Міністерство освіти і науки України

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Фізико-енергетичний факультет

Кафедра теплофізики, молекулярної фізики та енергоефективності

Пояснювальна записка

до дипломної роботи

за освітньо-кваліфікаційним рівнем бакалавр

«ПОЗИТРОНІ ДЖЕРЕЛА ПІДВИЩЕНОЇ ЩІЛЬНІСТІ ПОТОКУ»

Виконав: студент 4 курсу, групи НФ-42
напряму підготовки
6.040204 прикладна фізика
Анісімов М.С.
Керівник: к.ф.-м.н. Лісіна О. Ю.
Наук. конс: д. ф.-м.н. Ткаченко В.І.

Рецензент:

Харків – 2020

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА АБРЕВІАТУР

ККД – коефіцієнт корисної дій

РЕФЕРАТ

Робота виконана Анісімовим Михайлом Сергійовичем на тему: Позитроні джерела підвищеної щільності потоку.

Об’єктом дослідження дипломної роботи є перетворення електромагнітного випромінювання в електронно-позитрону пару у кулонівському полі атомного ядра.

Предметом дослідження є нове технічне рішення яке дозволяє реалізувати отримання електронно-позитронних пар у кулонівському полі атомного ядра та його математичне дослідження.

Мета полягає у формуванні фізичної моделі запропонованого технічного рішення та теоретичне дослідження його по заданим параметрам.

В ході виконання дипломної роботи було зроблено висновок про доцільності реалізацій технічного рішення та проаналізовано його переваги та недоліки.

Дипломний проект містить: _32_ сторінок, _1_ рисунків, _0_ таблиць, _0_ додаток, _12_ джерел.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: електрон, позитрон, гамма кванти, тормозне випромінювання, кулонівське поле, термоемісія.

РЕФЕРАТ

Работа выполнена Анисимовым Михаилом Сергеевичем на тему: позитронов источника повышенной плотности потока.

Объектом исследования дипломной работы является превращение электромагнитного излучения в электронно-Позитрона пару в кулоновском поле атомного ядра.

Предметом исследования является новое техническое решение, которое позволяет реализовать получение электронно-позитронных пар в кулоновском поле атомного ядра и его математическое исследование.

Цель заключается в формировании физической модели предложенного технического решения и теоретическое исследование по заданным параметрам.

В ходе выполнения дипломной работы был сделан вывод что к целесообразности реализаций технического решения и проанализированы его преимущества и недостатки.

Дипломный проект содержит _32_ страниц, _2_ рисунков, _0_ таблиц,

_0_ приложение, __12__ источников.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электрон, позитрон, гамма кванты, тормозные излучения, кулоновское поле, термоэмиссия.

ABSTRACT

The work was performed by Anisimov Mykhailo Sergeevich on the topic: Positron sources of high flux density.

The object of the research is the transformation of electromagnetic radiation into an electron-positron pair in the Coulomb field of an atomic nucleus.

The subject of the study is a new technical solution that allows to obtain electron-positron pairs in the Coulomb field of an atomic nucleus and its mathematical study.

The purpose is to form a physical model of the proposed technical solution and to provide a theoretical study of the given parameters.

During the completion of the thesis, it was concluded that the feasibility of implementing the technical solution and its advantages and disadvantages were analyzed.

The diploma project contains: _32_ pages, _2_ drawings, _0_ tables,

_0_ application, _12_ sources.

KEYWORDS: electron, positron, gamma quanta, brake radiation, Coulomb field, thermal emission.

ЗМІСТ

ВСТУП..……..…….……7

РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ..……..…….……10

РОЗДІЛ 2. ОПИС ФІЗИЧНОЙ МОДЕЛІ..……...…….13

РОЗДІЛ 3. ОПИСАННЯ ТЕХНІЧНОГО РІШЕННЯ.……..……17

РОЗДІЛ 4. ПАРАМЕТРИ ТЕРМОЕМІССІЙ.……..……20

РОЗДІЛ 5. ГАЛЬМІВНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ.……....……..…….21

РОЗДІЛ 6. ПАРАМЕТРИ МІШЕНІ..……...……....…….25

РОЗДІЛ 7. ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІННЮВАННЯ У ЕЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННУ ПАРУ..…….…….27

ВИСНОВКИ..…….…..……30

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ..…….....…….31

ВСТУП

За останні десятиліття сфера суб’ядерної фізики інтенсивно розвивалась, що розширило наше уявлення про світобудову та змусило зробити великий технологічний стрибок. Останнім часом дослідження у цій області направлено на підтвердження теорій, пошук нових часток та їх застосування. Але методи пошуку таких рідкісних частинок як позитрони та отримання їх у лабораторних умовах вже не змінювались майже століття.

Дослідження позитронів бере свій початок з формування теорій Поля Дірака у 1928 році де він описав можливість існування античасток. А перше експериментальне підтвердження ця теорія отримала у 1932 році завдяки експерименту Андерсона в якому він виявив позитрони у камері Вільсона яка знаходилась у сильному магнітному полі. Наступні експерименти з камерою Вільсона дали змогу зафіксувати процес народження позитронів. Виявилось, що вони народжуються у парі з електроном під дією гамма квантів у сильному кулонівському полі ядра. Висче вказаній процес і полягає у основі технічного рішення даного диплому.

На даний час для отримання електрон-позитронних пар використовуються випромінювання петто-ватних лазерів. Найвизначнішим експериментом виконаним за такою методикою є експеримент зроблений командою вчених під керівництвом Хуі Чєн у Ліверморській національній лабораторій імені Лоуренса, США 11 березня 2009 року. За допомогою лазера вони розганяли електрони та вистрілювали ними у мішень, де за рахунок тормозного випромінювання з’являлись високо енергетичні гамма кванти та у кулонівському полі ядр атомів мішені вони перетворювались у електронно-позитронну пару [2].

Метою даної роботи є формування фізичної моделі запропонованого технічного рішення та теоретичне дослідження по заданим параметрам.

Завдання, які були вирішені для досягнення мети роботи:

- Дослідження параметрів народження електронно-позитронної пари
- Формування нового технічного рішення та його фізичної моделі отримання позитронів
- Розрахунок необхідної швидкості електронів термоеміссій
- Вибір оптимального матеріалу, форми та об’єму для катоду
- Розрахунок виходу електронів термоеміссії
- Вибір оптимального матеріалу, форми та об’єму аноду
- Розрахунок іонізаційних втрат у аноді
- Розрахунок довжини вільного пробігу термоелектронів у аноді
- Розрахунок радіаційної довжини у аноді
- Розрахунок вірогідності процесу гальмівного випромінювання
- Розрахунок напряму гальмівного випромінювання та перерізу реакції
- Вибір оптимального матеріалу, форми та об’єму мішені
- Розрахунок радіаційної довжини у мішені
- Розрахунок середнього значення шляху гамма кванту у мішені до перетворення у електронно-позитронну пару
- Розрахунок вірогідності перетворення гамма кванту у електронно-позитронну пару з даними параметрами
- Розрахунок перерізу реакції перетворення гамма кванту у електронно-позитронну пару
- Розрахунок кількості та маси отриманих позитронів

До наукової новизни слід віднести наступне:

- Сформовано нове технічне рішення для отримання позитронів
- Сформовано фізичну модель процесу отримання позитронів у новому технічному рішенні

- Сформовано порядок розрахунку процесів фізичної моделі запропонованого технічного рішення отримання позитронів

Актуальність. Представлене в роботі технічне рішення та його фізична модель дозволяють:

- Виробляти позитрони не переривчастим потоком підвищеної щільності
- Спростити технологію отримання позитронів
- Зменшити енергетичні витрати (в порівняні з лазерним методом) для отримання позитронів
- Підвищити щільність потоку отриманих позитронів
- Сформувати основу для подальшого конструювання технічних апаратів по виробництву та застосуванню позитронів

РОЗДІЛ 1.

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

Вивчення позитронів та методів їх отримання бере свій початок з так званого «Моря Дірака». Поль Адрієн Моріс Дірак 1928 році у ході роботи над теорією повного обліку спеціальної теорії відносності в контексті квантової механіки, виявив, що при рішенні рівняння Дірака у вільному вигляді виникають негативні енергії, що являлось проблемою для того часу. Але було знайдено рішення. Дірак запропонував «Діркову теорію», вона свідчить, що вакуум являється квантовим станом багатьох тіл, в яких зайняти всі власні значення з негативною енергією. Таке описання вакууму називається море Дірака. Але оскільки принцип Паулі забороняє електронам займати однакові стани, то будь-який додатковий електрон повинен зайняти позитивну енергію власного значення. Зробивше припущення, що не всі стани з негативною енергією заняті, то кожному не занятому стану виникає так звана «Дірка», що має позитивну енергію. Спочатку припускалось, що ці «Дірки», це протони, але надалі було з'ясовано, що вони повинні мати туж саму масу як і електрон. В результаті «Дірки» були визначені, як позитрони [12].

В подальшому існування позитронів було підтверджено експериментом К. Андерсона. Експеримент полягав у спостереженні треків космічних часток в сильному магнітному полі та їх фотографуванні. У 1932 році Андерсон зробив спостереження, що серед усіх треків існують такі, які відповідають масі електрона, але мають інший напрям відносно силових ліній електромагнітного поля.

Перша теорія перетворення електромагнітного випромінювання в електронно-позитронну пару у кулонівському полі ядра та з броунівським наближення, ще у 1934 році сформували та розрахували Х. Бете та В. Гайтлер [5].

Броунівське наближення у їх теорії і загалом у сучасному уявлені для цього процесу утворення електронно позитронної пари має наступний вигляд [1]:

$$E_\gamma \ll 100\ \text{МеВ}$$

$$E_\gamma \gg 100\ \text{МеВ}$$

де: E_γ – енергія гамма кванта.

Це наближення справедливо для взаємодій реального фотона з одним віртуальним фотоном .

В подальшому методика отримання позитронів розширювалась, і на даний час існують такі основні методи: отримання позитронів через електромагнітні зливи генеровані електронами або фотонами, а також радіоактивний розпад.

Позитрони, що отримують на конверторах мають широкий енергетичний спектр і великий просторовий розкид, а самі пучки електронів повинні мати малі параметри розміру та розходження.

Недоліком такого методу є низький ККД, за рахунок великої втрати енергій на тепло.

Більш перспективним методом генерацій позитронів є генерація їх фотонами пучками з малим емітансом.

Сучасний етап отримання позитронних потоків бере свій початок коли у Ліверморській національній лабораторій у перше виявили ефект виникнення цих самих потоків при опроміненні мішеній з важкого металу з петаватного лазеру NOVA. Принцип цього процесу можливо описати так: коротким імпульсом високо енергетичних фотонів опромінюється мішень з важкого металу. Ці фотони взаємодіють з електромагнітним полем ядра атомів мішені та перетворюються у електронно-позитронну пару. Переріз такої реакцій описується модифікованою формулою Бете-Гайтлєра.

Одним з визначних експериментів сучасності по отриманню позитронів є експеримент групи науковців під керівництвом Хуі Чен у той самій Ліверморській національній лабораторії але вже на біль потужному імпульсному лазері TITAN. Він проводився за такою же схемою, як і експеримент з лазером NOVA. У ньому було отримано більш ніж сто мільярдів електронно-позитронних пар [2].

РОЗДІЛ 2.

ОПИС ФІЗИЧНОЙ МОДЕЛІ

Фізична модель заснована на чотирьох фізичних процесах і являє собою алгоритм перетворення електричної енергії в електронно-позитронну пару.

Першим процесом є ефект Ричардсона. Це процес виходу електронів з твердого тіла (металу) під дією електричного струму, що нагріває його. Фізика цього процесу являє собою передачу достатньої кількості енергій електронам на границі металу для подолання потенційного бар'єру [10]. Залежність термоелектронного току від напруги анода описуєтеся законом Богославского-Ленгмюра [11]:

$$I = BU^{3/2} \quad (1)$$

де: B - коефіцієнт, що залежить від форми, розміру та взаємного розташування електродів.

Вихід електронів з металу визначається щільністю струму насичення (j) помноженим на об'єм аноду. Сама щільність струму насичення виводиться на основі квантової статистики та описується формулою Ричардсона-Дешмана [11]:

$$j = \alpha T^2 e^{-\beta/kT} \quad (2)$$

де: α, β – експериментальні параметри для матеріалу, T – абсолютна температура, k – постійна Больцмана.

Існує також ефект Шотткі, який зумовлює пониження роботи виходу електрона з металу під дією зовнішнього електричного поля. Цим ефектом у нашій фізичній моделі ми знехтуємо, що б задати мінімальну кількість термоелектронів при максимальному споживанні енергій.

Другий фізичний процес, що описує нашу фізичну модель - це прискорення електронів у зовнішньому електричному полі і як наслідок зростання їх енергії. Як всім відомо електрон отримує енергію в 1еВ під дією різниці потенціалів в 1 В [10]. Далі буде показано, що оптимальною енергією для отримання електронно-позитронної пари є енергія, що дорівнює 3 МеВ.

Знаючи цей параметр можливо вирахувати енергію електрона, що пройшов різницю потенціалів у 3 МВ, за формулою:

$$E_e = qU \quad (3)$$

де: E_e – енергія електрона, q – елементарний заряд, що дорівнює $1{,}6\times10^{-19}$, U – величина різниці потенціалів.

Таким чином розв'язок рівняння (3) ми отримуємо енергію електрона в нашій фізичній моделі, вона дорівнює 2,497 МеВ. Основуючись на статистиці отриманої з теоретичних розрахунків енергія в діапазоні від 2,1 МеВ до 3 МеВ являється найоптимальнішою для отримання високо енергетичних гамма квантів, за рахунок тормозного випромінювання, з достатньою енергією для виникнення електронно-позитронних пар.

Неважкими математичними діями з релятивістської формули швидкості частки, та формули (3) ми отримуємо формулу швидкості електрона:

$$v_e = \sqrt{c^2 - \frac{m_e^2 \cdot c^6}{(E_e + m_e \cdot c^2)^2}} \quad (4)$$

де: v_e – швидкість електронну, с – швидкість світла у вакуумі, m_e – маса покою електрона.

Таким чином, за формулою (4) швидкість електрона в нашому випадку дорівнює 296597370 м/с.

Наступну частину фізичної моделі складає гальмівне випромінювання. Це процес при якому заряджені частинки випускають електромагнітне

випромінювання розсіюючись в електричному полі [7]. В нашій фізичній моделі це випромінювання високо енергетичних гамма квантів отримане при розсіюванні електронів у кулонівському полі ядр анода. Для нашої фізичної моделі енергія отриманих гамма квантів осереднюється до 2,1 МеВ, це зумовлено наближеним середнім значенням між максимально прийнятою енергією та пороговою для виникнення електронно-позитронної пари.

Останній в нашій фізичній моделі процес – це перетворення гамма квантів у кулонівському полі ядр в електронно-позитронну пару. Усім відомо, що електромагнітне випромінювання існує у вигляді гамма квантів – фотонів.

При проходженні фотонів через середовище відбувається три фізичних процесу в залежності від енергій цих фотонів. Нас цікавить лише два з них.

Перший – це Комптон ефект, він зумовлений розсіюванням фотонів на електронах атомів середовища. Для атомів з великим порядковим номером він домінує у інтервалі енергій від 500 КеВ до 5 МеВ [11]. Та з ростом енергій фотона вірогідність цього процесу падає за наступним законом [3]:

$$W_k = \frac{\ln(h\nu)}{h\nu} \quad (5)$$

де: h - постійна Планка, ν – частота кванту.

А в інтервалі енергій >5 МеВ домінує процес перетворення гамма квантів у кулонівському полі ядр в електронно-позитронну пару [1]. Але в нашій моделі ми визначили оптимальною енергією для отримання електронно-позитронної пари енергію, що дорівнює 3 МеВ. Це зумовлено компромісом між вірогідністю процесу та технічними можливостями.

Згідно з сучасним уявленням перетворення фотона у електронно-позитронну пару не можливо в вакуумі за рахунок порушення законів збереження енергій та імпульсу [1]. Тому потрібна ще хоча б одна частинка, якій буде

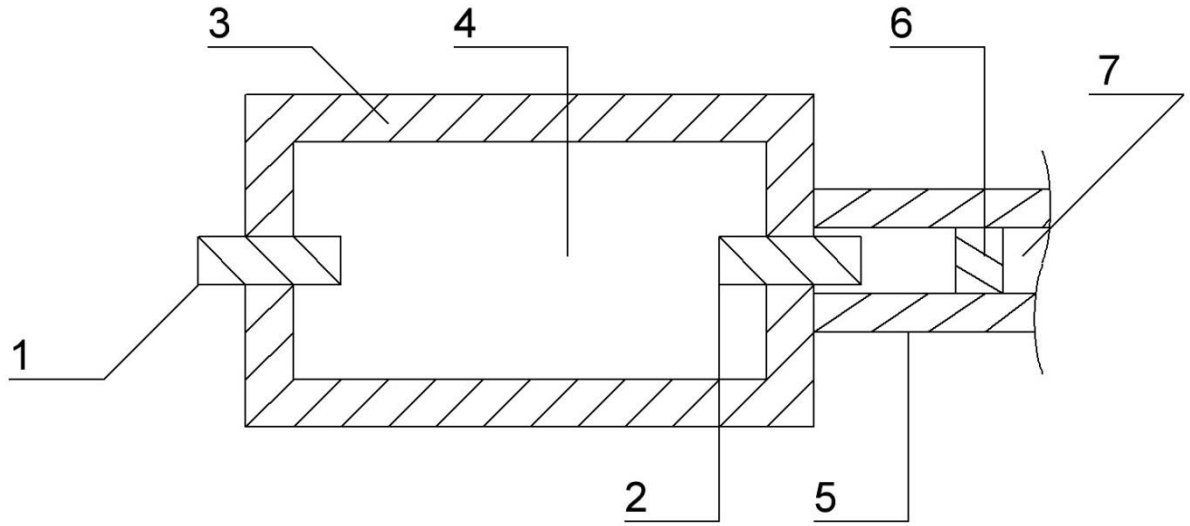
передаватися частина імпульсу. Такою частинкою в нашій моделі є ядро атому.

Розглянемо більш детально цей процес, оскільки кулонівське поле ядра представляє собою віртуальні фотони з часом життя Δt із рівняння Гейзенберга, та енергією $h\nu_v$. Пролітаючи на прицільній відстані від ядра, реальний фотон взаємодіє з віртуальними фотонами перетворюючи їх у електронно-позитронну пару, а ядро отримує енергію віддачі. Ця якісна картина дає змогу пізнати фізику процесу, кількісну ж картину можливо отримати з використанням апарату квантової електродинаміки [1]. В нашій ж фізичній моделі ми використовуємо броунівське наближення, що суттєво спрощує завдання.

РОЗДІЛ 3.

ОПИСАННЯ ТЕХНІЧНОГО РІШЕННЯ

Представлене технічне рішення по суті своїй засновано на технічній моделі катодно-променевої трубки та складається з п’яти технічних вузлів: 1 – термоемітуючий катод, 2 – пристрільний анод, 3 – циліндричний вакуумний корпус, 5 – трубка біологічного захисту, 6 – мішень.



Термоемітуючий катод (1) має циліндричну форму з торійованого вольфраму, з коефіцієнтом виходу термоелектронів 0.8 А/см^3 [6] та енергією роботи виходу 2.6 еВ. Робоча температура катоду може досягати 1900 К [6]. Для теоретичних розрахунків було вибрано наступні геометричні параметри катоду: довжина 3.2 см, діаметр 0.8 см.

Пристрільний анод (2) являє собою циліндр з чистого вольфраму [9]. Розмір аноду вираховується таким щоб виконувалось наступне відношення:

$$1 > \frac{N_{An}}{n_e} \approx \frac{N_A}{n_e} \quad (6)$$

де: n_e – кількість електронів, що виходять з катода за 1 секунду, N_{An} – кількість атомів у аноді, N_A – число Авогадро, 1 – одна секунда.

Але при розрахунку розміру аноду потрібно враховувати, що його діаметр не може бути меншим ніж сума діаметра катода та розльоту електронної хмари за час проходження електрона від катода до анода:

$$A = 2 \cdot (v_{e\tau} \cdot \tau) + R \quad (7)$$

де: A – діаметр аноду, $v_{e\tau}$ – швидкість розльоту електронної хмари, τ - час проходження електрона від катода до анода, R – діаметр катоду.

Циліндричний вакуумний корпус (3) є герметичною відносно зовнішнього середовища, несучою конструкцію. З товщиною стін достатньою, щоб витримати різницю зовнішнього та внутрішнього тиску. Повинен виконуватись з матеріалів з високою теплопровідністю, до використання придатні, як і метали та їх сплави, так і не метали, з якістю електричних ізоляторів. У випадку використання металів у якості матеріла для вакуумного корпусу, до конструкції потрібно ввести діелектричні не металеві вставки між катодом та корпусом та між анодом та корпусом.

Вакуумний простір (4), рівня технічного вакууму. Довжина цього простору між катодом та анодом вибирається так щоб унеможливити виникнення електричної дуги між анодом та катодом, бо вона може привести до оплавлення їх та забруднення вакууму, що призведе до виходу зі строю усього апарату, а діаметр цього простору вибирається виходячи з матеріалу циліндричного вакуумного корпусу. Якщо корпус вироблено з діелектричного не металевого матеріалу, то проміжок між анодом та корпусом повинна вибиратись з розрахунку термічних навантажень на корпус. Але не менше ніж:

$$r = A + \mathrm{C} \quad (8)$$

де: r – проміжок між анодом та корпусом, C - технічний припуск.

А якщо корпус вироблено з металу або його сплавів, то проміжок між анодом та корпусом приймається такий, щоб унеможливити виникнення електричної дуги між анодом та корпусом.

Трубка біологічного захисту (5) виконується циліндричної форми з внутрішнім діаметром рівним діаметру мішені з урахуванням технічного допуску під посадку. Довжина трубки біологічного захисту довільна, але не менша за довжину аноду. Внутрішній простір заповнено технічний вакуум.

Мішень (6) виробляється з будь якого металу, але чим вище його порядковий номер тим більше переріз реакцій виникнення електронно-позитронної пари. Також потрібно враховувати радіоактивну стабільність металу та наповненість електронних рівнів атома. Таким чином одним з більш під ходячих елементів є аурум [2]. Розмір мішені розраховується з урахуванням співвідношення:

$$N_{zM} = \frac{\gamma}{1} \quad (9)$$

де: N_{zM} – кількість атомів у мішені, γ – кількість гамма квантів що попадають на мішень за 1 секунду.

Але потрібно враховувати, що діаметр мішені не може бути меншим за діаметр підстави конусу розльоту гамма квантів.

За мішенню розташовано вакуумний простір (7) розмір та його параметри вибираються в залежності від виду застосування позитронів. Це може бути, наприклад, апарат сортування часток або камера підпалу плазми.

РОЗДІЛ 4.

ПАРАМЕТРИ ТЕРМОЕМІССІЙ

Для розрахунку параметрів термоеміссій потрібно вирахувати об’єм катоду. Знаючи лінійний розмір катоду, не важко за наступною формулою вирахувати його об’єм:

$$V_k = \pi R^2 l \quad (10)$$

де: l – повздовжня довжина катоду.

Знаючи об’єм катоду, стає можливим вирахувати силу струму на катоді, як добуток об’єму на коефіцієнт виходу термоелектронів при робочій температуру 1900 К:

$$I = V_k \cdot j \quad (11)$$

де: j - коефіцієнт виходу термоелектронів, I – сила струму на катоді.

З параметру сили струму стає можливим оцінити кількість електронів, які покидають катод за секунду:

$$n_e = \frac{I}{q} \cdot \frac{1}{\tau} \quad (12)$$

де: q –елементарний заряд, τ – час прольоту електрона від катода до анода.

Таким чином при наших початкових параметрах ми отримали наступне значення потоку $3{,}22 \times 10^{28}$ електронів/секунду. Це значення являє собою мінімальну кількість електронів, що досягають анода за одну секунду при максимальній напрузі та силі струму.

РОЗДІЛ 5.

ГАЛЬМІВНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Ведемо для розрахунку параметри вольфраму: порядковий номер Z_a=74, молярна маса μ=183,84 г/моль, щільність ρ=19,25 г/см^3 [9]. З розділу 3 «ОПИСАННЯ ТЕХНІЧНОГО РІШЕННЯ» ми знаємо потрібний діаметр аноду та співвідношення для кількості атомів у аноді, що дорівнює 3.2 см та 1.9×10^{24} атомів, відповідно. Але для розрахунку поздовжньої довжини аноду потрібно застосувати наступний алгоритм розрахунку:

1. Співвідношення кількості атомів у аноді до числа Авогадро:

$$\nu_a = \frac{N_z}{N_A} \quad (13)$$

2. Маса аноду:

$$m_a = \nu_a \cdot \mu \quad (14)$$

3. Об'єм аноду:

$$V_a = \frac{m_a}{\rho} \quad (15)$$

4. Повздовжня довжина аноду:

$$l_a = \frac{V_a}{A} \quad (16)$$

де: ν_a - співвідношення кількості атомів у аноді до числа Авогадро , N_z – кількість атомів у аноді, m_a – маса аноду, V_a – об'єм аноду, l_a - поздовжня довжина аноду.

Підставимо до вищевказаних рівнянь початкові значення:

$$\nu_a = \frac{1.9 \times 10^{24}}{6{,}022 \times 10^{23}}$$

$$m_a = 3{,}2 \cdot 183{,}84$$

$$V_a = \frac{580{,}22}{19{,}25}$$

$$l_a = \frac{30}{8{,}04}$$

Таким чином застосувавши вище вказаний алгоритм ми розрахували повздовжню довжину аноду, яка дорівнює 3.75 см.

Наступним етапом є розрахунок іонізаційного потенціалу – це найменша необхідна енергія для видалення на безкінечну відстань електрона з вільного атому при найменшій енергії цього електрона [5]:

$$i = i_0 \cdot Z \quad (17)$$

де: i_0 – постійна іонізацій.

Знаючи іонізаційний потенціал стає можливим використати формулу Бете-Блоха, що визначає залежність втрати енергії електрона при проходженні через речовину на одиницю довжини [7]. Для електронна вона має наступний вигляд:

$$\left|\frac{dE}{dx}\right| = \frac{2\pi q^4}{m_e v_e^2} N_z \left[ln \frac{m_e v_e^2 T}{2i^2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) ln2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (18)$$

де: q – заряд електрона, m_e – маса електрона, T – кінетична енергія електронна, β – коефіцієнт відношення швидкості електронна до швидкості світла у вакуумі.

Наступним кроком ми розраховуємо довжину вільного пробігу (довжина яку проходить частинка між двома послідовними зіткненнями) та радіаційну довжину (товщина речовини на якій енергія електрона зменшується у е разів [4]:

$$l_{\text{св}} = \int_0^E \frac{dE}{\left|\frac{dE}{dx}\right|} \quad (19)$$

де: E – повна енергія електронна, $l_{\text{св}}$ – довжина вільного пробігу .

$$l_{\text{рад}} = (4.31 \cdot 10^{26}/_{N_z})\ln(\frac{183}{Z^{1/3}}) \quad (20)$$

де: $l_{\text{рад}}$ – радіаційна довжина, $4.31 \cdot 10^{26}$ – стала величина.

Знаючи ці дві величини не важко розрахувати повну вірогідність тормозного випромінювання за наступною формулою [1]:

$$W_e = \frac{l_{\text{св}}}{l_{\text{рад}}} \int_{\%T}^{T} \frac{d(\hbar\omega)}{\hbar\omega} = \frac{l_{\text{св}}}{l_{\text{рад}}} \ln(\hbar\omega)\,|_{\%T}^{T} \quad (21)$$

де: W_e – повна вірогідність тормозного випромінювання, $\%T$ – відсоткове відношення максимальної кінетичної енергії електрона до потребуємо, $\hbar\omega$ – кінетична енергія електрона.

Вище вказаній параметр не дає змоги у повній мірі оцінити кількість електронів, які випромінюють гамма кванти з енергією 2,1 МеВ. Тому ми вводимо параметр кількості електронів, які здійснять процес випромінювання:

$$\%n_e = \frac{n_e \cdot W_e}{100} \quad (22)$$

де: $\%n_e$ - кількості електронів які здійснять процес випромінювання.

Підставивши до цього рівняння усі потрібні параметри не важко розрахувати, що в нашій моделі при раніше завданих параметрах, то кількість електронів, які здійснять процес випромінювання буде рівна $4{,}022\times10^{17}$ електронів за секунду. Не важкими логічними міркуваннями в рамках нашої фізичної моделі ми можемо зробити висновок, що потік гамма квантів крізь прострільний анод також дорівнює $4{,}022\times110^{17}$ фотонів/секунду.

Оскільки енергія гамма квантів перевищує певне значення, то після виходу з аноду вони зосереджені у конусі з повним раствором:

$$\Delta\theta \approx \frac{2}{E_\gamma} \quad (23)$$

де: E_γ – енергія гамма кванта, яка в нашому випадку дорівнює 2,1 МеВ.

Також важливим параметром для цього процесу є переріз реакцій, що у фізичному змісту визначає усереднену по багатьом випадкам величина, яка визначає ефективність взаємодії, взаємодіючих між собою часток та показує радіус при якому ця взаємодія виконується з 100% вірогідністю та розраховується за формулою [4]:

$$d\sigma = \left(\frac{1}{N_z l_{\text{рад}}}\right)\frac{d\omega}{\omega} \quad (24)$$

де: ω – частота електрона, яка визначається за наступною формулою:

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad (25)$$

Таким чином переріз реакції в нашому випадку при заданих параметрах дорівнює 575 Бран.

РОЗДІЛ 6.

ПАРАМЕТРИ МІШЕНІ

Як було раніше сказано кількість атомів у мішені повинно збігатись з величенної потоку гамма квантів, це зумовлено спрощенням розрахунку та фізичної моделі. А діаметр мішені залежить від підстави конусу розльоту гамма квантів, та розраховується наступним чином:

$$\vartheta = 2(b \tan \theta) \quad (26)$$

де: ϑ - підстава конусу розльоту гамма квантів, b – відстань від точки виходу гамма квантів з аноду до мішені, θ – кут конусу розльоту гамма квантів.

$$M = r + \vartheta \quad (27)$$

де: M – діаметр мішені, r – діаметр аноду.

Таким чином знаючи діаметр мішені, який в нашому випадку дорівнює 3,3 см, та співвідношення (9) ми можемо вирахувати товщину мішені використовуючи аналогічний алгоритм вже відомому нам алгоритму для розрахунку поздовжньої довжини аноду:

1. Співвідношення кількості атомів у мішені до потоку гамма квантів:
$$N_{zM} = \gamma \quad (28)$$
2. Співвідношення кількості атомів у мішені до числа Авогадро;
$$\nu_M = \frac{N_{zM}}{N_A} \quad (29)$$
3. Маса мішені:
$$m_M = \nu_M \cdot \mu_M \quad (30)$$
4. Об'єм мішені:
$$V_M = \frac{m_M}{\rho_M} \quad (31)$$
5. Довжина мішені:
$$l_M = \frac{V_M}{M} \quad (32)$$

де: ν_M - співвідношення кількості атомів у мішені до числа Авогадро, m_M - маса мішені, μ_M - молярна маса, V_M - об'єм мішені, ρ_M – щільність, l_M - довжина мішені.

Підставимо до формул (29)-(32) числові значення отримуємо:

$$\nu_M = \frac{4{,}022\times10^{17}}{6{,}022\times10^{23}}$$

$$m_M = 6{,}68\times10^{-7}\cdot 196{,}97$$

$$V_M = \frac{0{,}00013}{19{,}32}$$

$$l_M = \frac{6{,}8\times10^{-6}}{8{,}54}$$

Використавши цей алгоритм ми отримуємо довжину мішені рівну $7{,}97\times10^{-7}$ см. Але технічно таку товщину з такою точністю отримати практично не можливо тому округляємо її до 10 нМ.

Для подальших розрахунків потрібно вирахувати радіаційну довжину [4]. В нашому випадку це буде радіаційна довжина ауруму. Та вона дорівнює 0,000022 см. Оскільки у мішень попадають гамма кванти, то і рівняння для розрахунку має інший вигляд ніж раніше вказане:

$$x_0 = 4\alpha r_e^2 N_{zM} Z(Z+1)\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (33)$$

де: α – постійна тонкої структури, r_e^2 – класичний радіус електрона, Z – порядковий номер елемента (для ауруму 79).

РОЗДІЛ 7.
ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІННЮВАННЯ У ЕЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННУ ПАРУ

Як було сказано раніше в нашій фізичній моделі ми використовуємо якісну оцінку процесу перетворення електромагнітного випромінювання у електронно-позитронну пару, та броунівське наближення. Як що перше твердження буде розкрите в подальшому, то друге потребує пояснень. Броунівське наближення в цьому фізичному процесі означає наступне: енергія реального фотона набагато менша ніж 100 МеВ та цей реальний фотон при проходженні у кулонівському полі ядра може прореагувати лише з одним віртуальним фотоном [1]. Якісна оцінка означає що ми можемо вирахувати вірогідність процесу у відсотковому значені, та оскільки в нашій модель ми використовуємо броунівське наближення та ставимо пряму залежність між кількістю гамма квантів у потоку та кількість атомів у мішені, стає можливим говорити, що відсоткове значення процесу показує відсоток гамма квантів які перетворяться у електронно-позитронну пару.

Першим кроком нам потрібно розрахувати середнє значення шляху гамма кванта у мішені до перетворення у електронно-позитронну пару:

$$\bar{x} = \int_0^\infty x_0 \frac{d\omega(x)}{dx} = \frac{9}{7} x_0 \quad (34)$$

де: $\bar{x}$ - середнє значення шляху, x_0 - радіаційна довжина, $d\omega(x)$ – щільність вірогідності.

Це значення в нашому випадку дорівнює 0,000028 см., що набагато більше за товщину мішені. Таким чином не важкими математичними розрахунками ми можемо прийти до висновку, що у процесі перетворення пройдуть не більше ніж 20% гамма квантів.

Наступним кроком нам потрібно знати переріз реакцій [1]:

$$\sigma = 4\alpha r_e^2 Z^2 (\frac{7}{9}\ln\frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{54}) \quad (35)$$

де: σ - переріз реакцій.

Таким чином знаючи формулу для загальної вірогідності процесу перетворення гамма квантів [1]:

$$dW = 4\alpha r_e^2 Z(Z+1) N_{zM} (\frac{7}{9}\ln\frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{54}) \quad (36)$$

Знехтувавши тим, що у других скобках, вводячи зворотну величину до радіаційної довжини та знаючи що гамма квант рухається у товстому шарі речовини відносно довжини його хвилі, ми можемо застосувати крайові умови W(x=0)=0 та перетворити формулу для загальної вірогідності процесу у наступний вигляд [1]:

$$W(x) = 1 - e^{-\frac{7 l_M}{9 x_0}} \quad (37)$$

Цей вигляд показує вірогідність перетворення гамма кванту крізь усю довжину мішені. Але нам потрібно знати відсоткове значення цієї величини, тому їй потрібно помножити на 100. Так численно у відсотковому значені вона рівна 2,7%, це означає, що лише такий відсоток гамма квантів перетвориться у електронно-позитронну пару.

В нашій фізичній моделі за рахунок раніше обумовлених допущеній стає можливим не тільки якісно, но і з деяким наближення вирахувати величину потоку електронно-позитронних пар за одну секунду, використавши наступну формулу:

$$n_{e+\bar{e}} = \frac{\gamma}{100} \cdot 2{,}7 \quad (38)$$

Всі потрібні параметри нам відомі, тому підставляючи їх до рівняння ми отримуємо $1{,}086\times10^{16}$ пар/секунду. Це у тисячі разів більше ніж на аналогічних сучасних установках.

Оскільки мінімальна енергія потрібна для отримання електронно-позитронної пари 1,02 МеВ, а максимальна 2,1 МеВ, яка відповідає енергії гамма квантів, то можливо розрахувати мінімальну та максимальну енергію від анігіляцій усіх отриманих пар:

$$E_{min} = n_{e+\bar{e}} \cdot 1{,}02 \quad (39)$$

$$E_{max} = n_{e+\bar{e}} \cdot 2{,}1 \quad (40)$$

Ці енергії рівні $1{,}077\times10^{16}$ МеВ (1725,55 Дж) та $2{,}28\times10^{16}$ МеВ (3652,96 Дж) відповідно.

Знаючи, що електронів та позитронів у парах рівна кількість та що їх маси однакові можливо розрахувати масу отриманих позитронів наступним чином:

$$m_{\overline{Je}} = \frac{n_{e+\bar{e}}}{2} \cdot m_{\bar{e}} \quad (41)$$

де: $m_{\bar{e}}$ – маса одного позитрону, $m_{\overline{Je}}$ – маса усіх позитронів у потоку.

Маса усіх позитронів у потоку в нашому випадку рівна $4{,}94\times10^{-15}$кг.

ВИСНОВКИ

Було досліджено параметри народження електронно-позитронної пари за рахунок перетворення гамма квантів у кулонівському полі ядра, виведені оптимальні теоретичні параметри залежні від технічних можливостей, сформовано фізичну модель технічного рішення та математичний алгоритм його розрахунку, винайдено нове технічне рішення для отримання електронно-позитронних пар.

З переваг нашого технічного рішення хотілось би відмітити безперервність отримання електронно-позитронних пар, що дає змогу отримувати їх в більшій кількості, ніж у інших сучасних методах, а також важливою перевагою є набагато більший вихід енергії з пар, ніж енергія затрачена на їх отримання, що робить це технічне рішення економічно вигідним при застосуванні в промисловості.

Важливим недоліком є швидкий нагрів установки до температур плавлення їй конструктивних матеріалів, тому виникає потреба у дорогих та складних системах охолодження.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Денисов С.П. Превращение излучения в вещество. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова. Москва.
2. Hui Chen, Scott C. Wilks, James D. Bonlie, Edison P. Liang, Jason Myatt, Dwight F. Price, David D. Meyerhofer, Peter Beiersdofer. Realativistic positron creation using ultraintense short puise lasers. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California 94550, USA, Rice University, Houston, Texas 77005, USA, University of Rochester, Rochester, New York 14623, USA
3. Н. Ф. Шульга, В. В. Сыщенко, С. Н.Шульга. МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ФОТОНОВ И ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТЕОРИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. Институт теоретической физики имени А.И. Ахиезера, ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина, Белгородский государственный университет, Белгород, Россия.
4. Мурзина Евгения Алексеевна. Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом. Учебное пособие. – 2007., с. 97
5. W. Heitler. The quantum theory of radiation. Oxford, y. 1954 p. 492
6. Гурлев Д.С. Справочник по электронным приборам. Государственное издательство технической литературы УССР, Киев. 1962 г., с 492
7. Бекман И.Н. Курс лекций ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА Учебное пособие Москва, 2010
8. Рипан Р., Четяну И. Неорганическая химия. Химия металлов. Том 2 — Москва.: мир, 1972. — т. 2. — с. 347.
9. Зеликман А.Н., Никитина Л.С. Вольфрам. Москва: Металлургия, 1978. — 272 с.: ил.
10. Карякин Н.И. и др. Краткий справочник по физике. Москва, «Высшая школа», 1969 г. С. 600
11. Max Born. Atomic physics. Seventh edition. London, Glasgow, 1963., p. 483

12. Поль Адриан Морис Дирак. Основы квантовой механики. Перевод с английского М.П. Бронштейна. Москва - Ленинград – 1932., с. 319