

РАССЕИВАЮЩИЕ СВОЙСТВА МИШЕНЕЙ ИЗ СВИНЦА И МЕДИ ДЛЯ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ ОТ 60 ДО 110 МЭВ. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЗНИКАЮЩИХ ВТОРИЧНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Трунцева Руслана Павловна (otd4@expd.vniief.ru), Курапов Николай Николаевич, Опекунов Александр Михайлович, Тельнов Александр Валентинович

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Рассматривается возможность применения многоцелевого синхротронного ускорителя заряженных частиц, обеспечивающего ускорение протонов до энергий 700 МэВ. Предполагается, что синхротрон будет использоваться в исследованиях по взаимодействию пучка ускоренных частиц с различными материалами. Рассматривается случай уменьшенного пролетного расстояния по сравнению с ускорителем ИЦ-100 (ОИЯИ)[1]. Для формирования необходимой площади поля облучения предполагается использовать сочетание системы сканирующих магнитов [2] и рассеивающей мишени. Большую важность в данном случае имеет определение рассеивающих свойств мишеней, характеристик проходящих протонов и энергетических характеристик соответствующего вторичного излучения.

На первом этапе была рассмотрена область энергии протонов от 60 до 110 МэВ. Рассматривается геометрия, приближенная к предполагаемой конструкции участка формирования поля облучения. Приводятся результаты расчетов рассеивающих свойств мишеней из свинца и меди толщиной от 10 до 200 мкм. Расчеты проведены методом Монте-Карло. В качестве инструмента для численного моделирования использовалось программное обеспечение (ПО) на основе библиотек Geant4 [3].

Ключевые слова: рассеяние протонов; Geant4; метод Монте-Карло; угол раствора пучка; энергетический спектр.

SCATTERING PROPERTIES OF LEAD AND COPPER TARGETS FOR PROTONS WITH ENERGIES FROM 60 TO 110 MEV. CALCULATION OF GENERATED SECONDARY RADIATION CHARACTERISTICS

Truntseva Ruslana Pavlovna (otd4@expd.vniief.ru), Kurapov Nikolay Nikolaevich, Opekunov Aleksandr Mihailovich, Telnov Aleksandr Valentinovich

FSUE «RFNC-VNIIEF», Sarov Nizhny Novgorod region

The possibility of applying of multi-purpose synchrotron accelerator of charged particles, which provides proton acceleration up to energies of 700 MeV is considered. It is supposed that the synchrotron will be used in the research of interaction of accelerated particle beam with various materials. The case of reduced flight distance is considered in comparison with accelerator IC-100 (JINR) [1]. It is supposed to use a combination of a scanning magnets' system [2] and a scattering target to form the required irradiation field area. The major significance in this case has determination of scattering targets properties, transmitted protons characteristics as well as energy characteristics of corresponding secondary irradiation.

At the first stage of research the proton energy range from 60 to 110 MeV is discussed. We consider the simulation geometry close to the proposed design of the irradiation field formation section. Calculation results of scattering properties for lead and copper targets with thickness from 10 to 200 μm are presented. The calculations are performed by Monte-Carlo method. Geant4 [3] based software is used as a tool for numerical simulation.

Keywords: proton scattering; Geant4; Monte-Carlo method; beam spread angle; energy distribution.

Введение

Изучение взаимодействия излучения с веществом остается актуальным для большинства исследователей в течение долгого времени. В РФЯЦ-ВНИИЭФ рассматривается возможность использования экспериментального комплекса для данной области исследований. В его составе планируется использование многоцелевого синхротронного ускорителя заряженных частиц, который обеспечивает ускорение протонов до энергий 700 МэВ. В экспериментах, касающихся данной области исследований в первую очередь необходимо сформировать поле облучения определенной площади, которая зависит от размеров облучаемого объекта. Как правило, для данной цели используется система сканирующих магнитов, как это было проделано в ходе эксплуатации ускорителей ДЦ-60, ДЦ-110, У-400, У-400М (ОИЯИ) [1,2]. Однако в системе формирования поля облучения указанных выше установок суммарное пролетное расстояние частиц до облучательной позиции составляет 6 м и более. В случае, когда пролетное пространство до объекта ограничено конструктивными особенностями экспериментальных помещений, необходимо вводить дополнительные рассеивающие элементы. Такими элементами могут являться различные металлические фольги, структуры из полимеров, газовые и жидкостные прослойки. В силу простоты использования и приготовления металлических фольг по сравнению с остальными рассеивающими элементами, было принято решение об изучении их рассеивающих свойств на начальном этапе работ отдельно от использования сканирующих магнитов.

При изучении рассеивающих свойств материалов важно знать такие характеристики, как энергетический спектр прошедшего излучения, формируемая площадь поля облучения на предполагаемой облучательной позиции, потери энергии на вторичные излучения, в том числе и на рассеянные протоны, которые попадают на любой структурный элемент транспортировочного канала, кроме облучательной позиции. Для расчетов данных характеристик мощным инструментом является пакет Geant4 [3], применяемый для компьютерного моделирования процессов прохождения элементарных частиц через вещество на основе метода Монте-Карло.

На начальном этапе данной работы были выбраны для исследования рассеивающих свойств фольги толщиной от 10 до 200 мкм из свинца и меди. Энергии первичного протонного излучения, способного полностью пройти слой кремния толщиной от 1 до 3 см, определены в программе SRIM [4] и составили 50, 75 и 90 МэВ. В расчетах энергии взяты с запасом 20 % и составляют 60, 85 и 110 МэВ, соответственно.

В настоящей работе представлены результаты расчетов по определению рассеивающих свойств фольг указанных выше толщин и материалов при прохождении через них протонного пучка. Расчеты выполнены в геометрии, приближенной к виду части транспортировочного канала, отвечающей за формирование поля облучения.

Описание расчетов

Основными механизмами взаимодействия протона с веществом мишени являются: упругое рассеяние, возбуждение и ионизация атомов среды, ядерные реакции. Прочие механизмы взаимодействия вносят намного меньший вклад [5,6].

В данной работе для расчетов использовался готовый пакет физических процессов FTTP_BERT [7], включающий в себя реализацию модели FRITIOF [8], модели компаунд-ядра и модели внутриядерных каскадов Бертини [9]. Адронная часть данного физического пакета включает в себя упругие, неупругие процессы, а также процессы захвата и деления. Каждый процесс строится из наборов сечений и моделей взаимодействий, дающих наиболее точный результат. Для протонов и пионов с энергиями ниже 91 ГэВ для описания внутриядерных взаимодействий используется набор сечений из [10].

Основные ядерные реакции при взаимодействии протонного пучка с веществом – реакции вида $(p, MpNn)$, где M и N – целые числа; (p, α) ; (p, xd) ; (p, xt) ; (p, γ) [5,11]. Реакции типа (p, α) идут преимущественно на легких ядрах, так как выход α -частиц из тяжелых ядер затруднен кулоновским барьером. Реакции (p, γ) приобретают большое значение только, когда выход частиц затруднен [11].

Во взаимодействии протонного пучка с энергией 160 МэВ примерно 19,6 % протонов участвует в ядерных реакциях. В данном случае наблюдается большое число реакций первых четырех указанных выше видов. Число возможных каналов реакций для протонов с энергией 160 МэВ составляет 39. Наиболее интенсивны парциальные каналы с образованием в конечном состоянии одного-двух протонов и от одного до пяти нейтронов. Вклад этих каналов в суммарное сечение реакций составляет 72 % (с образованием одного протона – 33 %, двух – 39 %), а реакции вида (p, α) составляет 5,8 %. [5]

Поскольку на начальном этапе исследования энергии первичных протонов не превышают 110 МэВ, ожидается преимущественно возникновение реакций вида $(p, MpNn)$ и в меньшей степени (p, α) ; (p, xd) ; (p, xt) ; (p, γ) .

Используемая в расчетах геометрия участка системы формирования поля облучения, в котором предполагается рассеивающий элемент, представлена на рис. 1.

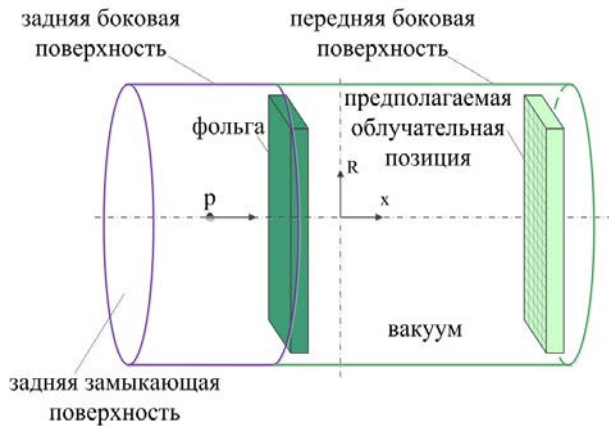


Рис. 1. Расчетная геометрия участка

Указанные на рис. 1 элементы принимаются идеальными. Они фиксируют попадание частицы на выбранную поверхность и дают возможность получить такие параметры, как тип частицы и ее энергия. Параметры данной геометрии участка представлены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры геометрии участка

Параметр	Значение
Внутренний радиус боковой поверхности	14,2 см
Размер рассеивающей мишени	10×10 см
Размер детектора	20×20 см
Размер ячейки на детекторе	1×1 мм
Расстояние от мишени до детектора	2,03 м

Боковые поверхности имитируют стенки вакуумного ионопровода.

Результатами расчета являлись:

1) энергетические спектры рассматриваемых вторичных частиц, фиксируемые на указанных поверхностях;

2) двумерное распределение протонов и их суммарной кинетической энергии по ячейкам детектора;

3) средняя энергия, уносимая рассматриваемыми вторичными частицами, фиксируемая на указанных поверхностях и энергия, поглощенная в мишени.

В расчете учитываются следующие типы частиц: p , n , γ -кванты, e^- , e^+ , α -частицы и прочие виды вторичных излучений (преимущественно d и t , а также различные ионы, образованные после взаимодействия первичных протонов с мишенью).

Продольные размеры геометрии определялись из расчета, что все расстояние, отводимое под формирование поля облучения и его вывод на предполагаемую позицию, ограничено величиной в 6 м.

В результате проведенных расчетов были получены энергетические спектры вторичных излучений на предполагаемой облучательной позиции и поверхностях, имитирующих стенки ионопровода.

Энергетические спектры вторичных излучений на предполагаемой облучательной позиции

Рассмотрим энергетический спектр вторичных частиц на предполагаемой облучательной позиции.

На рис. 2 представлен энергетический спектр вторичных излучений на предполагаемой облучательной позиции. Энергия первичных протонов 60 МэВ, фольга из свинца, толщиной 200 мкм.

Согласно рис. 2, на облучательной позиции преимущественно будут наблюдаться протоны с энергиями, близкими к энергии первичных частиц. Также наблюдается спектр нейтронов, с преобладанием в области энергий до 10 МэВ. Максимальное число нейтронов на предполагаемой облучательной позиции приходится на энергии порядка 2 МэВ. На рис. 2 также виден спектр γ -квантов с энергиями до 5 МэВ, доля которых в суммарном спектре соизмерима с долей нейтронов. Число попадающих на предполагаемую облучательную позицию электронов на порядок меньше, чем γ -квантов и нейтронов. Незначительными являются доли позитронов и прочих типов вторичных излучений.

При увеличении толщины мишени пик в спектре протонов на предполагаемой облучательной позиции смещается в сторону меньших энергий и размывается.

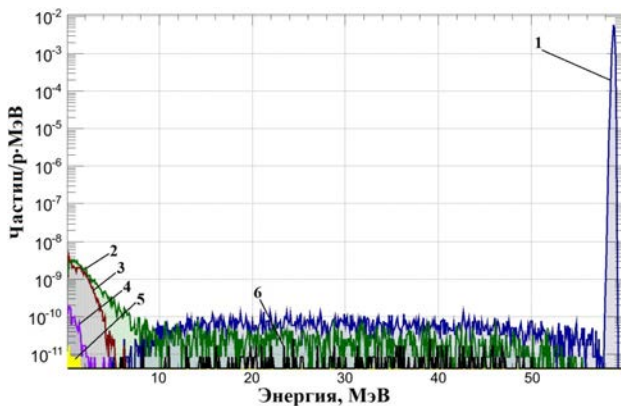


Рис. 2. Энергетический спектр вторичных излучений на предполагаемой облучательной позиции при энергии первичных протонов 60 МэВ, фольга – Pb 200 мкм: 1 – p , 2 – n , 3 – γ -кванты, 4 – e^- , 5 – e^+ , 6 – прочие виды вторичных излучений

Во всех рассмотренных случаях на предполагаемой облучательной позиции не наблюдались α -частицы. При малых толщинах фольг (до 50 мкм)

фиксируются протоны, γ -кванты и нейтроны. При увеличении энергии первичного излучения в значительных количествах также наблюдаются электроны, позитроны и прочие типы вторичных излучений.

Энергетические спектры вторичных излучений на передней боковой поверхности

Рассмотрим энергетический спектр вторичных частиц на передней боковой поверхности. Данные результаты могут быть полезны для расчетов локальной радиационной защиты транспортировочного канала.

На рис. 3 представлен энергетический спектр частиц на передней боковой поверхности при энергии первичных протонов 60 МэВ и мишени из свинца толщиной 200 мкм.

Из рис. 3 видно, что γ -квантов и нейтронов на данной поверхности фиксируется на 3 порядка больше, чем на облучательной позиции, электронов и позитронов – на два порядка больше. Доля прочих типов излучений в спектре на рис. 3 на порядок больше, чем на предполагаемой облучательной позиции. Также наблюдаются рассеянные протоны с максимальными энергиями порядка 58 МэВ. Доля протонов в спектре на рис. 3 преобладает над долями остальных излучений на 2 порядка, а на рис. 2 данная разница составляет 6 порядков.

Увеличение числа фиксируемых вторичных частиц на данной поверхности по сравнению с предполагаемой облучательной позицией обусловлено их большим отклонением от направления движения первичных частиц.

В расчетах рассеивающих свойств фольг из меди на передней боковой поверхности наблюдались α -частицы. Максимальное их число приходилось на энергию 10 МэВ, максимальная кинетическая энергия порядка 20 МэВ. Максимальное число α -частиц на передней боковой поверхности соизмеримо с суммарным числом электронов на рис. 2.

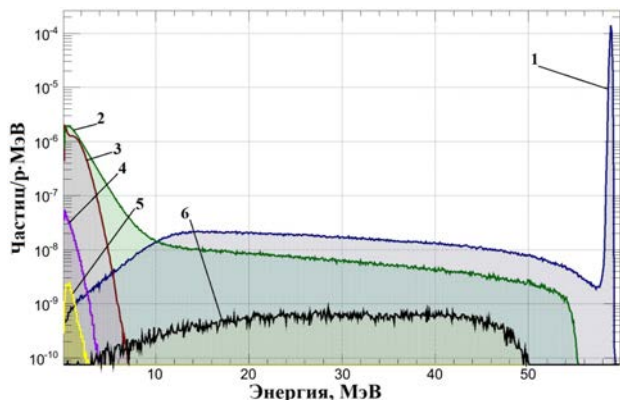


Рис. 3. Энергетический спектр вторичных излучений на передней боковой поверхности при энергии первичных протонов 60 МэВ, фольга – РЬ 200 мкм: 1 – p , 2 – n , 3 – γ -кванты, 4 – e^- , 5 – e^+ , 6 – прочие виды вторичных излучений

В расчетах с медной мишенью толщиной 10 мкм на передней боковой поверхности наблюдалось увеличение количества частиц по сравнению с расчетами со свинцовой мишенью: протонов в 2–5 раз; γ -квантов в 2 раза; прочих типов частиц на 1–3 порядка. В расчетах со свинцовой мишенью толщиной 10 мкм количество электронов на данной поверхности увеличивалось в 3–4 раза, нейтронов в 3–5 раз в сравнении с медной мишенью. В расчетах с мишенью толщиной 10 мкм из свинца на передней боковой поверхности α -частицы не наблюдались при энергиях 60 и 85 МэВ, при энергии 110 МэВ фиксируются единично. В расчетах с медной мишенью α -частицы регистрировались во всех случаях, их максимальное количество составляло величины порядка $2.6 \cdot 10^{-10}$ частиц/р·МэВ. Позитроны наблюдались единично при энергии первичных протонов 60 МэВ при использовании как свинцовой, так и медной рассеивающей мишени.

В расчетах со свинцовой мишенью толщиной 200 мкм наблюдались увеличенные количества частиц на передней боковой поверхности по сравнению с медной мишенью: протонов в 2–3 раза, нейтронов в 3,5 раза, электронов 2,4 раза и позитронов в 2 раза. В свою очередь, в расчетах с медной мишенью наблюдались увеличение количества γ -квантов в 2 раза и прочих типов частиц в 2–10 раз. При использовании свинцовой мишени толщиной 200 мкм α -частицы единично наблюдались при энергии первичных протонов 85 и 110 МэВ, и доля их в суммарном энергетическом спектре на порядок меньше, чем в расчете с медной мишенью.

При увеличении толщины рассеивающей мишени уменьшается предельная энергия протонов, фиксируемых в переднем полупространстве геометрии, на переднюю боковую поверхность попадает меньше высокоэнергичных протонов.

Энергетические спектры вторичных излучений в заднем полупространстве геометрии

Рассмотрим энергетический спектр вторичных излучений в заднем полупространстве геометрии. На рис. 4 показан энергетический спектр вторичных частиц в заднем полупространстве геометрии при энергии первичных протонов 60 МэВ и мишени из свинца, толщиной 200 мкм.

Из рис. 4 видно, что в заднем полупространстве геометрии фиксируется то же количество γ -квантов и нейтронов, что и на передней боковой поверхности. Однако в данной области присутствует значительно меньшее число протонов. Эти протоны являются отраженными. Также на данном графике наблюдаются единичные случаи фиксирования α -частиц. При использовании фольги из меди в заднем полупространстве количество фиксируемых α -частиц возрастает, и максимальное их количество приходится на энергии порядка 10 МэВ. Максимальная наблюдаемая кинетическая энергия α -частиц составляет величину порядка 20 МэВ.

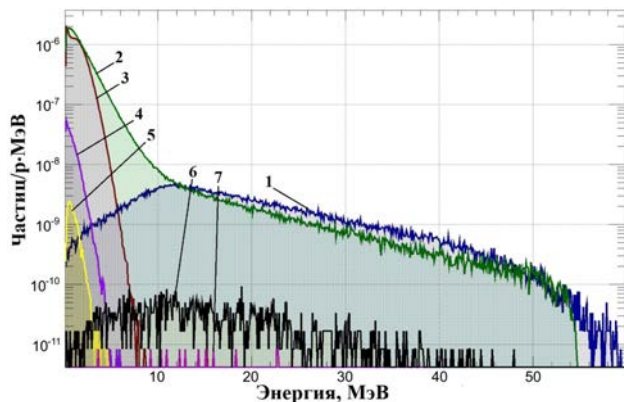


Рис. 4. Энергетический спектр вторичных излучений в заднем полупространстве при энергии первичных протонов 60 МэВ, фольга – Pb 200 мкм: 1 – p , 2 – n , 3 – γ -кванты, 4 – e^- , 5 – e^+ , 6 – прочие виды вторичных излучений, 7 – α -частицы

Рассеивающая мишень из свинца толщиной 10 мкм обеспечивает увеличенные интенсивности выхода в заднее полупространство в сравнении с медными мишенями: нейтронов в 3,4 раза, электронов в 3,8 раз. Позитроны в заднем полупространстве фиксировались единично только при использовании в расчете рассеивающих мишеней из свинца. Медная рассеивающая мишень толщиной 10 мкм обеспечивает увеличенное количество протонов в заднем полупространстве на 1–2 порядка в сравнении с свинцовой. Выход в заднее полупространство γ -квантов оставался одинаковым при расчетах с медными и свинцовыми мишенями. В расчетах со свинцовыми мишенями α -частицы наблюдались единично при энергиях 85 и 110 МэВ, доля их меньше на порядок в сравнении с медными мишенями.

При толщине рассеивающей мишени 200 мкм свинцовый рассеиватель обеспечивал в заднем полупространстве увеличенные интенсивности по сравнению с медной мишенью: нейтронов в 4 раза, электронов в 2,3 раза и позитронов в 1,8 раза. В свою очередь, медная рассеивающая мишень толщиной 200 мкм обеспечивает увеличенные интенсивности в заднем полупространстве по сравнению со свинцовыми мишенями: протонов в 5–9 раз, γ -квантов в 2 раза, α -частиц на 1 порядок, прочих типов частиц 3–10 раз.

Характеристики рассеяния протонного излучения

На основе расчетных данных получены максимальная кинетическая энергия и угол раствора протонного пучка, попадающего на предполагаемую облучательную позицию в зависимости от толщины рассеивающей мишени. Угол раствора протонного пучка представляет собой угол раствора конуса, образуемого от источника первичного излучения до предполагаемой облучательной позиции. Основанием конуса является формируемая площадь облуче-

ния, размер которой рассчитывался при двух условиях:

- 1) неоднородность по энергии излучения на облучательной позиции не более 20 %;
- 2) неоднородность по потоку излучения не более 50 %. Также определены суммарные потери энергии на образование вторичных излучений. Установлено, что потери энергии первичного пучка на образование рассматриваемых вторичных излучений в переднем полупространстве преобладают над потерями в заднем полупространстве. Суммарные потери на вторичные излучения составляют не более 4,21 % для фольг из свинца, и не более 2,94 % для фольг из меди.

На рис. 5 представлены зависимости E/E_{\max} протонов, а также угла раствора протонного пучка, попадающего на предполагаемую облучательную позицию от толщины рассеивающей мишени. Здесь E – максимальная кинетическая энергия протонов, фиксируемая на предполагаемой облучательной позиции, E_{\max} – кинетическая энергия первичных протонов, равная 60, 85 и 110 МэВ соответственно.

Проведена оценка характеристик рассеяния свинцовой-Pb и медной-Cu мишени близкой массовой толщины (с разницей не более 5,4 %). Массовые толщины взяты равными 0,87, 1,38 и 1,75 г/см² соответственно.

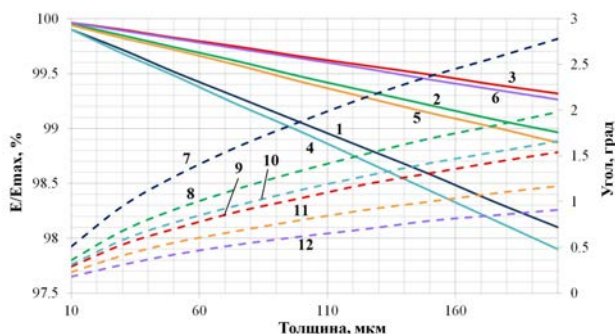


Рис. 5. Зависимость E/E_{\max} и угла раствора пучка протонов от толщины фольги для энергий 60,85 и 110 МэВ соответственно: 1–3 – E/E_{\max} , Pb; 4–6 – E/E_{\max} , Cu; 7–9 – угол, Pb; 10–12 – угол, Cu

При энергии первичных протонов равной 60 МэВ свинцовая мишень обеспечила большую кинетическую энергию протонов на предполагаемой облучательной позиции в сравнении с медной мишенью на величину от 0,3 до 0,7 %, что является незначительным. Однако помимо этого наблюдалось увеличение угла раствора протонного пучка на величину от 41,6 до 50,7 %. При толщинах рассеивателей равных 0,87 и 1,75 г/см² суммарные потери энергии в расчетах со свинцовыми мишенями на 8,9 и 1,36 % ниже, чем с медными мишенями. При толщине рассеивателя 1,38 г/см² потери в расчетах со свинцовыми мишенями оказались выше на 5,9 % в сравнении медными мишенями. Стоит отметить, что зависимость угла раствора протонного пучка и суммарных

потерь энергии первичного излучения от толщины рассеивающей мишени носит нелинейный характер. Их форма зависит от сечений взаимодействия протонов с веществом мишени. Зависимость кинетической энергии протонов на предполагаемой облучательной позиции от энергии первичных протонов в данном диапазоне практически линейна.

При энергии первичных протонов равной 85 МэВ свинцовая мишень обеспечила большую кинетическую энергию протонов на предполагаемой облучательной позиции в сравнении с медной мишенью на величину от 0,2 до 0,4 %. В расчетах со свинцовыми рассеивателями наблюдалось увеличение угла раствора протонного пучка на величину от 42,5 до 52,0 % в сравнении с медными. Суммарные потери энергии первичного излучения в расчетах со свинцовыми мишенями меньше на величину от 4,8 до 16,9 %, чем в расчетах с медными мишенями. Нелинейность зависимости угла раствора протонного пучка и суммарных потерь от массовой толщины мишени сохраняется.

При энергии первичных протонов равной 110 МэВ свинцовая мишень обеспечила большую кинетическую энергию протонов на предполагаемой облучательной позиции в сравнении с медной мишенью на величину от 0,1 до 0,2 %. В расчетах со свинцовыми рассеивателями наблюдалось увеличение угла раствора протонного пучка на величину от 43,6 до 50,6 % в сравнении с медными. Суммарные потери энергии первичного излучения в расчетах со свинцовыми мишенями меньше на величину от 9,7 до 17,8 %, чем в расчетах с медными мишенями. Нелинейность зависимости угла раствора протонного пучка и суммарных потерь от массовой толщины мишени сохраняется.

Максимальный угол раствора протонного пучка составил 2,78 град, что соответствует площади поля облучения 76,07 см² при энергии первичных протонов 60 МэВ и рассеивающей мишени из свинца.

Таким образом, при учете нелинейного характера некоторых характеристик рассеяния, свинцовые рассеивающие мишени обеспечивают большие значения кинетической энергии протонов, угла раствора протонного пучка и меньшие значения суммарных потерь энергии первичного излучения, чем медные рассеивающие мишени.

Заключение

В данной работе проведено изучение рассеивающих свойств мишеней из свинца и меди толщинами от 10 до 200 мкм. Получены энергетические спектры вторичных излучений на поверхностях, имитирующих предполагаемую облучательную позицию и стенки вакуумного транспортировочного канала. Определены площадь облучения протонами, предельная кинетическая энергия протонов на облучательной позиции и суммарные потери энергии на вторичные излучения.

Результаты расчетов со свинцовыми мишенями показали увеличенные интенсивности электронов на предполагаемой облучательной позиции в сравнении с медными. На передней боковой поверхности и в заднем полупространстве при использовании свинцовых мишеней в энергетических спектрах наблюдаются увеличенные интенсивности нейтронов, электронов и позитронов.

Проведена оценка характеристик рассеяния свинцовой и медной мишени одинаковой массовой толщины. Установлено, что зависимость угла раствора протонного пучка и суммарных потерь энергии первичного излучения от толщины рассеивающей мишени носит нелинейный характер. Их форма зависит от сечений взаимодействия протонов с веществом. Зависимость кинетической энергии протонов на предполагаемой облучательной позиции от энергии первичных протонов практически линейна.

Свинцовые рассеивающие мишени в расчетах обеспечили большую кинетическую энергию протонов на предполагаемой облучательной позиции в сравнении с медными мишенями на величину от 0,1 до 0,7 %, что является незначительным. При этом, увеличение угла раствора протонного пучка, попадающего на предполагаемую облучательную позицию составило величину от 41,6 до 52,0 %. При толщинах рассеивающих мишеней равных 0,87 и 1,75 г/см² суммарные потери энергии в расчетах со свинцовыми мишенями на 8,9 и 1,4 % ниже, чем с медными мишенями. При толщине рассеивателя 1,38 г/см² потери в расчетах со свинцовыми мишенями оказались выше на 5,9 % в сравнении с медными мишенями. В случаях, когда свинцовая рассеивающая мишень обеспечивала уменьшение суммарных потерь энергии первичного излучения, разница составила величину от 1,4 до 17,8 % в сравнении с медными мишенями.

Максимальный угол раствора протонного пучка составил 2,78 град, что соответствует площади поля облучения 76,07 см² при энергии первичных протонов 60 МэВ и рассеивающей мишени из свинца.

Таким образом, свинцовые рассеивающие мишени обеспечивают большие значения кинетической энергии протонов, угла раствора протонного пучка и меньшие значения суммарных потерь энергии первичного излучения, чем медные рассеивающие мишени.

Список литературы

1. Гикал Б. Н. Новое поколение циклотронов тяжелых ионов для прикладных исследований и промышленного применения: Автореф. дис. ... д. т. н., ОИЯИ, Дубна, 2013. С. 258.
2. Гикал Б. Н., Горбачев Е. В. и др. Анализ методов получения однородного распределения частиц на мишени при облучении ее пучком ионов криптона, выведенным из имплантора ИЦ-100 // Препринт ОИЯИ Р9-2002-240. Дубна, 2002. С. 18.

3. Geant4 User's Guide for Application Developers. Release 10.7 // Geant4 Collaboration.
4. Ziegler J. F., Biersack J. P. and Ziegler M. D. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter/ SRIM Co., 2008, ISBN 978-0-9654207-1-6.
5. Черняев А. П., Белоусов А. В., Лыкова Е. Н. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом: учеб. пособие. М.: ООП физического факультета МГУ, 2019. С. 104.
6. Егорова В. А., Жуковский М. Е., Подоляко С. В., Тараканов И. А. Математическая модель взаимодействия протонов с веществом // Препринт ИПМ им. Келдыша М. В., 2017. № 138. С. 24.
7. Geant4 Physics List Guide. Release 10.7 // Geant4 Collaboration.
8. Nilsson-Almqvist B. and Stenlund // E. Comp. Phys. Comm. 1987. N 43. P. 387.
9. Guthrie M. P., Alsmiller R. G., Bertini H. W. // Nucl. Instr. Meth. 1968. N 66. P. 29.
10. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами / М.: Атомиздат, 1972. С. 648.
11. Ракобольская И. В. Ядерная физика: Учеб. пособие / Под ред. В. А. Петухова. М.: МГУ, 1971. С. 296.