

Софийски университет „Св. Климент Охридски“

Физически факултет



ДИПЛОМНА РАБОТА

образователно – квалификационната степен „бакалавър“

Дейвид Любомиров Стефанов

Фак. № 0PH0730005

Специалност „Ядрена техника и ядрена енергетика“

Тема:

**Измерване на лъчението в плазмена установка за
изследване на реакции на термоядрен синтез**

Ръководители:

доц. д-р Силиян Лишев

A handwritten signature in blue ink, likely belonging to Stilian Lichev, one of the supervisors. The signature is stylized and cursive.

доц. д-р Пламен Петков

София, 2025

СЪДЪРЖАНИЕ

I. ОБЩА ЧАСТ	4
I.1 Газоразрядна Плазма.....	4
I.1.1. Основни плазмени параметри.....	5
I.1.2. Източници на газоразрядна плазма	9
I.2 Термоядрен синтез	15
I.2.1 Основни реакции на синтез (механизми на протичане, канали и продукти, критерии на Лоусън).....	115
I.2.2. Видове реактори за термоядрен синтез	18
I.3 Базови характеристики на детектори на неутрони, базирани ^3He . Принцип на действие и метод на детектиране на неутрони.....	21
I.3.1 Реакции в установката	21
I.3.2 Разсейване на неутрони, легатаргия и възраст	21
a. Разсейване на неутрони.....	21
b. Възраст на неутроните	22
c. Неутронна летаргия	23
I.3.3 Дифузионно уравнение за забавяне на неутрони	23
a. Дифузионното уравнение за точков източник.....	23
b. Дифузионното уравнение за плоска пластина.	24
II. Специална част	25
II.1. Описание на експерименталната установка	25
II.2 Описание на външен детектор за неутрони.....	31
II.2.1 Пропорционални броячи.....	31
a. Чувствителност към рентгенови лъчи	32
b. Неутронен фон	33
c. Отклонение на детектора.....	33
II.2.2 Детектор от системата NEUTRON-LITE	33
II.3 Резултати от измерванията	35
Заклучение	39
Литература:.....	40

УВОД

Плазмата е едно от четирите основни агрегатни състояния на материята, което е не само в основата на термоядрените реакции в звездите, но и в редица технологични приложения в съвременните технологии на Земята. При тях, в зависимост от начинът на създаване на плазмата, разрядите най-общо биват: постояннотокови и високочестотни. В повечето случаи, плазмата в тези разряди е с ниска температура и ниска степен на йонизация. За разлика от нея, термоядрената плазма е напълно йонизирана и високотемпературна. Нещо повече, за да се осъществи положителен енергиен добив от процесът на сливане, който е най-ефективен за леки ядра (деутерий и тритий), трябва да бъде изпълнен критерия на Лоусън. Именно това прави осъществяването му на Земята изключително предизвикателна задача. Понастоящем, основните методи за осъществяване на процесът на сливане са: инерционно (компресиране с мощно лазерно лъчение), електростатично (ускоряване на положителни йони в статично електрично поле) и в установките тип Токамак (тороидални камери с магнитно удържане на високотемпературна плазма).

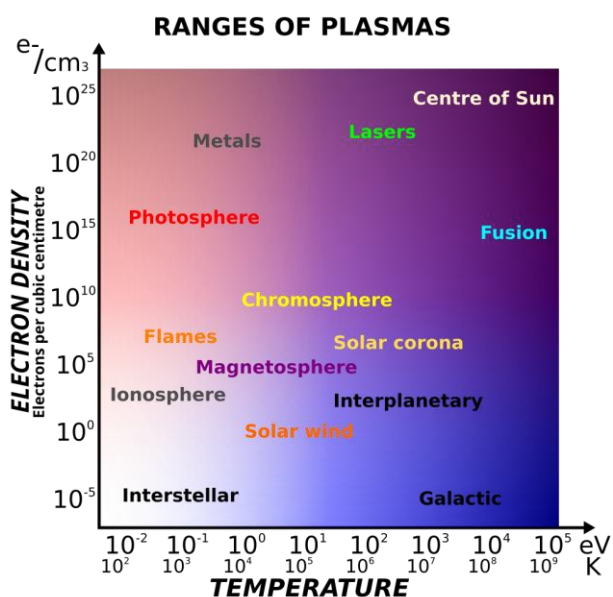
Съществен момент при реакциите на синтез са различните канали, по които могат да протекат. В тази връзка, всеки процес може да бъде идентифициран по продуктите на реакцията, които могат да се измерят едновременно с различни детектори. Изследването на тези процеси може да се проведе на специализирани компактни експериментални установки, като използваната в дипломната работа: ARI-IBS, разработена от Американската фирма Alpha-Ring и предоставена на Физическия факултет на СУ „Св. Климент Охридски“ в рамките на Меморандум за сътрудничество. В установката са използвани съвременни технологии за изследване на реакциите на синтез D-D и p-¹¹B. Процесът на сливане е в резултат на бомбардиране на мишена, в която са имплантирани D или B, с високоенергетични йони (D⁺ или H⁺). Йоните се създават и извличат от микровълнов разряд на електронно-циклотронен резонанс (ECR). Продуктите на реакцията се регистрират от полупроводников детектор (за заредените частици) и сцинтилационен детектор (за бързите неутрони).

Целта на настоящата дипломна работа е провеждането на начални (предварителни) измервания на установката ARI-IBS и детектиране на неутрони в резултат от D-D реакция, с независим детектор NEUTRON-LITE.

I. ОБЩА ЧАСТ

I.1 Газоразрядна Плазма

Плазма е едно от четирите фундаментални агрегатни състояния на веществото, наред с твърдото, течното и газообразното състояние. Плазмата може да се формира при нагряване на газ или подлагането му на силно електромагнитно поле, създадено от лазер или микровълнов лъчение, чийто интензитет е над пробивния потенциална за съответния вид газ. Това води до частична йонизация на газа – създаване на двойки електрон-йон – и формиране на система от заредени и неутрални частици. Всеки йонизиран газ не може да се нарече плазма, разбира се. Условието един йонизирана газ да е в състояние на плазма, е да притежава колективно поведение, което се обуславя от електростатичното взаимодействие между заредените частици – движението на всяка заредена частица засяга и се влияе от електростатичните полетата, създадени от другите заряди [1]. Израз на колективното поведение е поддържането на микроскопична квазинеутралност. По този начин, плазмата е квазинеутрален газ от заредени и неутрални частици, които проявява колективно поведение.



Фиг. 1. Илюстрация на различни видове плазма и типичните стойности на параметрите n (електронна концентрация и температура), при които се наблюдава [2].

Често се казва, че 99% от материята във Вселената е в плазмено състояние [3]. Тази оценка може да не е много точна, но със сигурност е разумна с оглед на факта, че вътрешността и атмосферата на звездите, газовите мъглявини и голяма част от междузвездния водород са в състояние на плазма. В Слънчевата система плазмата включва радиационните

пояси на Ван Алън и слънчевия вятър. От друга страна, на Земята плазма се наблюдава при: светкавица на мълния, мекото сияние на Aurora Borealis, флуоресцентна тръба или неонов знак, както и плазмата в лабораторни условия. Изглежда, че живеем в 1% от Вселената, в която плазмата не се среща естествено. Независимо от това, многообразието от различни видове плазма означава и широк диапазон от типични стойности на нейните основни параметри (температура и концентрация), което е илюстрирани на Фиг. 1.

Интересът към плазмата е силно повишен във връзка с проблемите на управляемия термоядрен синтез, при които е необходимо поддържането на плазма с много висока температура. Действието на подходящи силни магнитни полета служи за задържане на плазмата в дадено пространство, встрани от стените на съда, което води до стабилизиране и намаляване на загубите. Така може да се получи плазма с температура няколко десетки милиона келвина, достатъчна за протичане на термоядрена реакция.

1.1.1. Основни плазмени параметри

Характерният пространствен мащаб на който един йонизиран газ може да се разглежда като плазма се определя от Дебаевския радиус:

$$\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k T_e / n e^2}, \quad (1.1)$$

където $k T_e$ е топлинната енергия на електроните (k е константата на Болцман), n е плазмената плътност ($n \equiv n_e \approx n_i$), а ϵ_0 и e са съответно диелектричната проницаемост на вакуума и елементарния заряд. Физичният смисъл на λ_D се изразява в разстоянието, на което квазинетралността се запазва или разстоянието, на което плазмата екранира външни електрични полета.

Характерният времеви мащаб, на който един йонизиран газ може да се разглежда като плазма се определя от реципрочната стойност на плазмената честота:

$$\tau_D = 2\pi \sqrt{\epsilon_0 m_e / n_e e^2}, \quad (1.2)$$

където m_e е масата на електрона, а n_e е електронната концентрация. Физичният смисъл на τ_D се изразява във времето, необходимо за възстановяване на плазмената квазинеутралност ($n_e \approx n_i$). Съответно, плазмената честота $f_{pl} = 1/\tau_D$ представлява собствената честотата на трептене на електроните (т.е., на плътността на заряда).

Като система от голям брой частици (статистически ансамбъл), за описанието на плазмата се използва кинетичната теория [1]. При статистическо равновесие, всеки вид частици е с Максвелово разпределение по големина на скоростта:

$$f_v(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{mv^2}{kT}\right). \quad (1.3)$$

Макроскопичните параметри се получават след осредняване по функцията на разпределение. За концентрацията на даден вид частици имаме:

$$\langle n \rangle = \int_0^\infty n f_v(v) dv. \quad (1.4)$$

Поддържането на плазмата представлява баланс между процесите на създаване (йонизация) и загуба (рекомбинация) на заредени частици. Този процес води до установяването на определена концентрация на заредените частици, която се нарича плазмена плътност (n). Терминът "плазмена плътност" сам по себе си обикновено се отнася до електронната плътност n_e или като отчетем плазмената квазинейтралност, то $n \equiv n_e \approx n_i$ (n_i е концентрацията на положителните йони).

Степента на йонизация се определя като част от неутралните частици, които са йонизирани:

$$\eta = \frac{n_i}{n_i + n_n}, \quad (1.5)$$

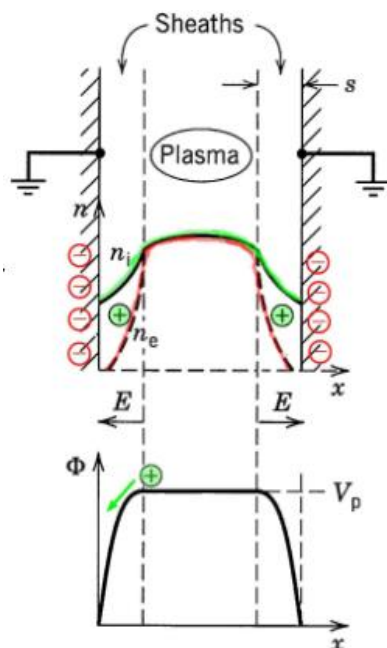
където n_n концентрацията на неутралния газ. В зависимост от стойността на η имаме следите случаи: $\eta \sim 1$ – напълно йонизирана плазма; $10^{-2} < \eta < 1$ – частично йонизирана плазма и $10^{-6} < \eta < 10^{-2}$ – слабо йонизирана плазма.

Под температура на даден вид частици се разбира средната им енергия на хаотично движение или чрез функцията на разпределение по големина на скоростта:

$$\langle E \rangle = \int_0^\infty \left(\frac{1}{2}mv^2\right) f_v(v) dv = \frac{3}{2}kT. \quad (1.6)$$

Поради голямата разлика в масите между електроните и тежките частици (йони и неутрални атоми), техните температури могат да бъдат различни, понякога значително. Това е особено често срещано при плазми с ниска степен на йонизация, където йоните често са близки до температурата на околната среда ($T_i \approx T_n \sim 300\text{ K}$), докато електроните достигат десетки хиляди келвини ($T_e \sim (1 - 10)\text{ eV}$). При плазми с висока степен на йонизация, като в термоядрените установки, температурата на йоните (и неутрални атоми) е съизмерима с тази на електроните ($T_e \approx T_i \approx T_n \sim \text{keV}$). При това, по отношение на температурата на частиците, имаме следните видове плазма: $T_i \ll T_e$ – нискотемпературна плазма и $T_i \approx T_e$ –

високотемпературна плазма. Обикновено, нискотемпературната плазма е слабо йонизирана, докато високотемпературна плазма е напълно йонизирана.



Фиг. 2. Принципна схема на формиране на плазмения потенциал [4].

Плазмата е електрически квазинеутрална система, но винаги с положителен потенциал спрямо стените на съда, в който се създава. Този потенциал се нарича плазмен потенциал и неговото формиране е резултат от колективното поведение на частиците в плазмата. Както бе споменато, създаването (йонизация) и загубата (рекомбинация) на заредени частици е винаги по двойки електрон-йон, което определя равенство на концентрациите им. Но поради съществената разлика в масите, подвижността на електроните е много по-голяма от тази на йоните. В резултат на това, в областта при стените, се получава разлика в концентрациите на електроните и йони, която води до формиране на постоянен положителен потенциал (Фиг. 2). Областта в която концентрациите на електрони и йони се различават ($n_e \leq n_i$) се нарича плазмен слой и нейният размер е от порядъка на няколко Дебаевски радиуса. Както е показано на Фиг. 2, плазменият потенциал се явява ускоряващ за йоните и задържащ за електроните от обема на плазмата. Неговата роля е в осигуряване на равенство на потоците на електрони и йони на стените, което е необходимо за да няма безкрайно натрупване на електричен заряд. Големината на плазмения потенциал може да се оцени от следния израз [4]:

$$\Phi_{pl} \approx \frac{kT_e}{e} \ln (m_i/2\pi m_e). \quad (1.7)$$

Постоянното електрично в плазмата, явяващо се резултат от пространствените изменения на плазмения потенциал е:

$$E_{dc} = -\nabla\Phi_{pl}. \quad (2.8)$$

Движението на частиците в плазмата има насочен и хаотичен характер [1]. Насоченото движение (със скорост u) е в резултат на Лоренцовата сила $\mathbf{F}_l = \mp en[\mathbf{E}_{dc} + (\mathbf{u} \times \mathbf{B})]$, силата от градиента на налягането ($p = nkT$) $\mathbf{F}_p = -\nabla p$ и силата на триене в резултат на удари $F_\delta = -m n \delta_t(u)$, където $\delta_t(u)$ е промяната на насочената скорост при удар. Хаотичното движение се описва чрез функцията на разпределение, като средноаритметичната стойност на скоростта е скоростта на топлинно движение:

$$v_{th} \equiv \langle v \rangle = \int_0^\infty v f_v(v) dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \quad (1.9)$$

За повечето плазми е в сила неравенството $v_{th} \gg u$.

Ударите между частиците са другия основен процес във всяка плазма. Те могат да бъдат еластични (без промяна на вътрешните състояния на взаимодействащите частици) или нееластични (с промяна на вътрешното състояние на частиците) за йонизация/рекомбинация и възбуждане/девъзбуждане. При статистическото описание на ударите, средната честота на удари между частици ($\alpha - \beta$) е [4]:

$$\langle v \rangle_{\alpha\beta} = n_\beta \int_0^\infty v S_{\alpha\beta}(v) f_v(v) dv = n_\beta k_{\alpha\beta} \quad (1.10)$$

където $S_{\alpha\beta}$ е сечението на разсейване в произволен ъгъл, а $k_{\alpha\beta}$ е скоростната константа на реакцията. Съответно, средната дължина на свободен пробег ($\alpha - \beta$) е:

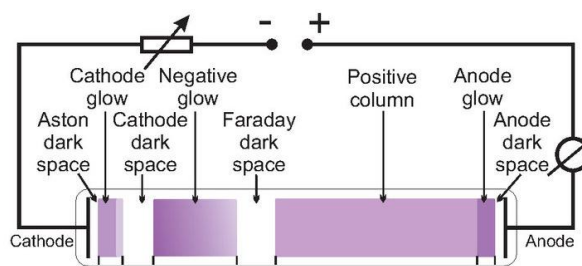
$$\lambda_{fp} = \frac{v_{th}}{\langle v \rangle_{\alpha\beta}}. \quad (1.11)$$

Често плазмата се поддържа във външно магнитно поле (B). В резултат на което движението на заредените частици се определя и от магнитната сила ($\mathbf{F}_m = \mp en(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$). Тъй като частиците търпят удари, които потискат насоченото движение, количествен критерий за степента на влияние на магнитното поле е отношението на циклотронната честотата на жиромагнитно въртене $\nu_c = eB/m_\alpha$ и честотата на удари $\langle v \rangle_{\alpha\beta}$. Ако $\nu_c / \langle v \rangle_{\alpha\beta} > 1$, тоест частицата извършва най-малко едно завъртане около линиите на магнитното поле преди да претърпи удар с друга частица, то този вид частици са замагнитени. Често се случва електроните да са замагнитени, докато йоните не са. Тези плазми се наричат частично

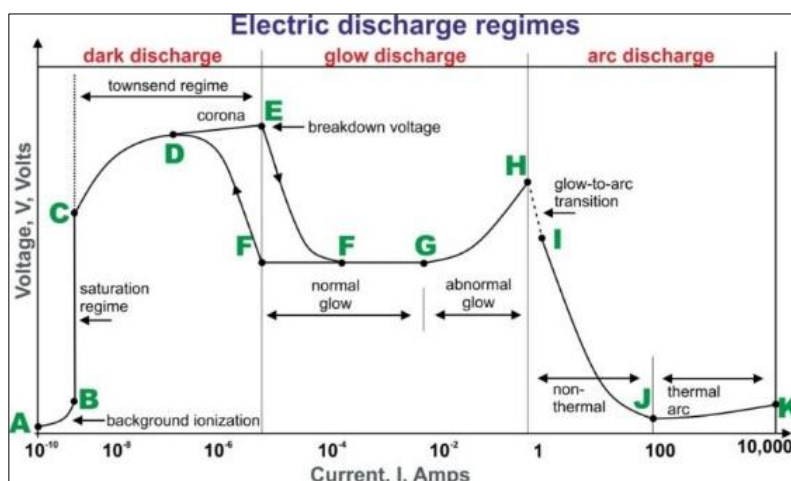
замагнитени. Замагнитените плазми са анизотропни, което означава, че техните свойства в посока, успоредна на магнитното поле, са различни от тези, перпендикулярни на него.

1.1.2. Източници на газоразрядна плазма

Газовите разряди включват плазмата и начините за нейното създаване и поддържане. Основно, газовите разряди могат да се категоризират по област на налягане на работния газ и честотата на поддържащото плазмата външно електрично поле. В зависимост от диапазона на налягане, разрядите биват: разряди при ниско наляга (10^{-3} - 10^0) Torr, разряди при средно налягане (10^1 - 10^2) Torr и разряди при атмосферно налягане ~ 760 Torr.



(a)



(б)

Фиг. 3. Схема на постояннотоков разряд (a) [5] и ампер-волтната му характеристика (б) [6] с различните режими на работа.

В зависимост от честотата на поддържащото ги външно електрично поле, разрядите са: постояннотокови (dc), нискочестотни (ac), високочестотни (rf) и оптични (в THz-та област).

Постояннотоковите разряди могат работят в различни режими, в зависимост от товарното съпротивление в захранващата верига, както е показано на Фиг. 3. При тях газоразрядните електроди са поставени в камера (обикновено газоразрядна тръба) с газ при ниско налягане.

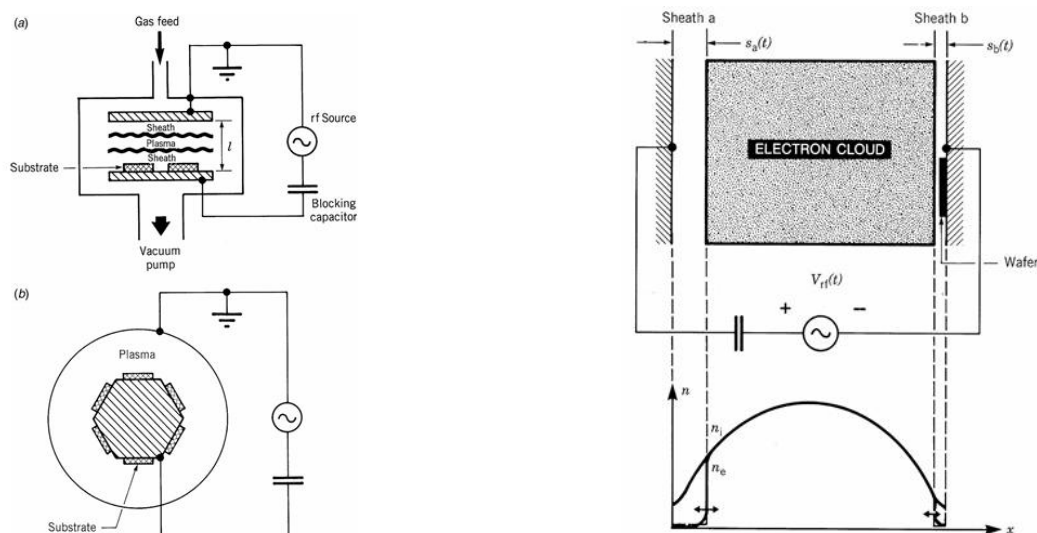
Външната верига се състои от източник на постоянно напрежение, към който последователно е свързано товарно съпротивление, което определя тока във веригата.

При малки стойности на тока (под $\sim 10 \mu A$) е областта на тъмен разряд на Таунсенд. В нея външното електрично поле придава достатъчно енергия на електроните за да йонизират неутралния газ преди да достигнат до анода. Светенето в тази област е много слабо, понеже процесите са със слаба интензивност. При стойност на тока от порядъка на mA , е областта на тлеещ разряд. В нея високия ток е в резултат на вторична електронна емисия от катода (в резултат на йонна бомбардировка), а напрежението става приблизителна постоянно. Светенето от плазмата е интензивно, поради високата интензивност на нееластичните удари за възбуждане/релаксация, в резултат на достатъчно висока енергия и плътността на електроните. Именно този режим на работа на постояннотоковите разряди се използва в установките за инерциален синтез. При токове от порядъка на над $1 A$, разрядът преминава в дъгов, което е съпроводено със значителен спад на напрежението [6].

При капацитивните високочестотни разряди, плазмата се създава с помощта на високочестотно променливо електрическо поле, генерирано между два електрода. Обикновено двата електрода са разположени успоредно един на друг в реакторна камера, пълна с газ под ниско налягане. Конфигурацията на електродите може да варира, като най-често използваните конструкции са на успоредни плочи или концентрични цилиндри. На Фиг. 4(а) и 4(б) е представена принципната схема на реализация на тези разряди. Когато се приложи радиочестотно напрежение, то създава осцилиращо електрическо поле между електродите. В това електрическо поле, електроните набират достатъчно енергия за йонизация на газа и поддържане на плазмата. Заредените частици в плазмата взаимодействат помежду си и със стените на камерата, което води до различни химични реакции и физични процеси. Поведението на тези разряди може да бъде повлияно от няколко параметъра, включително честотата на радиочестотния сигнал (обикновено $13.56 MHz$), налягането на газа, разстоянието между електродите и състава на газа. Капацитивните разряди се използват в различни приложения като обработка на материали, повърхностна обработка, отлагане на тънки слоеве и плазмено ецване [7]. Едни от основните им преимущества са:

- осигуряването на хомогенна плазма върху относително големи площи, както и добър контрол върху параметрите на плазмата (плътности и температура);
- относително висока плътност на плазмата в сравнение с други методи за генериране на плазма;

- опростен дизайн с относително ниска оперативна сложност (в сравнение с индуктивно свързана плазма или микровълнова плазма);
- лесно могат да бъдат мащабирани за индустриални приложения, които изискват плазмена обработка на голяма площ;
- могат да се използват с широк диапазон от газове и работни налягания, което ги прави универсални за различни приложения;
- надеждност и стабилност по време на дълги периоди на работа.

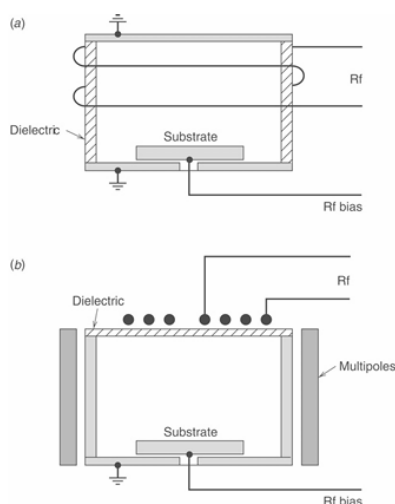


Фиг. 4. Принципна схема на кондензаторни радиочестотни разряди: (а) плоскопаралелна конфигурация на електродите, (б) коаксиална “хексод” геометрия (по Lieberman and Gottscho, 1994) и (в) движение на заредените частици [8].

Трябва да се отбележи, че поради съществена разлика в подвижностите на електроните и йоните, само електроните следват ВЧ електрично поле. Това е показано схематично на Фиг. 4(в). Движението на йоните се определя от формираното постоянно електрично поле в разряда, в което набират енергия (плазмен слой). Положителните йони непрекъснато бомбардират електрода през един радиочестотен цикъл. Обратно, електроните се губят на електрода само когато осцилиращият електронен облак се доближи до него. За осигуряването на контрол върху йонния поток и енергията на йоните към стените, т.е. обработваната повърхност, се работи на две честоти: ниската честота контролира енергията, а високата потока. Типичните стойности от параметри на кондензаторните ВЧ разряди варират в широки граници: налягане $(10^0 - 10^2) \text{ mTorr}$, ВЧ мощност $(10^{-2} - 10^1) \text{ kW}$, честота $(0.05 - 13.56) \text{ MHz}$ и плазмена плътност $(10^9 - 10^{16}) \text{ m}^{-3}$ [9].

Индуктивните ВЧ разряди са вид газови разряди, при които плазмата се създава от външна намотка по която протича ВЧ електричен ток. Основният принцип зад индуктивните ВЧ

разряди е електромагнитната индукция. Поради това, плазмата при тези разряди се нарича индуктивно свързана. Когато променлив ток протича през намотка, увита около плазмена камера, той генерира променливо във времето магнитно поле. Според закона на Фарадей за електромагнитната индукция, това променящо се магнитно поле индуцира електрическо поле в околния газ. Индуцираното електрическо поле ускорява свободните електрони, което води до йонизация на газа и поддържа плазмата. Този метод се характеризира с липсата на електроди в контакт с плазмата, което значително намалява замърсяванията от разпрашване и позволява генерирането на чиста плазмена среда. В зависимост от конфигурацията на намотката, индуктивните разряди биват: разряди с цилиндрична (Фиг. 5(а)) и разряди с планарна (Фиг. 5(б)) намотка.



Фиг. 5. Принципната схема на реализация индуктивен ВЧ разряд: (а) разряд с цилиндрична конфигурация на намотката и (б) разряд с планарна конфигурация на намотката [1].

Специфично за индуктивните разряди е наличието на два основни режима на работа: капацитивен и индуктивен. Тези режими са свързани с начина на внасяне на ВЧ мощност в разряда. При капацитивния режим, намотката се държи като електрод, чийто потенциал осцилира на честотата на ВЧ сигнал през нея. Доминират електричните полета от капацитивното свързване, а ВЧ мощност се внася само за един полупериод на сигнала. Този режим е неефективен по отношение на прехвърлянето на енергия към плазмата и поддържа ниски плазмени плътности. С нарастване на ВЧ мощност разрядът преминава в индуктивен режим, при който нагряването на плазмата е чрез индуцирания в нея ВЧ ток от намотката. Този режим се наблюдава при високи плазмени плътности и при него трансферът на енергия от намотката към плазмата е по-ефективен – внасянето на ВЧ мощност е през целия период на сигнала. При високи честоти индуцираните токове са локализирани в скин-слоя на плазмата.

Преходът между тези режими има хистерезисен характер и става при определена стойност на абсорбираната от плазмата ВЧ мощност, т.е. при дадена критична стойност на плазмената плътност.

Индуктивните ВЧ разряди се използват широко в различни индустриални приложения като плазмено ецване, плазмено отлагане, повърхностна обработка и плазмено почистване. Те са от съществено значение в производството на полупроводници, процесите на отлагане на тънък слой и индустриите за обработка на материали. Основните преимущества на индуктивните разряди са:

- прецизен контрол върху плазмените параметри;
- поддържането на хомогенна плазма в областта на обработваната площ (обработка на субстрати с голяма площ);
- ефективна работа при ниски налягания;
- мащабиране към големи обработващи площи;
- висока и постоянна производителност по време на дълги цикли на обработка.

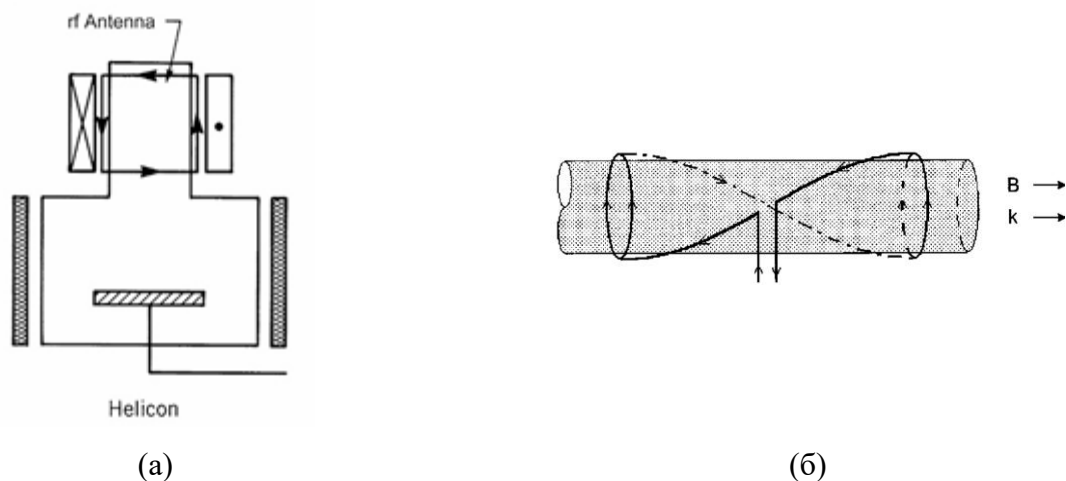
Преимуществото им спрямо капацитетните разряди е в значителната им енергийна ефективност при ниски налягания (под ~ 10 mTorr). Типичните стойности на плазмената плътност при индуктивните разряди варират в широк интервал и са от порядъка на $(10^9 - 10^{16}) \text{ m}^{-3}$ [10].

Хеликоновите разряди са вид ВЧ разряди, чиято работа се основа на възбуждането на хеликонови вълни в плазмена среда. Хеликоновите вълни са нискочестотни вълни, в областта между долната-хибридна честота и електронно-циклотронната честота (в MHz-областта). Възбуждането на хеликонови вълни е чрез антена със специфична форма и обикновено в условието на постоянно аксиално магнитно поле (~ 100 G), което се генерира от електромагнити. Принципната схема за реализация на хеликонов плазмен източник е представена на Фиг. 6.

Хеликон разрядите намират приложения в различни области, включително обработка на материали, модификация на повърхността, плазмена химия и изследвания на термоядрения синтез. Основните преимущества на хеликоновите разряди са:

- генериране на плазма с висока плътност при ниски налягания;
- поддържане на еднородна плазма с висока еднородност в голям обем;
- висока ефективност на внасяне на ВЧ мощност в плазмата.

Основното им преимущество пред индуктивните разряди е по-високата им ефективност за поддържане на плазмата: при еднаква приложена ВЧ мощност, хеликоновите разряди поддържат плазма с по-висока плътност [11].

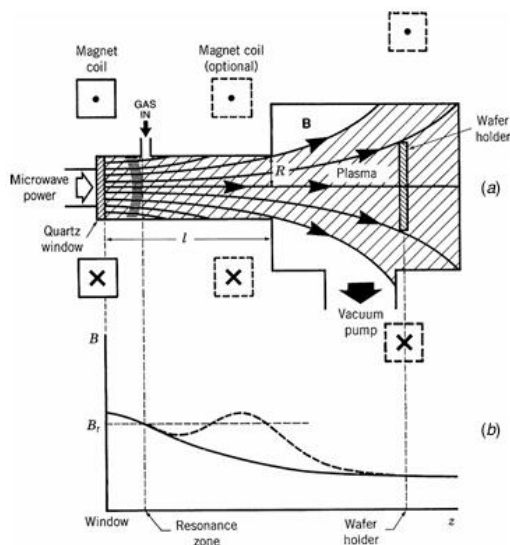


Фиг. 6. Принципната схема на хеликонов ВЧ разряд: (а) стандартна конфигурация на разряда и (б) форма на възбуждащата антена [1].

Разрядите на електронен циклотронен резонанс (ECR) са вид микровълнови разряди, при които плазмата се поддържа в резултат на резонансното нагрява на електроните от полето на електромагнитна вълна в условията на постоянно магнитно поле. Прилагането на магнитно поле ограничава движението на електроните в кръгова или спирална траектория, което ги кара да се движат в циклотронно движение. Когато към системата се приложи микровълново лъчение на електронната циклотронна честота, то може да влезе в резонанс с движението на електроните, което води до ефективно и локализирано нагряване на електроните. Резонансното нагряване на електрони води до генериране на плазма с висока плътност с електронни температури обикновено в диапазона от няколко електронволта до няколко десетки електронволта. Тази плазма с висока плътност се характеризира със своята стабилност и еднородност, което я прави подходяща за различни приложения.

На Фиг. 7 е представена типичната схема на реализация на ECR-разряд. Една или повече електромагнитни намотки, обграждащи цилиндричната камера на източника, генерират статично магнитно поле с определен аксиален профил. Микровълновата мощност се инжектира аксиално през диелектричен прозорец в газоразрядната камера, където възбужда дясна кръгово поляризирана вълна, която се разпространява до резонансна зона за студени

електрони при $f = \nu_c$, където вълната се абсорбира. За типичната използвана микровълнова честота, $f = 2450 \text{ MHz}$, резонансното магнитно поле е $B = 875 \text{ G}$.



Фиг. 7. Принципна схема на разряд на електронен циклотронен резонанс (ECR): (а) геометрична конфигурация и (б) изменение на аксиалното магнитно поле, показващо една или повече резонансни зони (по Lieberman and Gottscho, 1994).

Основните характеристики на ECR разряди включват:

- висока ефективност на внасяне на микровълновата мощност в плазмата, поради резонансното нагряване;
- ниско работно налягане, което намалява рисковете от замърсяване;
- висока степен на контрол върху плътността на плазмата и йонната енергия.

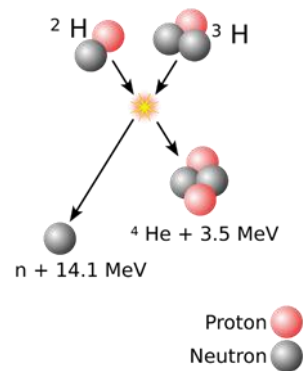
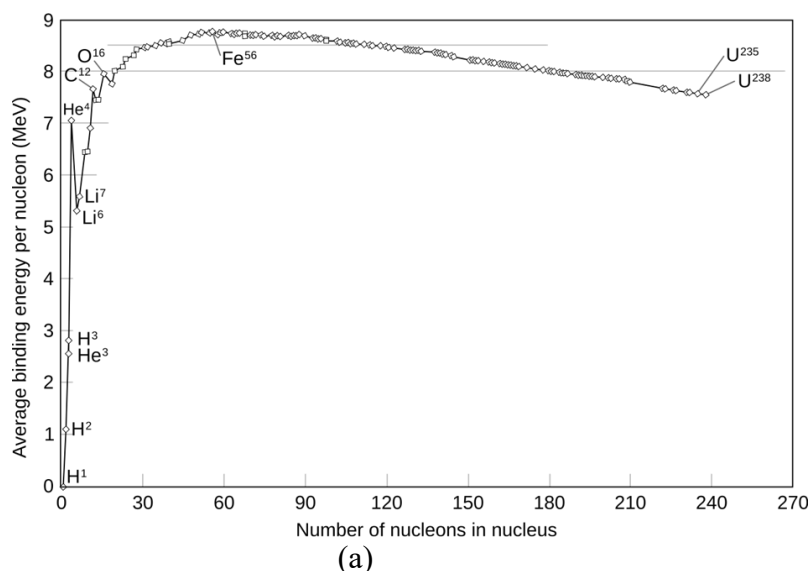
В сравнение с dc или другите rf разряд, ECR плазмата постига много висока плътност. При това, тези плазми могат да се поддържат при изключително ниски налягания ($10^{-3} - 10^{-1} \text{ mTor}$ [12]).

1.2 Термоядрен синтез

1.2.1 Основни реакции на синтез (механизми на протичане, канали и продукти, критерии на Лоусън).

Ядреният синтез е реакция, при която две или повече атомни ядра, обикновено деутерий и тритий, се сливат за да образуват едно или повече различни атомни ядра и субатомни частици (неутрони или протони). Разликата в масата между реагентите и продуктите се проявява или като освобождаване, или като абсорбция на енергия. Тази разлика в масата възниква поради

разликата в ядрената енергия на свързване между атомните ядра преди и след реакцията. Сливането на ядра, по-леки от желязо-56 или никел-62, освобождава енергия (екзотермичен процес), докато сливането на по-тежки ядра води до енергия, задържана от нуклоните на продукта, и получената реакция е ендотермична (Фиг. 8(a)).



Фиг. 8. Крива на енергията на връзката в зависимост от броя на нуклоните в ядрото [13] (a) и сливане на деутерий с тритий [14] (б).

Енергията, освободена при повечето ядрени реакции е много по-голяма, отколкото при химичните реакции, тъй като енергията на свързване е по-голяма от енергията, която държи електроните в ядрото. Реакциите на синтез имат енергийна плътност многократно по-голяма от ядреното делене и произвеждат много по-голяма енергия на единица маса [15]. На Фиг. 8(б) е представена реакцията на сливане на деутерий с тритий, създавайки хелий-4 и неутрон и освобождавайки 17.59 MeV, като кинетична енергия на продуктите, докато съответното количество маса изчезва ($E = \Delta mc^2$, където Δm е масовия дефект).

Ядреният синтез в звездите протича при висока температура и налягане в звездната плазма. Циклите на „горене“ са сложни и разнообразни, като най-значимата практически реакция е сливането на водородни ядра за получаване на хелий, затова и търсенето на начин за извършване на контролируем термоядрен синтез е съсредоточено около реакции дадени в Табл. 1. Повечето синтезни реакции комбинират изотопи на водорода (протий, деутерий (D), тритий (T)), за да формират изотопи на хелия. Двата вида реакции, които се осъществяват най-лесно и съответно са добили най-голяма популярност са D-T и D-D [16].

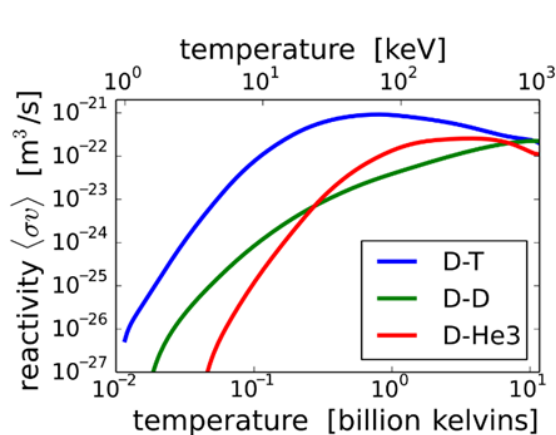
Таблица 1. Основни реакции на термоядрен синтез.

2_1H	+	3_1H	$\rightarrow$	4_2He	+	n
2_1H	+	2_1H	$\rightarrow$	3_1H	+	p^+
2_1H	+	2_1H	$\rightarrow$	3_2He	+	n
2_1H	+	3_2He	$\rightarrow$	4_2He	+	p^+
3_1H	+	3_1H	$\rightarrow$	4_2He	+	$2n$
3_2He	+	3_2He	$\rightarrow$	4_2He	+	$2p^+$
3_2He	+	3_1H	$\rightarrow$	4_2He	+	$p^+ + n$
3_2He	+	3_1H	$\rightarrow$	4_2He	+	2_1H

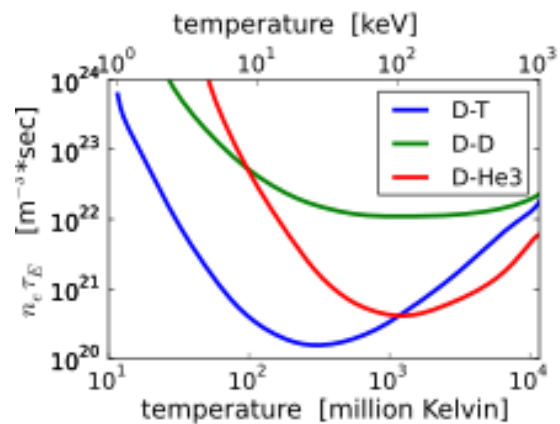
Трябва да се преодолее значителна енергийна бариера от електростатични сили, преди да може да се случи синтез. На големи разстояния две ядра се отблъскват едно друго поради отблъскващата електростатична сила между техните положително заредени протони. Ако обаче две ядра могат да бъдат доближени достатъчно близо едно до друго, електростатичното отблъскване може да бъде преодоляно от ефекта на квантово тунелиране. Следователно, предпоставката за синтез е двете ядра да бъдат поставени достатъчно близо едно до друго за достатъчно дълго време, за да може да действа квантовото тунелиране.

За деутерий-тритий сливане, енергийният бариера е около 0.1 MeV. Междинният резултат от синтеза е нестабилно ядро 5He , което веднага освобождава неутрон с 14.1 MeV. Енергията на отката на останалото ядро 4He е 3.5 MeV, така че общата освободена енергия е 17.6 MeV. Това е в пъти повече от необходимото за преодоляване на енергийната бариера.

Вероятността за сливане на два реагента се определя от скоростната константа на съответната реакция - $k = \langle \sigma v \rangle$. Както се вижда от Фиг. 9(a), k нараства значително с нарастване на енергията на частиците, достигайки до максимум, при който процесът на сливане е оптимален. При ниски енергии (под 50 keV) с най-голяма вероятност протича сливането на D-T, последвано от това на D-D, като реакцията D- 3He е най-малко вероятна. При енергии над 50 keV, реакцията D- 3He става по-вероятна от тази на D-D, но отново с най-висока вероятност е процесът на D-T. При енергии около 10^3 keV, и трите процеса протичат с приблизително еднаква вероятност [17].



(a)



(б)

Фиг. 9. Зависимост от температурата (енергията) на: (а) скоростните константи за реакциите на сливане на леки ядра [18] и (б) критерия на Лоусън за протичането на тези процеси [19].

Термоядреният синтез е процес на сливане на атомни ядра в условията на високи температури (от порядъка на 10^6 K), при които ядрата могат да се приблизят достатъчно близо едно до друго. При такива температури материята е в състояние на високотемпературна и напълно йонизирана плазма. При това, за да бъде една термоядрена реакция самоподдържаща се (т.е. да има положителен добив на енергия), трябва да е изпълнен критерия на Лоусън за тройното произведение [20, 21]:

$$n\tau T > 12 \frac{T^2}{kE_{ch}}, \quad (1.12)$$

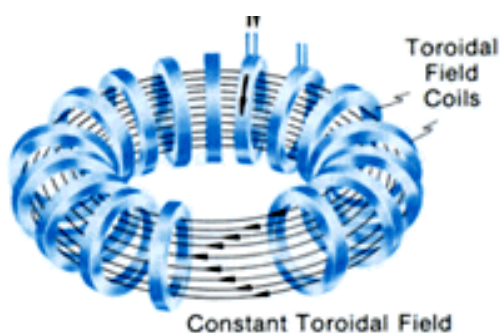
където n е плазмена плътност, τ е време за удържане на плазмата, T е температура, а E_{ch} е енергия на заредените частици от реакцията (неутроните не допринасят за загряването на плазмата). На Фиг. 9(б) е представена зависимостта на произведението на плазмената плътност и времето на удържане като функция от температурата. Тази зависимост показва, че за всяка самоподдържаща се реакция има минимална стойност на произведението $n\tau$, т.е. праг на протичане. Този праг е най-нисък за D-T ($n\tau \geq 1.5 \times 10^{20} \text{ s/m}^3$) и най-висок за D- ^3He ($n\tau \geq 1 \times 10^{22} \text{ s/m}^3$).

1.2.2. Видове реактори за термоядрен синтез

Ключовият проблем при постигането на термоядрен синтез е как да се ограничи горещата плазма, т.е. нейното удържане за достатъчен интервал от време, така че да се изпълнява критерия на Лоусън. Високите плазмени температури водят до разширяване на стените и загуби на заредени частици, което изисква прилагането на външна противодействаща сила.

Тази сила може да е: гравитационна в звездите, магнитна в термоядрени реактори с магнитно задържане или инерционна, тъй като реакцията на синтез може да настъпи преди плазмата да започне да се разширява.

Токамак е един от няколко типа устройства за магнитно задържане (MCF), които се разработват за производство на контролирана мощност на термоядрен синтез. Към 2016 г. той е водещият кандидат за реактор за термоядрен синтез. Магнитното поле за удържане на плазмата при Токамаците е във формата на тороид, като плазмата се намира в тороидално оформена вакуумна камера, както е показано на Фиг. 10. За постигането на устойчиво състояние на плазмата се изисква магнитните силови линии да са затворени в обема на тороида. В Токамака тороидалното поле се създава от външни електромагнити, чийто намотки обграждат камерата [22, 23].



(a)

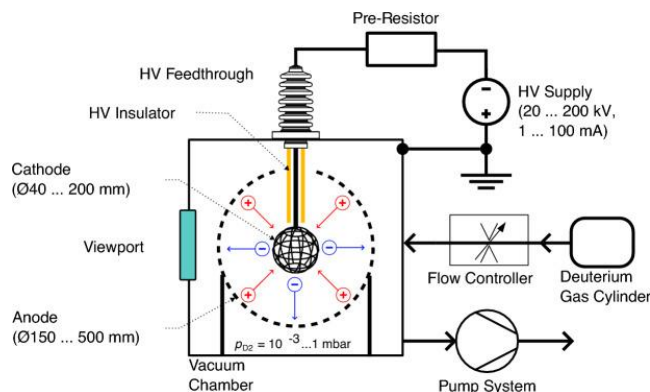


(б)

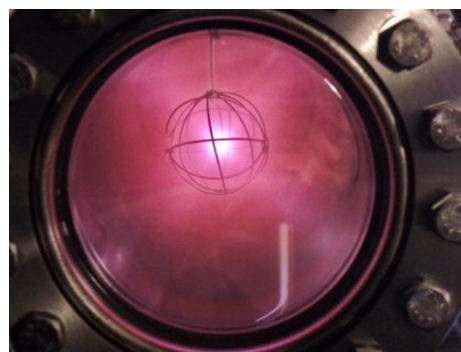
Фиг. 10. Устройство с магнитно удържане (MCF) тип Токамак: (а) принципна схема на конфигурацията на силовите линии на магнитното поле за удържане на плазмата [24] и (б) форма на вакуумната камера, в която се създава термоядрената плазма [25].

Друг подход за удържане на плазмата е инерционно електростатично удържане (ИЕС). Устройства базирани на този принцип използват електрически полета за директно ускоряване на своето гориво до условия на синтез, като по този начин избягват нуждата от поддържане на високотемпературна плазма. На теория това ги прави по-подходящи за използване на алтернативни неутронни термоядрени горива, които предлагат редица основни практически предимства. В ИЕС устройствата йони се ускоряват електростатично или чрез облъчване с лазери в сферично симетрична централна фокусна точка. Във фокусната точка те са с достатъчно висока енергия, за да преодолеят взаимното си електростатично отблъскване, така

че част от йоните ще претърпят реакция на синтез и ще се освободи енергия под формата на високоенергийни продукти [26].



(a)



(б)

Фиг. 11. Устройство с инерциално удържане (ИЕС) тип Фузор: (а) принципна схема [26] и (б) снимка в работен режим [27].

Едно от по-простите ИЕС устройства е Фузорът, който се състои от две концентрични метални сферични решетки (Фиг. 11). Когато решетките се зареждат до високо напрежение, горивният газ се йонизира. След това полето между двете ускорява горивото навътре и когато то премине през вътрешната решетка, полето пада и йоните продължават движението си инерционно навътре към центъра. Ако се сблъскат с друг йон, те могат да претърпят синтез. Ако не го направят, те излизат от реакционната зона отново в зоната за ускоряване, където се ускоряват отново навътре. Като цяло физическият процес е подобен на сливането на сблъскващи се снопове, въпреки че устройствата със снопове са линейни вместо сферични.

Фузорите могат лесно да бъдат конструирани и са практичен начин за изучаване на реакциите на сливане. Също могат да се използват като комерсиален неутронен генератор за промишлени приложения. Нито един Фузор не се е доближавал до това да произведе значително количество термоядрена мощност. Често йоните се сблъскват с клетките или стената, което повишава загубите на частици и енергия в устройството и ограничава използването на високи мощности [28, 29].

I.3 Базови характеристики на детектори на неутрони, базирани ^3He . Принцип на действие и метод на детектиране на неутрони

I.3.1 Реакции в установката

При D-D реакцията има два разклонения, които протичат с почти еднаква вероятност, както е показано в Таблица 2. Оптималната енергия за започване на тази реакция е 15 keV. Неутронът от първия клон на D-D реакцията има енергия само 2.45 MeV (0.393 pJ). Вторият клон произвежда тритий, като по-голямата част от него се изгаря в реактора.

Таблица 2. Реакции на термоядрен синтез с оглед на специалната част.

Разклонения на реакцията	Реакция	Освободена енергия(MeV)
1	$^2_1\text{H} + ^2_1\text{H} = ^3_2\text{He} + ^1_0\text{n}$	0.8+2.45
2	$^2_1\text{H} + ^2_1\text{H} = ^3_1\text{H} + ^1_1\text{H}$	1.0+3.02

Това позволява на ^3He да реагира, а горивният цикъл се нарича „тритийно подтиснат синтез“. Чрез рециклиране на продукта от разпадането на ^3He в реактора, термоядрения реактор не изисква материали, устойчиви на бързи неутрони. Във втория случай не се освобождават неутрони, а във първия случай се получава неутрон с енергия 2.45 MeV [30].

I.3.2 Разсейване на неутрони, легетаргия и възраст

а. Разсейване на неутрони

Неутроните могат да взаимодействат с ядрата по един или повече от следните начини: еластично и нееластично разсейване, радиационно улавяне, делена на ядрото и реакции. При взаимодействие на неутрони с мишена, плътност на сблъсъците се дава от уравнението:

$$F = IN\sigma_t. \quad (1.13)$$

В (1.13) произведението на атомната плътност N и напречното сечение се обозначава със специален символ Σ и се нарича макроскопично пълно напречно сечение, $N\sigma_t = \Sigma_t$, а $N\sigma_s = \Sigma_s$ се нарича макроскопично напречно сечение на разсейване и Σ е с размерност cm^{-1} . По отношение на макроскопичното напречно сечение, сблъсъкът в предишното уравнение се свежда до $F = I\Sigma_t$. Макроскопичното сечение на разсейване на тефлона е 0.33 cm^{-1} .

б. Възраст на неутроните

В реакторната физика, възрастта на неутроните определя средната степен, до която един неутрон дифузира в модератор, докато се забавя от началната си (обикновено висока или енергия на делене) до топлинни енергии. По-конкретно, тя се определя като средноквадратичното изместване (обикновено изразено в квадратни сантиметри), което един

неутрон претърпява по време на този постепенен процес на загуба на енергия. Този параметър произтича от теорията за възрастта на Ферми, където „възрастта“ на един неутрон ефективно представлява площта на термична дифузия, покрита от неутрона, преди да достигне термично равновесие. Възрастта на неутроните е жизненоважна концепция, тъй като тя дава представа за вероятността от изтичане на неутрони и помага при определянето на оптималните размери за активните зони на реакторите, като показва колко далеч изминават неутроните, докато се модерират.

Освен основното си определение, възрастта на неутроните отразява и кумулативния ефект от събитията на разсейване, тъй като всеки сблъсък в модериращата среда допринася за общото изместване на неутрона. В модериращ материал с висока ефективност на разсейване (като водород), неутроните могат да се забавят по-бързо и да изминат по-кратко ефективно разстояние в сравнение с по-малко ефективен модератор (като графит). Тази разлика играе решаваща роля в проектирането на реактори, където контролирането на процеса на модериране и намаляването на нежеланите течове е от съществено значение за поддържане на критичността и осигуряване на безопасна експлоатация.

$$\tau_T = \frac{D_1}{\Sigma_s} \quad (1.14)$$

Където D_1 е дифузионни коефициент в конкретната среда е Σ_s -макроскопичното сечение на разсейване

с. Неутронна летаргия

Неутронната летаргия е логаритмична мярка за загубата на кинетична енергия на неутрона. С други думи, тя количествено определя степента, до която неутронът се забавил след сблъсъци – обикновено с ядра-модератори – в ядрен реактор. Математически, ако неутронът започва от енергия E_0 и се забавя до енергия E , неговата летаргия u се определя като:

$$u = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right) \quad (1.15)$$

Където E_0 е произволна енергия, обикновено тази на неутрона с най-висока енергия в системата. Трябва да се отбележи, че при висока енергия летаргията на неутрона е ниска; с забавянето му и намаляването на енергията, летаргията му се увеличава.

Тази безразмерна величина е особено полезна във физиката на реакторите, тъй като неутроните могат да губят енергия в много порядъци, а логаритмичната скала стандартизира тези промени в линейна мярка. На практика, при анализа на процеса на модериране, средното

увеличение на летаргията на сблъсък (често обозначавано като ξ) се превръща в критичен параметър за прогнозиране колко сблъсъка са необходими, за да се забавят неутроните от бързи до топлинни енергии.

Друг интересен аспект е използването на летаргията при нанасяне на спектрите на неутронния поток. Когато потокът се изразява „за единица летаргия“, широкият диапазон от неутронни енергии се пренася в по-управляем формат, подчертавайки важни характеристики като резонанси и ефективността на процеса на моделиране [31].

1.3.3 Дифузионно уравнение за забавяне на неутрони

а. Дифузионното уравнение за точков източник

Искаме да разгледаме решението на уравнението на стационарната дифузия за точков източник, излъчващ S неутрона в секунда в безкрайна среда. „Точковият източник“ се приема, че е в началото на цилиндрична координатна система и изискваме потокът да остане краен (и положителен), когато аксиалната координата се стреми към $\pm\infty$ и по симетрия, потокът е краен за всички радиални стойности. В реакторната физика обичайната формулировка е да се запише стационарната версия на уравнението на дифузията (с абсорбция) като

$$\nabla^2 \Phi(r) - \frac{1}{L^2} \Phi(r) = \frac{S}{D} \delta(r) \quad (1.16)$$

където $\Phi(r)$ е неутронният поток в позиция r , D е дифузионната константа; L е дължина на дифузия, дефинирана като $L = \sqrt{D/3\Sigma_a}$ (където Σ_a е макроскопското напречно сечение на абсорбция), и $\delta(r)$ е триизмерната делта функция на Дирак.

Тъй като точковият източник е в началото на координатната система, а средата е безкрайна, решението е уникално, при условие че потокът е краен навсякъде. Въпреки че сферичната симетрия обикновено е „очевидна“ за точков източник в безкрайна среда, тук ние „поставяме“ точката в центъра на цилиндрична координатна система, в която координатите са (z, r, θ) . Решението на така поставената задача се получава чрез използването на функцията на Грийн за това уравнение, подобно на Хелмхолц за безкрайна среда [извеждането може да се получи чрез комбинирани преобразувания на Ханкел (в координати r) и Фурие (в координати z) или чрез отбелязване на сферичната симетрия на фундаменталното решение]:

$$\Phi(r) = \frac{S}{4\pi D r} \frac{e^{-\frac{r}{L}}}{r} \quad (1.17)$$

или, записвайки го изрично чрез цилиндричните координати,

$$\Phi(r) = \frac{S}{4\pi Dr} \frac{e^{\frac{-\sqrt{x^2+r^2}}{L}}}{\sqrt{x^2+r^2}} \quad (1.18)$$

b. Дифузионното уравнение за плоска пластина.

Нека сега разгледаме плоча с дебелина $2a$, която има безкраен планарен източник в центъра си, излъчващ S неутрона на cm^2/sec , както е дефинирано в [31]. Ако нулата на координатната система е в центъра на плочата, уравнението на дифузия за $|x|$ и $x \leq a$ е уравнението за безкраен планарен източник. Можем да използваме условието за симетрия и източник. Сега обаче условието за потока от $|x|$, клонящо към безкрайност трябва да е различно от използваното преди. Тук се изисква потокът да изчезне при екстраполираните повърхности на плочата - тоест при $x = a + d$ за дясната полуравнина и при $x = -(a + d)$ за лявата, където d е разстоянието на екстраполация. Тези гранични условия са $\Phi(a + d) = \Phi(-a - d) = 0$, а решението на уравнението е както следва:

$$\Phi(x) = \frac{SL}{2D} \frac{e^{\frac{(a+d-|x|)}{L}} - e^{\frac{-(a+d-|x|)}{L}}}{e^{\frac{-(a+d)}{L}} + e^{\frac{-(a+d)}{L}}} = \frac{SL}{2D} \frac{\sinh(a+d-|x|/L)}{\cosh(a+d)/L} \quad (1.19)$$

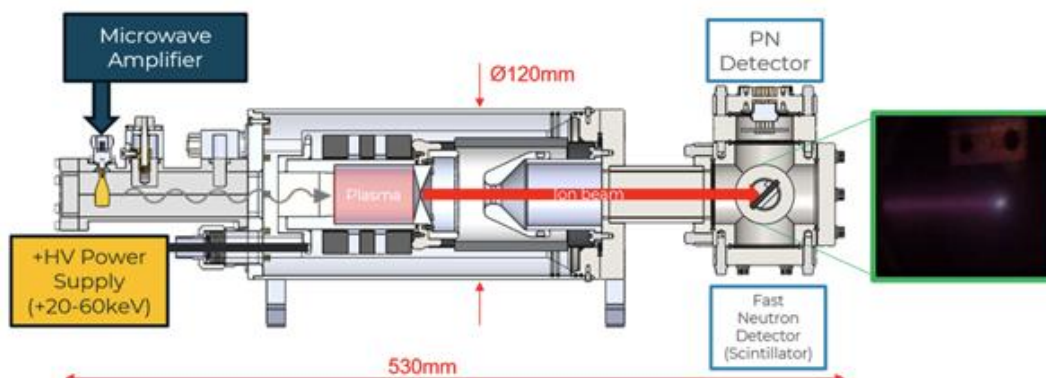
Където “sinh” и “cosh” са хиперболични функции.

Настоящия анализ е направен за да може да се подбере забавител с подходяща дебелина на слоя, за да се забавят неутроните, получени от реакцията, до топлинни неутрони, които са лесно детектируеми.

II. Специална част

II.1. Описание на експерименталната установка

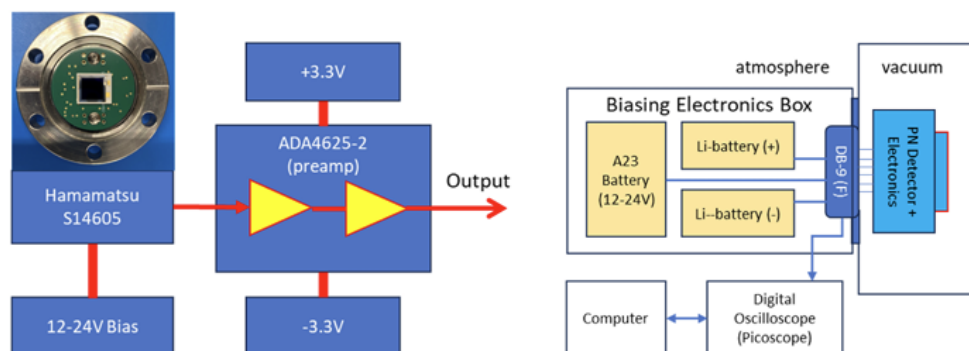
Експериментите в настоящата дипломна работа са проведени на ARI-IBS установка, разработена от Alpha-Ring, предоставена на Физическия факултет на СУ „Св. Климент Охридски“ в рамките на Меморандум за сътрудничество. В установката са имплементирани редица съвременни технологии за изследване на реакциите на синтез D-D и p-¹¹B. Реакциите протичат при бомбардиране на мишена, в която са имплантирани D или B, с високоенергетичен (до 75 keV) D⁺ или H⁺ йонен сноп. Йоните се създават и извличат от газоразряден плазмен източник, основаващ се на микровълнов разряд на електронно-циклотронен резонанс. Продуктите на реакцията се регистрират от полупроводников детектор (за заредените частици) и сцинтилационен детектор (за бързите неутрони) [32].



Фиг. 12. Схема на експерименталната установка ARI-IBS, разработена от Alpha-Ring. На снимката е показан йонния сноп и взаимодействието му с мишената [33].

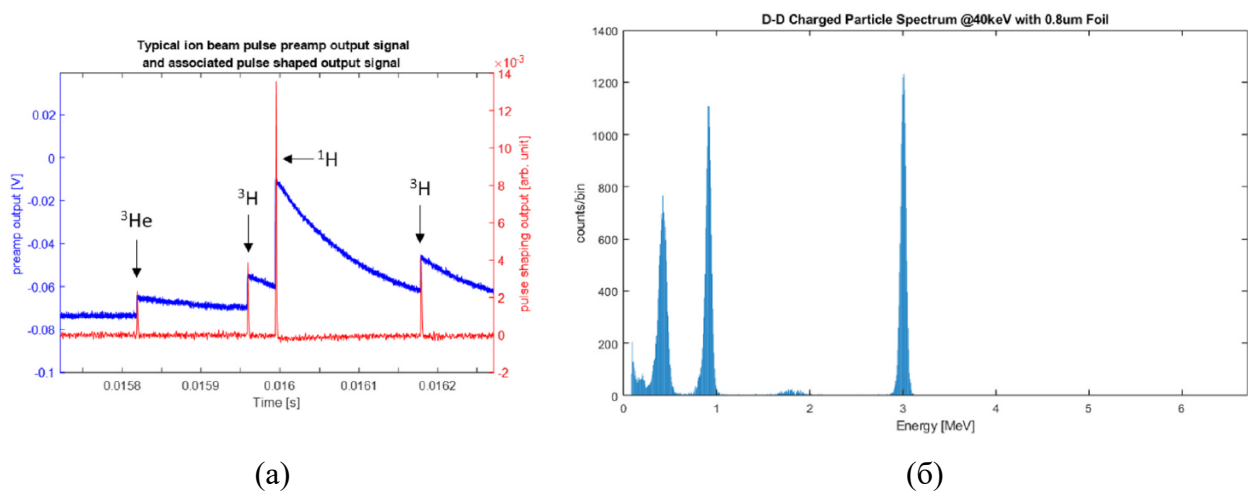
На Фиг. 12 е представена принципната схема на ARI-IBS установка [33]. Плазмата се генерира от микровълнов ECR-разряд на честота от (2.4–2.5) GHz и мощност до 50 W. Постоянното аксиално магнитно поле (около 900 G) се създава от набор пръстеновидни редкоземни магнити (NdFeB), разположени външно на газоразрядната камера. Самата газоразрядна камера е цилиндрична (12 cm в диаметър и 8 cm дължина), изработена от алуминий (6061-T6), осигуряващ добро разсейване на топлината. Микровълновата мощност се внася в камерата през керамичен прозорец (Al_2O_3), с нисък коефициент на поглъщане. В зависимост от изследваните реакции, работния газ е D_2 или H_2 . Разрядът се поддържа при налягане (4–8) mTorr, в режим на газов проток (около 3 sccm).

След генериране на плазмата, H^+/D^+ йоните се извличат и ускоряват от моно-апертурна йонно-оптична система. При работа с D^+ йонен сноп, мишената обикновено се състои от алуминиев диск с покритие, подобно на деутериран диамант (DDLС), за да се увеличи максимално плътността на деутерий на повърхността. При работа с H^+ -йонен сноп, мишената обикновено се състои от LaB_6 или W_4C . И двете имат относително високо стехиометрично съотношение на бор в плътността. Дебелината на алуминиевата мишена е (3–5) μm . С помощта на прозорец, монтиран в камерата на мишената, може да се наблюдава йонният сноп, падащ върху мишената (снимката на Фиг. 12). Йонният сноп работи в импулсен режим (при 5% duty-cycle), което се осъществява чрез модулация на микровълновата мощност. Типичната честота на импулса може да варира от 1 Hz до 1 kHz, което осигурява продължителност на импулса между 50 μs и 50 ms. Номиналният ток на снопа е около 0.05 mA.



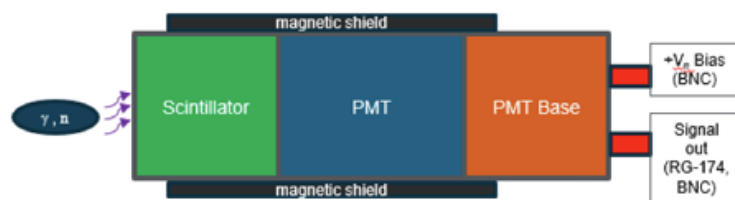
Фиг. 13. (вляво) Електронна схема на PIN детектора за наблюдение на заредени частици от D-D и $p\text{-}^{11}\text{B}$ реакции на синтез. (вдясно) Електрониката на предусилвателя е монтирана от атмосферната страна на фланеца CF-2.75, докато модулът на PIN детектора е монтиран на вакуумна страна [33].

За регистриране на заредените частици от D-D и $p\text{-}^{11}\text{B}$ реакциите се използва полупроводников PIN детектор. На Фиг. 13 е показана основната схема и конструкцията на полупроводниковия детектор. Детекторът се състои от Si-PIN фотодиод Hamamatsu с голяма площ (S14605), който има висок квантов добив и висока енергийна разделителна способност [34]. За блокиране на шумовата светлина от йонния сноп се използва $0.8\text{ }\mu\text{m}$ алуминиево фолио в предната част на детектора [35]. Сигналът от PIN детектора се усилва от нискошумящ предусилвател, което позволява много добра времева резолюция на импулсите от заредени частици (Фиг. 14(a)). За получаване на добро съотношение сигнал/шум, за енергиен анализ, се прилага цифров импулс за трансформиране на изходните импулси на предусилвателя в полу-гаусови импулси [36]. Алгоритъмът за оформяне на импулс се състои от един високочестотен RC-филтър, последван от четири нискочестотни RC-филтъра. Полученият изходен импулс с полу-гаусова форма има ширина от (3–4) μs . Височината на пика на оформения импулс е право пропорционална на енергията на частицата. Чрез групиране на височините на пиковите се получава енергийния спектър на D-D реакцията (Фиг. 14(б)).



Фиг. 14. Измервания с PIN детектора при реакцията D-D: (а) Форма на сигнала на изхода на предусилвателя и съответстващите му преобразувани импулси. (б) Спектър на заредени частици при йонен сноп 40 keV/0.033 mA, налягане 3.3 mTorr, дебелина на екраниращото фолио 0.8 μm и време на интегриране 4.4 min. Енергийната скала е калибрирана спрямо протонния пик на 3.02 MeV [33].

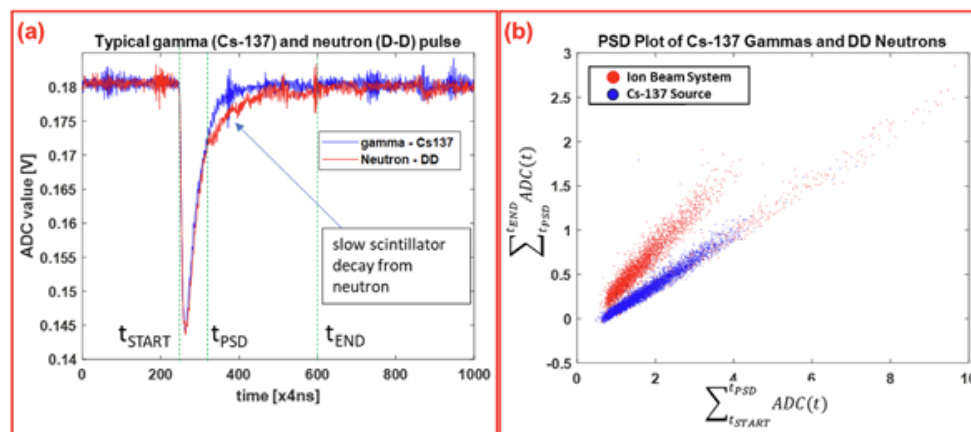
Регистрирането на незаредените частици (при D-D реакцията това са бързи неутрони и гама кванти) е чрез сцинтилационен детектор, чиято схема е дадена на Фиг. 15. Сцинтилационният материал е пластмаса EJ-276 (от Eljen Technology [37]), който генерира светлинен импулс, когато енергийна частица като неутрон или гама-квант премине през работния му обем. Този оптичен импулс се преобразува в електричен такъв от бърз фотоумножител PMT (Hamamatsu R6231 [40]). PMT работи в режим на кондензаторна връзка с типично преднапрежение от +1 kV. Около него е разположен цилиндричен магнитен екран [38], за да се минимизират флуктуациите в усилването на сигнала, дължащи се на разсеяни магнитни полета.



Фиг. 15. Схема на детектора за бързи неутрони. Изходът на сигнала се подава на бърз цифров осцилоскоп. Формата на сигнала е показана на следващата фигура [33].

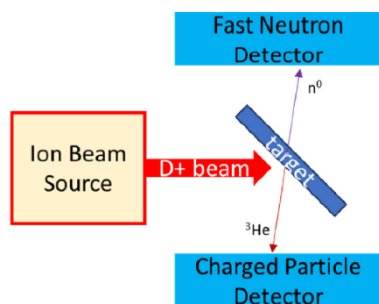
Съществен момент при измерване на продуктите на реакциите на синтез е разделянето на сигналите от гама-квантите и бързите неутрони. При органичните сцинтилатори оптичният

импулс се състои от бързи и забавени флуоресцентни компоненти, които имат времена на затихване, съответно, от порядъка на 10^{-9} s и 10^{-7} s [39]. Неутроните, които се разсейват от протоните в пластмасовия сцинтилатор, предизвикват бавна флуоресценция, докато гама-квантите водят до бърза флуоресценция. Това позволява разделяне на сигналите чрез дискриминация на формата на импулса (PSD). Фигура 16(а) илюстрира разликата между неутронен импулс (червен) и гама импулс (син) след нормализиране на височината на импулса. Вижда се, че неутронният импулс има малко по-дълго време на затихване в сравнение с гама импулса. Типична PSD диаграма е показана на Фиг. 16(б), където на абсцисата е даден общия интеграл на сигнала, а ординатата показва частичния интеграл на сигнала. Поради разликата във времето на затихване между неутронния и гама импулса, може да се види разделение между двете групи.

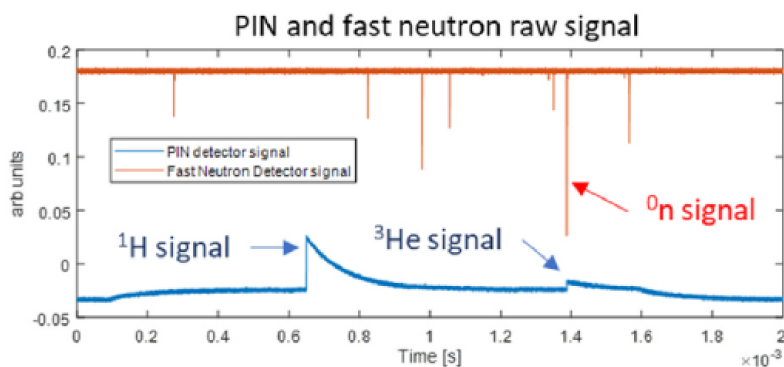


Фиг. 16. (а) Типичен сигнал от гама-лъчение (Cs-137, синьо) и бързи неутрони (D-D, червен). (б) Диаграма на дискриминация по формата на импулса (PSD) за гама-лъчение (Cs-137) и бързи неутрони (D-D) [33].

При D-D реакцията, двата продукта ^3He и бърз неутрон се формират едновременно, но се движат в противоположни посоки поради запазването на импулса. Това означава, че ако PIN детектора и сцинтилационния детектор са разположени един срещу друг, както е показано на Фиг. 17(а), то ^3He и бързия неутрон ще бъдат детектирани от PIN детектора, но само ^3He -сигнала ще съвпада със сигнала от неутронния детектор. По този начин, използвайки метода на съвпадението, се гарантира коректното отчитане на бързи неутрони от сцинтилационния детектор (Фиг. 17(б)). За постигане на добра времева резолюция на сигнала от неутронния детектор, при изпълнение на PSD алгоритмите се използва честота на дискретизация над 250 MS/s [33].



(a)



(б)

Фиг. 17. Конфигурация на детекторите за измерване на ^3He и бързия неутрон (a) и съответните сигнали от тях (б) [33].

При D-D режим на работа, при 30 keV и ток на снопа от 0.05 mA, измерената доза на рентгеновото лъчение на разстояние 5 cm от мишената е до 0.25 $\mu\text{Sv/h}$. (Фоновата доза за сравнение е около 0.07 $\mu\text{Sv/h}$.) Общият неутронен добив на система е около 16900 n/s, като минималното разстояние от потребителя по време на работа трябва да е над 50 cm от мишената (а това разстояние неутронният поток е приблизително 0.54 n $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Съответно, дозата от бързи неутрони е приблизително 0.77 $\mu\text{Sv/h}$, което означава [41] 1300 h/y (или 40 h/week при 50 седмици).

Таблица 3. Процедура за пускане на установката ARI-IBS.

№	Действие	Резултат
1	Включване на охлаждането.	Изчаква се до обезвъздушаване на системата.
2	Подаване на захранване на вакуумния агрегат	Светлинна индикация.
3	Включване на компютъра и софтуера за управление.	Проверка за налична комуникация между софтуера и хардуера; проверка на налягането в системата.
5	Включване на форвакуумната помпа и отваряне на вакуумния вентил, който отделя помпата от установката (започва се с бай-пас вентила).	Изчакваме налягането в установката да падне под 5 Torr.
6	Включване на турбо-молекулярната помпа (на максимални обороти).	Изчакваме помпата да достигне зададените обороти (1500 Hz) и налягането до падне под 10^{-5} Torr.
7	Подаване на газ от редуцир-вентила на газовата бутилка.	Стойност около 2 atm, но не повече от 3 atm.
8	Подаване на газ от mass-flow контролера в установката.	Достигане на работното налягане в установката – около 3mTorr.
9	Подаване на напрежение към извличащата система.	Проверка за нулев ток (т.е., няма пробив между електродите).
10	Задаване на параметрите на MW генератор и усилвател и включването им последователност.	Установяване на постоянен йонен ток от около 0.03 mA.

По време на работа с установката е необходимо постоянно наблюдение като внимателно се следят параметрите и се следва процедура, описана в Табл. 3. Спирането на установката става чрез извършване на действията в обратен ред.



Фиг. 18. Стъпки на пускане на експерименталната установка.

II.2 Описание на външен детектор за неутрони

II.2.1 Пропорционални броячи

Пропорционалните неутронни броячи ${}^3_2\text{He}$ (тръби, пълни с газ хелий) в момента са най-чувствителният тип неутронни детектори. Тези детектори дължат високата си чувствителност към топлинни неутрони на изключително високата вероятност за улавяне на топлинни неутрони от атоми на ${}^3_2\text{He}$ (ядрата на хелий-3 имат много високо напречно сечение на улавяне на топлинни неутрони). Съответната реакция на улавяне на неутрони е както следва:



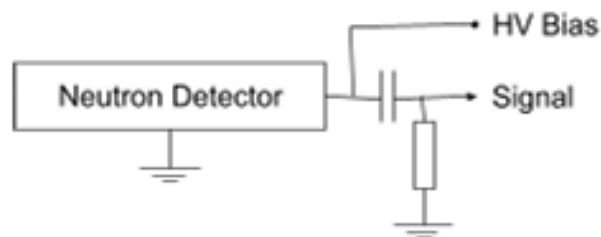
Ядрото на ${}^3_2\text{He}$ се разделя на ядро на тритий и протон при улавяне на неутрон, като същевременно освобождава значително количество енергия. При броене на неутрони чувствителността е ключова: повечето изследователски проекти в областта на ядрената наука обикновено се борят с откриването на изключително слаби неутронни потоци. За такива проекти пропорционалните броячи, запълнени с ${}^3_2\text{He}$, са незаменими, тъй като те лесно превъзхождат всички други видове детектори на топлинни неутрони по отношение на чувствителността. За да се увеличи максимално ефективността на детектора (т.е. да се

увеличи скоростта на броене), е полезно да се използва възможно най-голям детектор, тъй като скоростта на броене за изотопен източник е пропорционална на пространствения ъгъл, обхванат от детектора. Това също означава, че детекторът трябва да бъде разположен възможно най-близо до източника. Накрая, детекторът ще се нуждае от модератор, за да термализира неутроните. Колко модератор е необходим зависи от вида на използвания модератор и от енергията на неутроните. Когато се използва HDPE, обикновено 10-15 cm около детектора е най-подходящо за приложения с общо предназначение. Налягането на пълнене на детектора е по-малко важно и играе само незначителна роля за повишаване на ефективността (например, увеличаването на налягането на пълнене на детектора от 1 до 20 atm може да увеличи ефективността му с около 20%).

Чувствителността на неутронния детектор обикновено се изразява в cps/pv, което е мярка за получените бройки в секунда (cps) на неутронен поток от 1 неутрон в секунда на cm². За пропорционални броячи, запълнени с ³He, тази мярка се определя главно от площта на напречното сечение на детектора спрямо потока от топлинни неутрони, като обемът/диаметърът на детектора и налягането на пълнене играят незначителна роля.

При работа с неутрони напречното сечение на улавяне на неутрони варира значително в зависимост от енергията на неутрона: бързите неутрони (т.е. неутрони с енергия от порядъка на 1 MeV) имат 10 000 по-ниска вероятност да бъдат уловени от хелий-3, отколкото топлинните неутрони (т.е. неутрони с енергия от порядъка на 0.01 eV). Това означава, че запълненият с газ ³He детектор е ефективен най-вече за откриване на топлинни неутрони, тъй като бързите неутрони ще преминат направо през детектора без никакво взаимодействие.

Механично пропорционалният брояч е запечатан метален цилиндър (катод), пълен с газ с анодна жица в средата. Катодът е заземен, докато към анода се прилага положително преднапрежение (300 до 3000 V, в зависимост от дизайна на детектора и налягането на пълнене). Когато ядрото на хелий-3 вътре в детектора абсорбира неутрон, той се преобразува в протон с висока енергия и тритий с висока енергия, Уравнение (2.1), които йонизират газа вътре в детектора, причинявайки временно протичане на ток между анода и катода. Това води до отлагане на малко количество заряд върху анода. Този заряд обикновено се интегрира с помощта на чувствителен на заряд предусилвател или в най-простия случай от кондензатор.



Фиг. 19. Най-простата електрическа схема за свързване на пропорционален брояч, запълнен с ${}^3_2\text{He}$ [40].

а. Чувствителност към рентгенови лъчи

Противно на общоприетото схващане, всички пропорционални неутронни броячи по принцип са чувствителни към рентгенови лъчи. На практика обаче тази чувствителност не представлява сериозен проблем, тъй като импулсите, генерирани от детектор в отговор на рентгенови лъчи, са с много по-ниска амплитуда от импулсите, генерирани в отговор на неутрони. Следователно, такива рентгенови импулси могат лесно да бъдат разграничени въз основа на ниската им амплитуда. Проблемът възниква само когато интензитетът на рентгеновите лъчи е голям: тогава величината на множество припокриващи се рентгенови импулси може да стане значителна и да започне да навлиза в спектъра на топлинните неутрони, което изисква увеличаване на прага на дискриминатора на по-ниско ниво и жертване на част от ефективността на детектора, за да се филтрира рентгеновият шум.

б. Неутронен фон

Друго често срещано погрешно схващане се отнася до неутронния фон. Естественият неутронен фон се причинява предимно от космически лъчи и следователно може да проявява значителна променливост. Такава променливост е очаквана и не трябва да бъде изненадваща. Космическият неутронен поток може да бъде увеличен от свързания с времето неутронен поток, т.е. известно е, че електрическите бури и светкавиците генерират неутрони [42]. Независимо от това, формата на фоновия неутронен спектър, отчетен от запълнен с ${}^3_2\text{He}$ пропорционален брояч, трябва винаги да съвпада със спектъра на топлинните неутрони. Естественият неутронен фон може да бъде намален чрез обграждане на детектора и експерименталната инсталация с клетка съдържаща абсорбиращи неутрони елементи като водород, бор или кадмий. На практика кадмиеви фолия, борна киселина, боракс, HDPE, вода и минерално масло обикновено се използват за екраниране на детектори от неутроните на околната среда.

с. Отклонение на детектора

Повечето пропорционални броячи на He-3 изискват високо напрежение (известно още като отклонение), за да работят. Обикновено външната обвивка на детектора е заземена и към централния аноден проводник на детектора се прилага високо напрежение (от порядъка на 1000-1500 волта). Когато ядро на ${}^3_2\text{He}$ в газа, запълващ детектора, улови неутрон, получената ядрена реакция причинява краткотрайно йонизационно събитие, което временно завързва анодния проводник със земята, карайки детектора да изведе малък токов импулс. Този токов импулс обикновено се усилва от чувствителен към заряд усилвател и допълнително се дигитализира и обработва от импулсен процесор и многоканален анализатор (MCA).

II.2.2 Детектор от системата NEUTRON-LITE

Системата NEUTRON-LITE е готово решение за откриване на неутрони. NEUTRON-LITE съдържа вградено захранване с отклонение и чувствителен на заряд предусилвател. NEUTRON-LITE се управлява от софтуер „PulseCounter“, който позволява избор на желано напрежение на отклонение и определяне на алгоритъм за обработка на сигнала за възстановяване на стабилен спектър на височина на неутронния импулс. На Фиг. 20 е показана установката.



(a)



(б)

Фиг. 20. (а) Установка на NEUTRON-LITE и забавител тефлон. (б) Размери на забавителите от тефлон.

Инсталацията се състои от система NEUTRON-LITE с детектор, който за по-голяма ефективност може да бъде затворен в цилиндър с височина 30 cm и диаметър 20 cm, който е модератор изработен от тефлон (PTFE). Основните му характеристики са дадени в Таблица 4 както следва.

Таблица 4. Вътрешен, външен диаметър и дебелина на пръстените от тефлон.

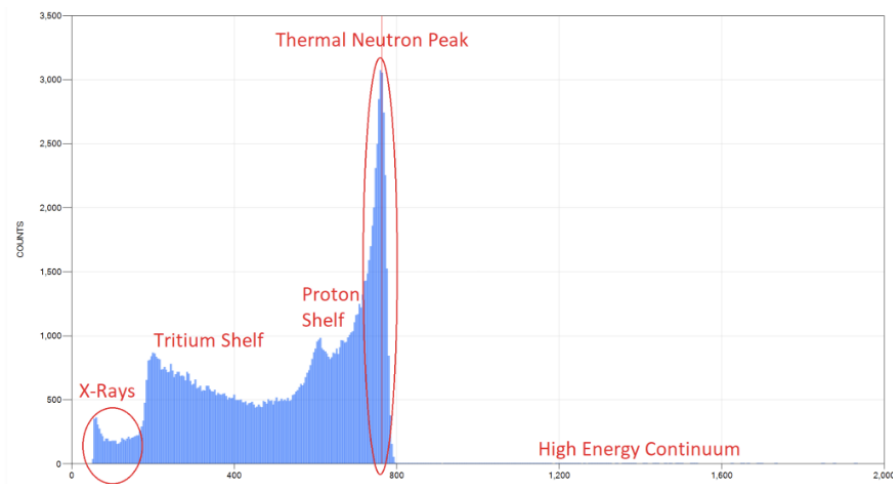
№	$d_{\text{външен}}(\text{mm})$	$d_{\text{вътрешен}}(\text{mm})$	$a(\text{mm})$
1	51.16	35	8.12
2		53.1	19.2
3		81.22	26.28
4		134.12	34.7

Спектърът на топлинните неутрони има няколко забележителни характеристики, разгледани по-долу на пример на данните от литературата [43]:

Рентгенов пик: това са импулсите, дължащи се на фоновия гама спектър, пикът на рентгеновите лъчи трябва да бъде отхвърлен или чрез повишаване на прага на МСА, или чрез задаване на отделен критерий за отхвърляне на импулс, базиран на канала (например в този пример трябва да се отхвърлят преброявания в канали под 80 keV).

Тритиев пик: пикът на трития започва при 191 keV и образува континуум, тъй като някои трития успяват да достигнат стената на детектора, преди да отдадат цялата си енергия в газа запълващ детектора.

Протонен пик: протонният пик започва при 573 keV и образува континуум, тъй като някои протони също успяват да достигнат до стената на детектора, вместо да изразходват енергията си за йонизиране на запълващия газ на детектора (както тритийвия, така и протонния пик са характеристика на налягането на запълване на детектора и геометричния размер).



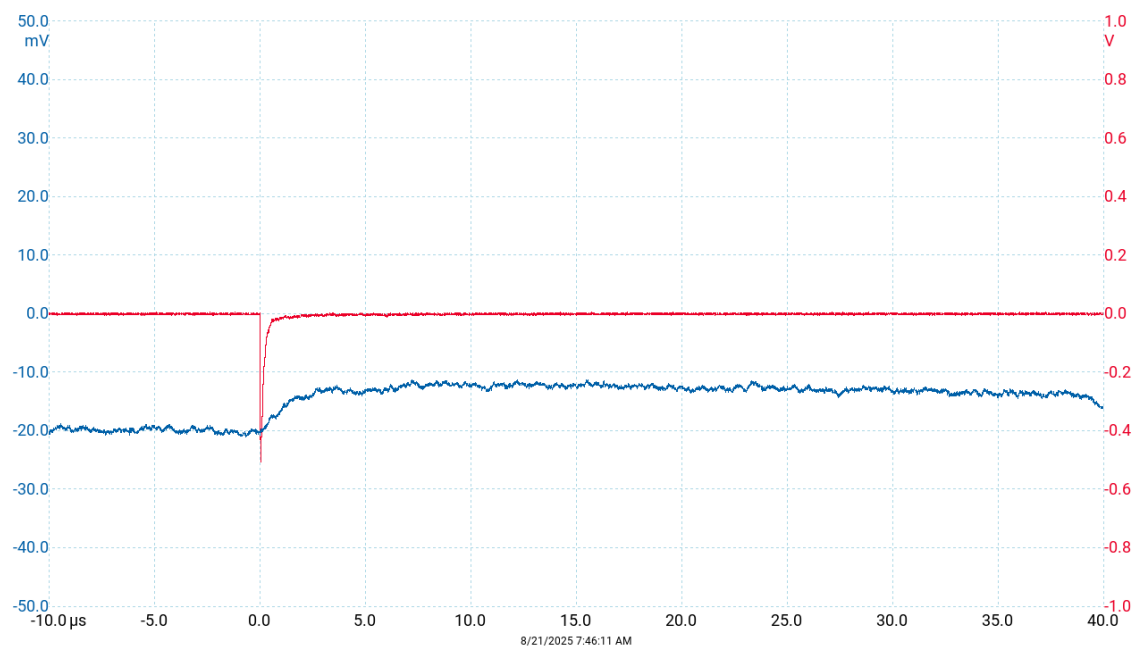
Фиг. 21. Спектър на топлинни неутрони.

Топлинен неутронен пик: е основната характеристика на топлинния неутронен спектър, обикновено този пик трябва да бъде възможно най-тесен и висок спрямо тритиевите и протонните пикове.

Високоенергиен континуум: ще има няколко неутронни събития след пика на топлинните неутрони, тъй като ^3He ще улови и няколко не толкова топлинни неутрона, въпреки че количеството на тези събития ще бъде изчезващо малко в сравнение с величината на пика на топлинните неутрони [43].

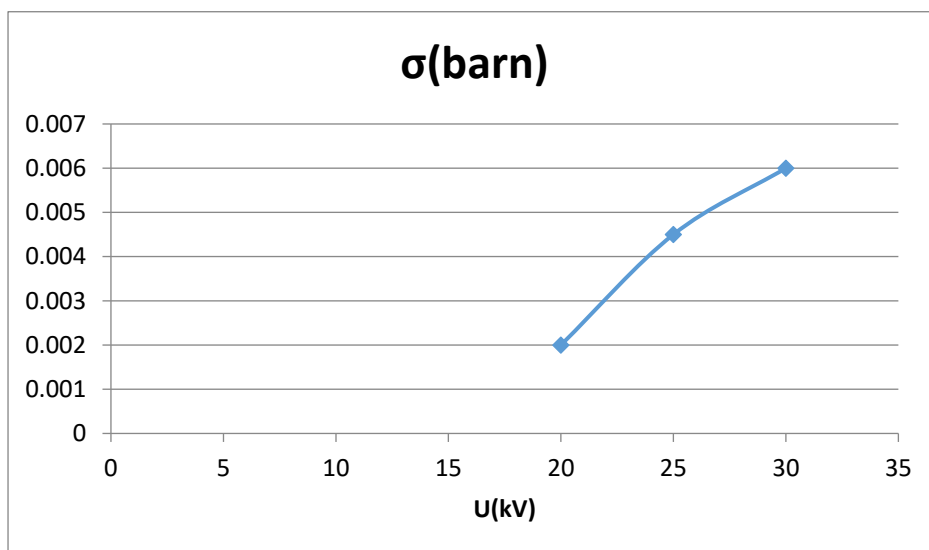
II.3 Резултати от измерванията

Измерванията бяха проведени при три стойности на ускоряващото напрежение на йонния сноп (20, 25 и 30) kV, като детектора на неутрони NEUTRON-LITE беше поставен непосредствено до установката. Първоначално, бе проверено наличието на протичане на реакцията на сливане D-D, посредством полупроводниковия и сцинтилационния детектори към установката ARI-IBS. Както се вижда от Фиг. 22, наличието на корелиращи във времето сигнали от двата детектора е ясно потвърждение за протичането на реакцията. Трябва да се отбележи, обаче, че процесът не се наблюдава с голяма интензивност.



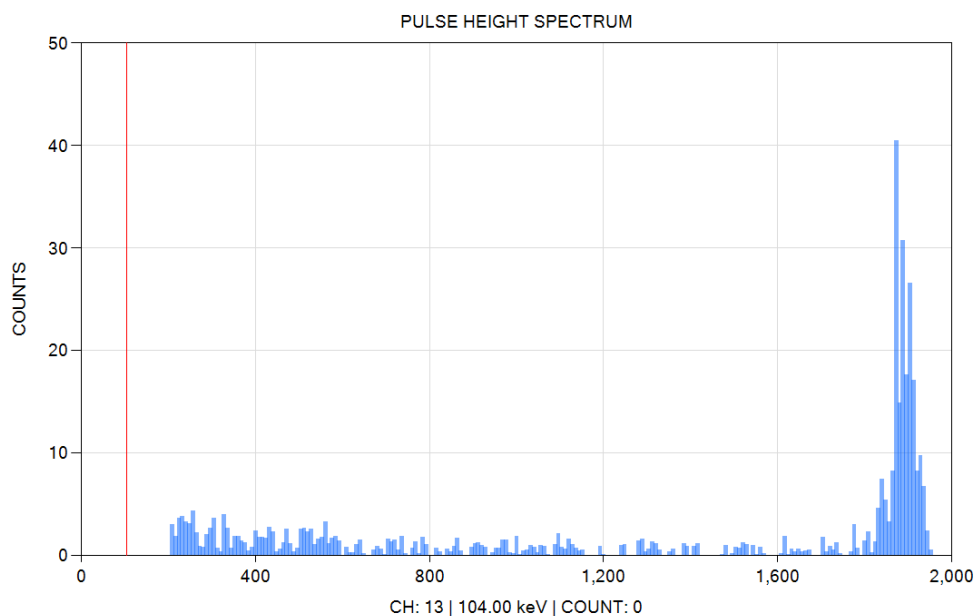
Фиг. 22. Заснети сигнали от PIN детектора (червено) и сцинтилационния детектор (синьо) към ARI-IBS. Токът на йонния сноп е около 24 μA , а ускоряващото напрежение 20 kV.

На Фиг. 23 е представена зависимостта на сечението на взаимодействие от енергията на йонизирания деутерий, насочен към мишената. От нея се вижда, че с нарастване на енергията на йоните от снопа в интервала (20-30) keV, сечението нараства около три пъти.



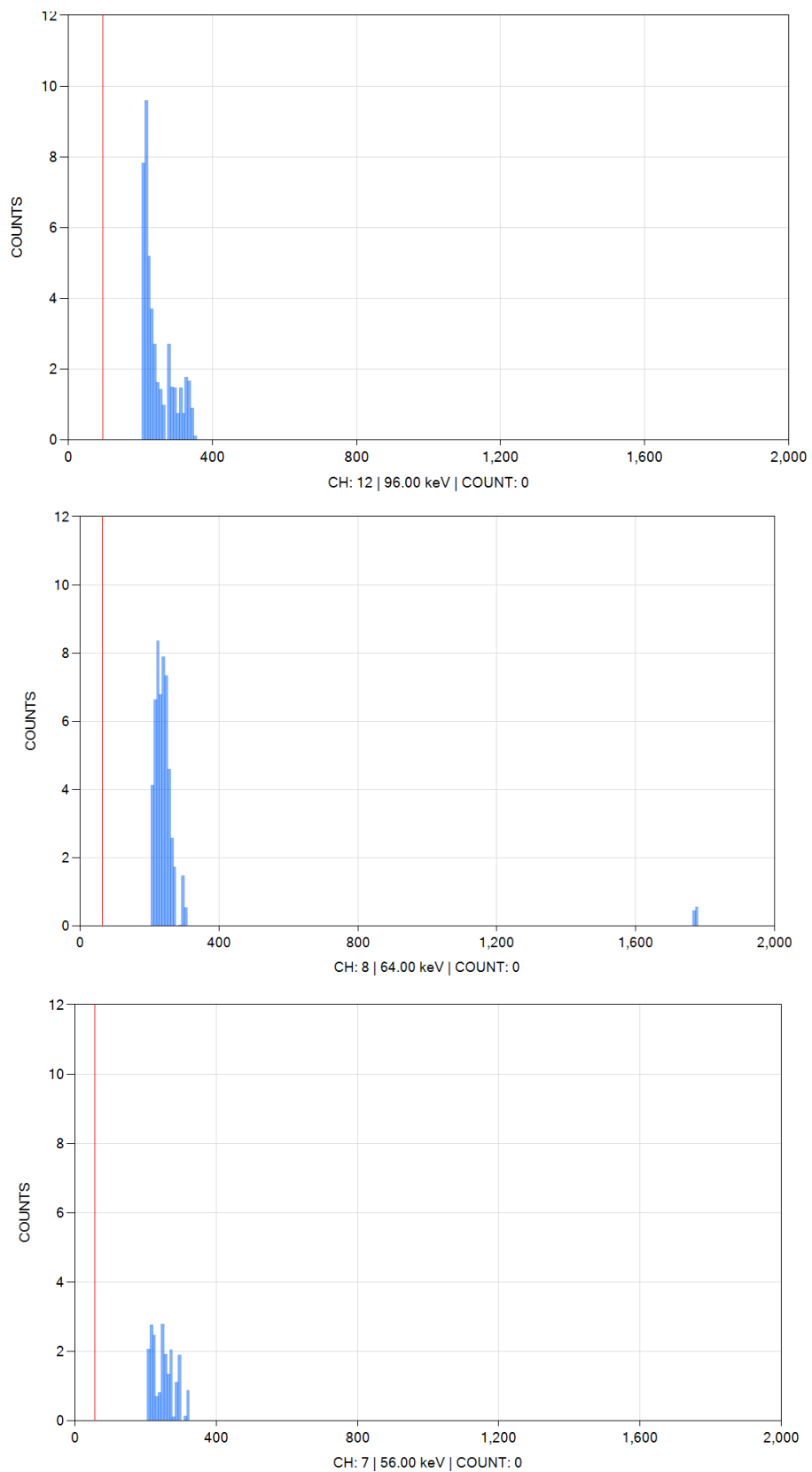
Фиг. 23. Графика на сечението на взаимодействие на деутерия.

Първоначалните измервания при ускоряващо напрежение за йоните от снопа 20 kV са показани на Фиг. 24.



Фиг. 24. Спектър на топлинни неутрони измерен с NEUTRON-LITE при ускорящо напрежение на йонния ток 20 kV.

Графики от последващите измервания с NEUTRON-LITE детектора са представени на Фиг. 25. По време на изучаването на установката започна да се наблюдава предполагаем процес на изтощаване на мишената, като броят на реакциите започна прогресивно да намалява, което беше констатирано от външния детектор. Въпреки това, беше успешно наблюдавана реакцията на синтез, с което поставената задача на практика беше изпълнена.



Фиг. 25. Спектър на топлини нейтрони измерен с NEUTRON-LITE при различни ускоряващи напрежения на йонния ток (отгоре-надолу): 20, 25 и 30 kV.

Заклучение

В дипломна работа са представени начални експерименти, проведени на компактна високотехнологична йонно-лъчева система ARI-IBS, разработена от Alpha-Ring, за изследване на фундаменталните реакции на ядрен синтез D-D и p-B11. Установката е предоставена на Физическия факултет на СУ „Св. Климент Охридски“ от Alpha-Ring в рамките на Меморандум за сътрудничество. Измерванията са направени с независима система NEUTRON-LITE, чрез която успешно са детектирани неутрони в резултат от D-D реакция и е получен техният топлинен спектър.

В Общата част на дипломната работа са дадени основните плазмени параметри, различните видове източници на газоразрядна плазма и техните базови характеристики. Разгледани са основните реакции за ядрен синтез и видовете реактори, които намират приложение понастоящем. Също така са представени и основните етапи при детектиране на бързи неутрони, явяващи се продукт на реакциите на синтез.

В Специалната част на дипломната работа е направено подробно описание на ARI-IBS установка и работата с нея, както и на използваната системата за детектиране на неутрони NEUTRON-LITE. ARI-IBS е базирана на извличане на положителни йони от газоразряден плазмен източник (ECR-разряд) и електростатичното им ускоряване до високи енергии (75 keV), след което бомбардират мишена, в която са имплантирани D или B. NEUTRON-LITE е система основаваща се на напълнените с ^3He пропорционални броячи, които са най-чувствителните известни детектори на топлинни неутрони. Проведените експерименти са в деутерий, в рамките на които е направена серия от измервания на спектъра на неутроните за D-D реакция, при енергии на бомбардиращите D^+ -йони от снопа 20, 25 и 30 keV и йонен ток около 30 μA . Получените резултати показват, че е усвоена успешно работа с установката и е започнато детектиране на получените неутрони вследствие на реакцията D-D върху предварително позиционирана мишена.

За да се подобри качеството на измерванията, е подготвена система за забавянето им чрез използване на тефлон. Това е работа, която се очаква да бъде изпълнена в бъдеще.

Библиография

- [1] F. F. Chen (2016) *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Springer International Publishing, Switzerland.
- [2] A. L. Perrat (1996) *Advances in Numerical Modeling of Astrophysical and Space Plasmas*.
- [3] A. Piel (2010) *Plasma Physics: An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas*.
- [4] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg (2005) *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, John Wiley & Sons, Inc..
- [5] S. Karatodorov (2017) *Combined Plasma Source for Emission Spectroscopy: Laser-Induced Plasma in Hollow Cathode Discharge*.
- [6] Plasma-Universe „Electric glow discharge“, <https://www.plasma-universe.com/Electric-glow-discharge/>.
- [7] V. Y. Chebakova (2017) "Modeling of radio-frequency capacitive discharge under atmospheric pressure in Argon", *Lobachevskii Journal of Mathematics*.
- [8] J. S. Townsend (1915) *Sparkign potential as a function of the number of molecules between parallel plates*.
- [9] M. S. Nikolić *et al* (2021) "Applicability of optical emission spectroscopy techniques for characterization of Ar and Ar/O₂ discharges" *Journal of Physics D: Applied Physics*. **54**, 10.1088/1361-6463/abf61c.
- [10] A. Montaser and D. W. Golightly (1992) *Inductively Coupled Plasmas in Analytical Atomic Spectrometry*, VCH Publishers, Inc., New York.
- [11] A. Fridman and L. A. Kennedy *Plasma Physics & Engineering*, Taylor & Francis.
- [12] C. Charles and R. W. Boswell, *Applied Physics Letters*.
- [13] Wikipedia, https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclear_fusion#/media/File:Binding_energy_curve_-_common_isotopes.svg.

- [14] Wikipedia, https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclear_fusion#/media/File:Deuterium-tritium_fusion.svg.
- [15] P. F. Smith (2009) *Building for a Changing Climate: The Challenge for Construction, Planning and Energy*, Earthscan.
- [16] R. H. Todd "Fundamental limitations on plasma fusion systems not in thermodynamic equilibrium" *Physics of Plasmas*, **4**.
- [17] Kikuchi et al (2012) „Fusion Physics“ *International Atomic Energy Agency*, p. 22. ISBN 9789201304100.
- [18] Wikipedia, https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclear_fusion#/media/File:Fusion_rxnrate.svg.
- [19] Wikipedia, https://en.wikipedia.org/wiki/Lawson_criterion#/media/File:Fusion_ntau.svg.
- [20] J. D. Lawson (1955) "Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor" *Proceedings of the Physical Society*, Section B. **70** (1).
- [21] J. D. Lawson *Some criteria for a useful thermonuclear reactor*, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Berkshire, U. K..
- [22] Peacock et al (1969) „Measurement of the Electron Temperature by Thomson Scattering in Tokamak T3“ *Nature*, **224**, 488–490.
- [23] M. Keilhacker, A. Gibson, C. Gormezano and P. Rebut (2001) „The scientific success of JET“ *Nuclear Fusion*, **41**.
- [24] Wikipedia, https://en.wikipedia.org/wiki/Magnetic_confinement_fusion#/media/File:Tokamak_fields_lg.png.
- [25] Wikipedia, https://en.wikipedia.org/wiki/Tokamak#/media/File:2017_TOCAMAC_Fusion_Chamber_N0689.jpg.
- [26] Jan-Philipp Wulfkühler et al (2024) *A systematic approach to the modelling and comparison of the geometries of spherical electrodes in inertial electrostatic confinement fusion devices*,

National Library of Medicine, <https://pmc.ncbi.nlm.nih.gov/articles/PMC10817989/>.

- [27] Wikipedia,
https://en.wikipedia.org/wiki/File:Deuterium_Ionized.JPG#/media/File:Deuterium_Ionized.JPG.
- [28] R. Bussard (1991) "Some physics considerations of magnetic inertial-electrostatic confinement: A new concept for spherical converging-flow fusion" *Fusion Technology*.
- [29] N. R. Barnes (1998) "DC stable thermal equilibrium, large-amplitude spherical plasma oscillations in electrostatic confinement devices" *Phys. Plasmas*.
- [30] C. E. Rolfs and W. S. Rodney (1988) *Cauldrons in the cosmos: nuclear astrophysics*, University of Chicago Press, ISBN 978-0-226-72456-0.
- [31] A. J. Baratta *et al* (2017) *Introduction to Nuclear Engineering*, Prentice Hall.
- [32] K. Leung (2024) „New Mini neutron tubes with multiple applications,“ *Journal of Nuclear Engineering*, **5** (3), <https://doi.org/10.3390/jne5030014>.
- [33] Xi Chen *et al* (2024) „Compact Ion Beam System,“ *Physics Open*, **21**.
- [34] Hamamatsu (2025) *Large-area Si PIN photodiode for direct radiation detection*, <https://www.hamamatsu.com/us/en/product/optical-sensors/photodiodes/si-photodiodes/S14605>.
- [35] P. J. Martinis (2023) *Private Communication*,
<https://patents.google.com/patent/US2883458A/en>.
- [36] H. Spieler (2003) „Front-end electronics and signal processing“ *Proceedings of the First ICFA School at the ICFA Instrumentation Center in Morelia*, **674**.
- [37] Eljen Technology (2025) *Pulse Shape Discrimination EJ-276D & EJ-276G*, <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-276>.
- [38] Hamamatsu Photonics (2025) *Hamamatsu Magnetic shield case E989-05*,
<https://www.hamamatsu.com/us/en/product/optical-sensors/pmt/accessory-for-pmt/magnetic-shield-case/E989-05>.
- [39] A. Lintereur (2012) *PNNL Technical Report PNNL-21609*, Pacific Northwest National Laboratory.

- [40] Hamamatsu Photonics (2025) *Hamamatsu Photomultiplier tube R6231*,
https://www.hamamatsu.com/us/en/product/optical-sensors/pmt/pmt_tube-alone/head-on-type/R6231.
- [41] US.NRC (1991) *Subpart D—Radiation Dose Limits for Individual Members of the Public*,
<https://www.nrc.gov/reading-rm/doc-collections/cfr/part020/part020-1301.html>.
- [42] A. V. G. *et al* (2012) „Strong Flux of Low-Energy Neutrons Produced by Thunderstorms“ *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 125001.
- [43] Maximus Energy (2024) *Introduction to neutron detection*,
<https://maximus.energy/index.php/2024/09/21/introduction-to-neutron-detection/>.