{hi} = 5 \text{ МВт}$).

На графіку 12.4 показані радіальні розподіли температур іонів та електронів плазми для двох значень її щільності $7 \cdot 10^{19}$ та $8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. У периферійній частині плазми відмінність у температурах стає досить великою. Це пов'язано, мабуть, з тим, що в цій галузі зіткнувальний теплообмін між компонентами виявляється малим через малу щільність і відмінність у

величинах температур визначає обмін енергіями в результаті подолання різниці потенціалів, що створюється амбіполярним електричним полем.



Графік 12.5 (зліва) Потужність D-T-синтезу в процесі нагрівання плазми при різній ширині області випаровування таблетки $\Delta=1; 0,75; 0,5$. $P_{he} = P_{hi} = 5$ MWt,

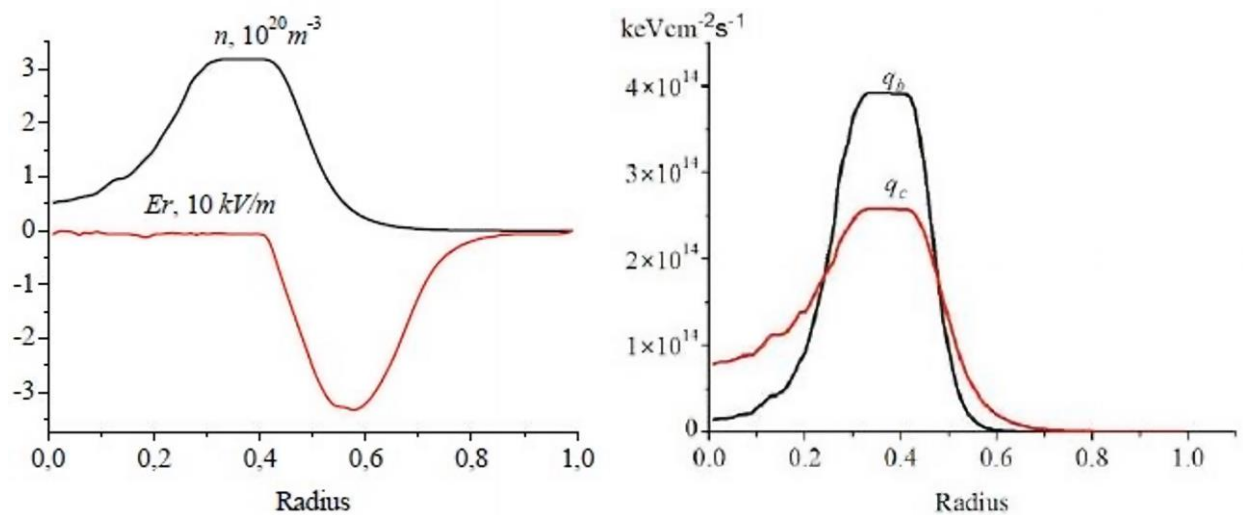
Графік 12.6 (справа) Поведінка температури плазми у часі за різних ширин випаровування паливних таблеток. $\langle n \rangle = 0,7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Залежності потужності синтезу та температур компонентів плазми від часу нагріву при різних розмірах напівширини області випаровування таблетки показано на графіках 12.5 та 12.6. Потужність термоядерного синтезу у разі

малої ширини області абляції ($\Delta=0.5$) досягає певного часу 60 МВт. Наступна перебудова параметрів призводить до зниження потужності синтезу приблизно до 40 МВт. Відповідні зміни температури плазми відзначаються і залежно від температури (графік 12.6). Збільшення розмірів ширини абляції призводить до зниження температури плазми та потужності термоядерного синтезу. Відмінність між температурами іонів та електронів у кожному з наведених випадків не перевищує 100 еВ.

Наведені вище результати отримані при інжекції паливних таблеток у центр плазмового шнура з різними величинами ширини випаровування.

Дослідження показали, що інжекція палива у периферійну область плазми наводить до суттєвої зміни просторових розподілів параметрів плазми.



Графік 12.7(зліва) Розподіл $n(r)$ та $E_r(r)$ при інжекції палива в область $r=0,5$.

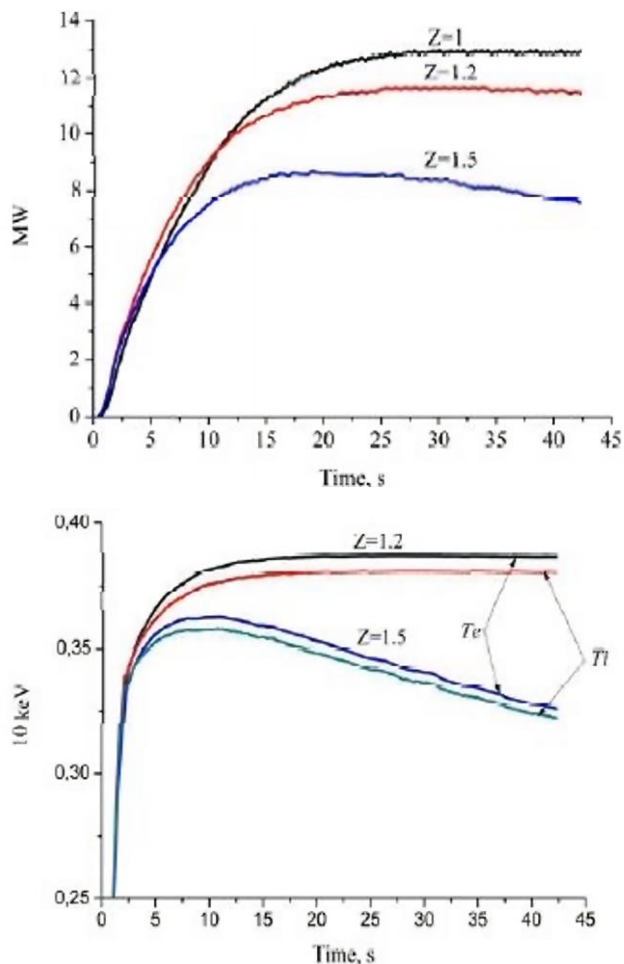
Графік 12.8 (справа) Розподіл потоків гальмівного та циклотронного випромінювань при інжекції палива в область $r=0,5$

Графіки 12.7, 12.8 ілюструють випадок інжекції палива в ділянку половини радіусу плазмового шнура з напівшириною області випаровування пігулок $\Delta=0.24$.

У цьому випадку формується максимум густини плазми в області інжекції палива з заглибленням у центрі плазмового шнура. Максимальні негативні

значення амбіполярного електричного поля виявляються зміщеними щодо максимуму густини у напрямку межі плазми.

Графік 12.8 ілюструє розподіл питомих потужностей гальмівного та циклотронного випромінювань. Максимуми випромінювань відповідають максимуму густини плазми. В областях з малою щільністю плазми потужність циклотронного випромінювання виявляється більшою за потужність гальмівного випромінювання. Співвідношення між величинами потужності випромінювань змінюється на протилежне області з великою щільністю плазми. Зауважимо, що потужність термоядерного синтезу за такого варіанта інжекції палива виявляється лише на рівні 0.1 МВт



Графік 12.9 Поведінка потужності D-T-синтезу в процесі нагрівання плазми при різних Z. $\Delta=0.9$, $\langle n \rangle = 0.7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$,

Графік 12.10 Поведінка температури в часі за різних рівнів домішок $\Delta=0.9$, $\langle n \rangle = 0.7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $P_{hi} = P_{he} = 5 \text{ МВт}$

Наведені в даному розділі результати розрахунків отримані у припущенні про відсутність у плазмі домішок ($Z=1$). Тим не менш, гальмівне випромінювання виносить значну частку (до 30%) потужності синтезу, що виділяється в плазмі, і зовнішніх джерел нагріву. У той самий час потужність гальмівного випромінювання істотно залежить від величини заряду іонів плазми – Z . Графік 12.9 ілюструє поведінка у часі потужності синтезу випадків $Z=1, 1,2$ і $1,5$. Розрахунки виконані при щільності плазми $\langle n \rangle = 0.7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ та ширині області випаровування таблеток $\Delta = 0.9$. При $Z=1,2$ потужність синтезу з підтримкою стаціонарності розряду зменшується приблизно один МВт проти випадком $Z=1$. У разі $Z=1,5$ розвиток розряду призводить до зростання потужності синтезу приблизно до 20 секунди з максимумом близько 8 МВт з подальшим плавним згасанням розряду. При $Z=1,5$ падає також часу величина температури плазми (Графік 12.10). Причина такої поведінки плазми, мабуть, пов'язана з тим, що відбувається перебудова профілю щільності, при якій сумарна потужність втрат з урахуванням зростання гальмівного випромінювання стає більше потужності джерел нагріву. При щільності плазми $= 0,8 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ процес загасання розряду починається вже при $Z = 1,2$.

Дослідження можливості створення джерела нейтронів на основі стелараторної системи дозволили зробити такі висновки:

1. стелораторна система з геометричними розмірами приблизно в півтора рази збільшеними в порівнянні з вже існуючими стелораторами дозволяє створити на її основі джерело нейтронів для гібридного реактора;
2. оптимальні результати з погляду виходу термоядерної потужності досягаються при інжекції палива у центр плазми;
3. інжекція палива в область центру плазми призводить до гостро пікірованих розподілів щільності, температури плазми та питомої потужності синтезу;
4. Присутність домішок у плазмі може призвести до загасання розряду.

13. Надшвидкодiючі системи. Керований термоядерний синтез з iнерцiйним утриманням.

Труднощi, пов'язанi з магнiтним утриманням плазми, можна в принципі обiйти, якщо спалювати ядерне пальне за надзвичайно малi часи, коли нагріта речовина не встигає розлетітися iз зони реакцiї. Згiдно з критерієм Лоусона, корисна енергiя при такому способі спалювання може бути отримана лише за дуже високої густини робочої речовини. Щоб уникнути ситуацiї термоядерного вибуху великої потужності, потрібно використовувати дуже малi порцiї пального, вихiдне термоядерне паливо повинно мати вигляд невеликих крупинок (дiаметром 1-2 мм), приготованих iз суміші дейтерiю та тритiю, що впорскуються в реактор перед кожним його робочим тактом. Головна проблема тут полягає у пiдведенні необхідної енергiї для розігріву крупинки пального. В даний час вирiшення цiєї проблеми покладається на застосування лазерних променів або iнтенсивних електронних пучкiв. Дослiдження в областi Керований термоядерний синтез iз застосуванням лазерного нагріву було розпочато у 1964; використання електронних пучкiв знаходиться на бiльш ранній стадії вивчення – тут виконані поки що порiвняно нечисленні експерименти. Оцiнки показують, що вираз енергiї W , яку необхідно пiдводити до установки для забезпечення роботи реактора, має вигляд:

$$W \geq 10^8 : h^3 a^2 \text{ (ДЖ)}$$

Тут h - вираз загального виду для ккд пристрою та a - коефiцiєнт стиснення мiшені. Як показує написану рiвнiсть, навіть при найоптимістичніших припущеннях щодо можливого значення h величина W при $a = 1$ виходить непомірно великою. Тому тiльки у

поєднанні з різким збільшенням щільності мішені (приблизно в 10^4 разів) порівняно з вихідною щільністю твердої (d, t) мішені можна підійти до прийнятних значень W. Швидке нагрівання мішені супроводжується випаровуванням її поверхневих шарів та реактивним стисненням внутрішніх зон. Якщо потужність, що підводиться певним чином програмована в часі, то, як показують обчислення, можна розраховувати на досягнення зазначених коефіцієнтів стиснення. Інша можливість полягає у програмуванні радіального розподілу щільності мішені. В обох випадках необхідна енергія знижується до 10^6 Дж, що лежить у межах технічної здійсненності з огляду на стрімкий прогрес лазерних пристроїв.

14. Висновок. Труднощі та перспективи

Труднощі та перспективи

Дослідження у сфері керованого термоядерного синтезу зіштовхуються з великими труднощами як суто фізичного, і технічного характеру. До перших належить згадана проблема стійкості гарячої плазми, поміщеної в магнітну пастку. Щоправда, застосування сильних магнітних полів спеціальної конфігурації пригнічує потоки частинок, що залишають зону реакції, і дозволяє отримати у ряді випадків досить стійкі плазмові утворення. Електромагнітне випромінювання при використуванних значеннях n і T плазми та можливих розмірах реактора вільно залишає плазму, але для суто водневої плазми ці енергетичні втрати визначаються тільки гальмівним випромінюванням електронів і у випадку (d, t) реакцій перекриваються ядерним енерговиділенням вже при температурах вище $4 \cdot 10^7$ К. Потрібні надзвичайні зусилля

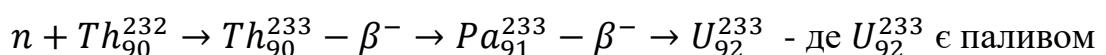
(безперервне вдосконалення вакуумних установок, використання тугоплавких і важкорозпилюваних металів як матеріал діафрагм, застосування спеціальних пристроїв для уловлювання чужорідних атомів тощо), щоб вміст домішок у плазмі залишався нижчим за допустимий рівень. Точніше – "летальна" концентрація, що виключає можливість перебігу термоядерних реакцій, наприклад, для домішки вольфраму або молібдену, становить десяті частки відсотка.

Величезне значення, яке надається дослідженням в області «Керований термоядерний синтез», пояснюється низкою причин. Наростаюче забруднення навколишнього середовища вимагає переведення промислового виробництва планети на замкнутий цикл, коли виникає мінімум відходів. Але подібна реконструкція промисловості неминуче пов'язана із різким зростанням енергоспоживання. Тим часом, ресурси мінерального палива обмежені і при збереженні існуючих темпів розвитку енергетики будуть вичерпані протягом найближчих десятиліть (нафта, горючі гази) або століть (вугілля). Звичайно, найкращим варіантом було б використання сонячної енергії, але низька щільність потужності падаючого випромінювання дуже ускладнює радикальне вирішення цієї проблеми. Перехід енергетики у глобальному масштабі на ядерні реактори розподілу ставить складні проблеми поховання величезних радіоактивних відходів (альтернатива: викид радіоактивних відходів у космос). За наявними оцінками, радіоактивна небезпека установок на термоядерному синтезі має виявитися на три порядки величини нижче, ніж у реакторів поділу. Якщо говорити про далекі прогнози, то оптимальне рішення слід шукати у поєднанні сонячної енергетики та термоядерному синтезі.

З точки зору сучасної ядерної фізики та енергетичної інженерії, торієвий паливний цикл являє собою ядерно-паливний процес, у якому основним джерелом розщеплюваного матеріалу слугує ізотоп торію-232. У ході ядерно-фізичних перетворень у реакторному середовищі Th-232, захоплюючи нейтрони, трансформується в ізотоп урану-233, який здатний підтримувати ланцюгову реакцію поділу й може використовуватися як високоефективне ядерне паливо. На відміну від природного урану, первинний торій фактично не містить достатньої кількості розщеплюваних ізотопів для ініціювання самопідтримуваної реакції, що зумовлює необхідність введення зовнішніх нейтронних джерел або додаткових розщеплюваних матеріалів на початкових етапах паливного циклу.

Цей механізм утворення розщеплюваного ізотопу уран-233 з торію-232 загалом подібний до процесів, що відбуваються у швидкодіючих реакторах-бридерах, де U-238 перетворюється на Pu-239, однак у даному випадку основою є торій. Залежно від проєктних особливостей реактора та специфіки циклу переробки, отриманий U-233 може безпосередньо розщеплюватися у тому ж самому реакторному просторі, або ж виділятися з відпрацьованого палива в ході спеціалізованих хімічних операцій і використовуватися для формування нових паливних збірок.

Порівняно з традиційним урановим паливним циклом, торієвий варіант демонструє низку потенційних переваг: вищу природну доступність торію, сприятливіші ядерно-фізичні характеристики, суттєво зменшене утворення плутонію та інших довгоживучих трансуранових елементів. Це створює сприятливі передумови для вдосконалення режимів нерозповсюдження ядерних матеріалів та пом'якшення екологічних наслідків ядерної енергетики, особливо за умови впровадження таких циклів у сучасних легководних реакторах.



У торієвому паливному циклі ядерне паливо утворюється внаслідок захоплення нейтрона ізотопом Th-232. Цей процес можливий як у реакторах на швидких нейтронах, так і в реакторах на теплових нейтронах, що призводить до формування проміжного ізотопу Th-233. Останній є радіоактивним та нестабільним. Зазвичай він зазнає β^- -розпаду, випромінюючи електрон та антинейтрино ($\bar{\nu}$), перетворюючись таким чином на ізотоп протактинію Pa-233. Надалі Pa-233 проходить ще один β^- -розпад, унаслідок чого утворюється ізотоп урану U-233, придатний до використання як ядерне паливо.

Якщо зараз поставити задачу створити альтернативне джерело енергії у найближчому майбутньому в основі якого буде принцип термоядерного синтезу то слід об'єднати такі технології як TFMC REBO, передові кріостатні технології та збудувати термоядерний реактор. Але термоядерний реактор розглядається не у вигляді джерела електричної енергії як такий, а як джерело нейтронів. Навколо такої установки будується стінка з торію, а швидкі нейтрони будуть опромінювати торій, таким чином перетворюючи його на паливо для звичайного ядерного реактора. В решті решт буде отриманий повний замкнутий цикл вироблення енергії. Таке джерело має майже нескінченний запас палива на тисячі років.

Висновки роботи

В результаті сучасних здобутків і проблем та аналітичних розрахунків принципів дії керованого термоядерного синтезу був створений матеріал для самостійної роботи студентів в розділі загальної фізики а саме атомної та ядерної фізики.

Проаналізована проблема в галузі створення надпровідних матеріалів Під час вивчення загальних принципів дії керованого термоядерного синтезу для вивчення студентів спецкурсів «криогенне матеріалознавство», «процеси переносу та методики їх досліджень при

низьких температурах» була проаналізована проблематика у галузі створення надпровідних матеріалів, також були проаналізовані здобутки у галузі.

Вивчення експериментальних даних шляхом аналізу розкриває труднощі які пов'язані з методами отримання надпровідних з'єднань.

Проаналізовані матеріали з тем термоядерні реакції, ядерний синтез, надпровідність, криогенне матеріалознавство, матеріалознавство.

Використана література

1. Лаврентьев О.А. До історії термоядерного синтезу в СРСР: свідчення очевидця / О.А.Лаврентьев. - 2-ге вид., Випр. та дод. - Х.: ННЦ ХФТІ, 2012. -
2. Тамм И. Е., Теорія магнітного термоядерного реактора, ч. 1, у збірнику: Фізика плазми та проблема керування термоядерних реакцій, т. 1, М., 1958
3. Сахаров А. Д., Теорія магнітного термоядерного реактора, ч. 2
4. Баско М. М., Фізичні основи інерційного термоядерного синтезу 2008
5. Свирский М.С. Електронна теорія речовини: навч. посібник для студентів фіз. - мат. фак. пед. ін-тов - М.: Просвітництво, 1980.
6. Цитович В.Н. Електричні властивості плазми. М., "Знання", 1973.
7. Техніка молоді // №2/1991
8. Серія наукових фільмів Наука 2.0 «Термоядерний синтез. Пастка для Сонця .Великий стрибок»
9. Серія наукових фільмів Наука 2.0 «Термоядерний синтез. Енергія майбутнього. Великий стрибок»
10. D. G. Whyte *et al.*, "Experimental Assessment and Model Validation of the SPARC Toroidal Field Model Coil," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 34, no. 2, pp. 1-18, March 2024, Art no. 0600218, doi: 10.1109/TASC.2023.3332823
11. R. F. Vieira *et al.*, "Design, Fabrication, and Assembly of the SPARC Toroidal Field Model Coil,"
12. T. Golfinopoulos *et al.*, "Building the Runway: A New Superconducting

Magnet Test Facility Made for the SPARC Toroidal Field Model Coil,

13. P. C. Michael *et al.*, "A 20-K, 600-W, Cryocooler-Based, Supercritical Helium Circulation System for the SPARC Toroidal Field Model Coil Program,"
14. Hawryluk R.J. Duncan A.C. et al. Fusion plasma experiments on TFTR: a 20 year retrospective// *Physics of Plasmas*. 1998.-5 (5).- P. 1577.
15. Atkinson R., Belek A. Hautermans F.G. Zur Frage der Aufbaumoglichkeit der Elemente in Sternen// *Z.Phys.*- 1929.- 54.- № 9/10.- P
16. Jacquinot J., Art Bell. et al. Overview of ITER. Physics Deuterium-Tritium Experiments in JET.
17. C. H. Kim, J.-G. Kim, and S. V. Pamidi, "Cryogenic thermal studies on cryocooler-based helium circulation system for gas cooled superconducting power devices," *Cryocoolers*,
18. Відеоматеріали експериментів .
19. Amelin V.Z., Bykov V.E., Volkov E.D., Georgievsky A.V., Koryavko V.I., Rudakov V.A., Sergeev Yu.F., Suprunenko V.A., Tolok V. .T., Shishkin A.A. «Possibility of creating a plasma neutron source»
20. *Superconductor Science and Technology*, v.24, 17 N7, 75009, 75016