ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«Модернизация камеры ускорителя электронов РМ-55 НИИЯФ МГУ для проведения фотоядерных экспериментов с высокой точностью измерений»

Выполнил студент 413 группы Кравченко Владимир Сергеевич

Научный руководитель: к.ф-м.н. Кузнецов Александр Александрович

Допущена к защите Зав. кафедрой _____

> MOCKBA 2020

Оглавление

1.	Введение	2
2.	Описание изменений ускорительной камеры	5
	2.1. Общие изменения деталей камеры	7
	2.2. Необходимые параметры системы спуска образца	7
	2.3. Сильфон EWB40R-40	10
3.	Моделирование возможных фотоядерных экспериментов	12
	3.1. Тормозные спектры Зельцера и Бергера	12
	3.2. Модель установки GEANT4	13
	3.3. Моделирование эксперимента	14
	3.3.1. Моделирование эксперимента по измерению выходов	
	реакции ${}^{100}Mo(\gamma,1p){}^{99}Nb$	16
	3.3.2. Моделирование эксперимента по измерению выходов	
	реакции фотоделения ${}^{238}\mathrm{U}(\gamma,F)$	19
4.	Заключение	25

Глава 1.

Введение

Настоящая исследовательская работа направлена на получение новых экспериментальных данных по фотоядерным реакциям и модернизацию ускорителя электронов НИИЯФ МГУ РМ55.

Экспериментальные данные о фотоядерных реакциях необходимы во многих фундаментальных и прикладных исследованиях. В частности, сечения фотопротонных и фотонейтронных реакций необходимы для ответа на вопрос о происхождении обойдённых ядер — самых лёгких стабильных изотопах химических элементов в процессе звездного нуклеосинтеза. Прикладные задачи, в которых используются фотоядерные реакции — задачи трансмутации ядерных отходов, создание пучков радиоактивных ядер и получение медицинских изотопов.

Фотоядерные реакции широко исследуются, начиная с 50-х годов 20 века. За это время был накоплено большое количество экспериментальных данных о фотоядерных реакциях. Большинство измерений было выполнено на пучках квазимонохроматических фотонов методом прямой регистрации нейтронов. Наибольший вклад в исследование фотоядерных реакций сделали две лаборатории: в Сакле (Франция) и Ливерморе (США). Данные, полученные в разных лабораториях, различаются друг от друга до 2-х раз. Это связано со сложностью использованной методики — разделения нейтронов по множественности, а также возможными погрешностями в эффективности регистрации нейтронов. Необходимы

новые данные о фотоядерных реакциях, лишенные недостатков этих экспериментов. В НИИЯФ МГУ для исследования фотоядерных реакций используется активационная методика измерения выходов и сечений. Мишень из исследуемого материала облучается тормозным пучком гамма-квантов от ускорителей электронов. Идентификация и расчет выходов, происходящих в образцах реакций, проводится с помощью измерений спектров остаточной активности. Данный метод позволяет в одном эксперименте независимо измерить выходы сразу нескольких выходы позволяют также проверять реакций. Полученные другие методики, основанные на методе регистрации нейтронов, и выявить источники систематических ошибок. Вдобавок активационный метод позволяет измерить выходы реакций, недоступных для других методов, в частности, многонуклонных реакций с вылетом до 5 нейтронов. Сейчас при проведении активационных экспериментов в НИИЯФ МГУ используется тормозной пучок от микротрона РМ55 НИИЯФ МГУ. Измерения проводятся при одной энергии электронов — 55 МэВ. Для получения более точных оценок сечений фотоядерных реакций и изучения особенностей взаимодействия гамма-квантов с веществом необходимы измерения и при более низких значениях энергии электронов. В сечение фотопоглощения при максимальной энергии тормозного пучка гамма-квантов 55 МэВ вносят вклады гигантский дипольный резонанс (ГДР), квазидейтронный механизм поглощения (КД), изовекторный квадрупольный резонанс (КР) и обертон ГДР (ГДР2). При измерении выходов реакций при одной энергии 55 МэВ мы получаем сумму всех возможных механизмов. Для изучения ГДР нужно ограничиваться энергией около 30 МэВ.

Для возможности измерений при разных энергиях электронов необходимо внести изменения в конструкцию ускорителя. Новая сборка позволит спускать облучаемые образцы непосредственно в ускорительную камеру без нарушения вакуума. Так можно будет проводить облучение на орбитах микротрона с энергиям 55, 50, 45, 40, 35, 30, 25, 20 и 15 МэВ. Это позволит делать более точные оценки сечений и изучить особенности взаимодействия гамма-квантов с веществом, в частности,

явления изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса.

В результате проведенной работы создана полная трехмерная модель вакуумной камеры ускорителя РМ55, которая будет в использована при изготовлении новой ваккумной камеры и модернизации РМ55. Также с помощью программы GEANT4 построена модель установки, которая позволяет планировать будущие эксперименты.

Глава 2.

Описание изменений ускорительной камеры.



Рис. 2.1: Ускорительная камера с узлом откачки.

Модернизировать ускоритель предлагается таким образом, чтобы

можно было проводить облучения на орбитах ускорителя внутри вакуумной камеры. Благодаря предложенному способу модернизации ускорителя изменения коснулись только ускорительной камеры, что существенно удешевляет и упрощает модернизацию ускорителя. В процессе модернизации ускорителя потребуется только заменить узел откачки со старой ускорительной камерой на узел откачки с модернизированной, т.е. вместе с камерой нужно поменять несколько деталей приваренных к ней..



Рис. 2.2: Направляющая системы спуска образца.

Для реализации проекта будут внесены следующие изменения в устройство ускорительной камеры (рис. 2.1.) (УК): увеличение УК, добавление 8 отверстий для направляющих систем спуска образца (ССО) (рис.2.3) и канавки для приварки ССО к УК. Сами ССО будут выполнены из 3 деталей: стакана, сильфона и направляющей (рис. 2.2, 2.4, 2.5 и 2.6). Сильфон будет обеспечивать подвижность системы, стакан одновременно является тормозной мишенью и резервуаром для образца, направляющая ограничивает смещение сильфона, предотвращая критические деформации, а как следствие, потерю вакуума и поломку системы.

2.1.. Общие изменения деталей камеры.

Согласно новым изменениям в крышке ускорительной камеры появились 8 отверстий для систем спуска образца (8 отверстий - по одному на каждую орбиту, проходящую через камеру, орбиты будем нумеровать от 1 до 8 по мере возрастания энергии). Т.к. для снятия напряжения при сварке необходима проточка заготовки вокруг отверстия, появилась необходимость увеличить длину камеры со стороны первой орбиты, иначе сварить не получится. Увеличение камеры составило всего 2 мм, этого достаточно, чтобы просточка и отверстие уместились, при этом камера не будет задевать ускоряющую структуру. В оригинальных чертежах текущего исполнения деталей и сборки ускорителя расстояние от ускорительной камеры до ускоряющей структуры составляет 7 мм, результат измерения данного расстояния на действующей установке был существенно меньше - всего 4 мм, тем не менее, для нас это означает, что мы все еще можем увеличивать длину на 2 мм. В результате такого изменения камеры, необходимо увеличить на 2 мм сразу 3 детали: РАМ.001.20.03.1.01 (фланец), РАМ.001.20.03.1.02 (крышка), РАМ.001.20.03.1.03 (дно).

Чтобы пучки электронов не испытвали дополнительную расфокусировку, все детали ускорительно камеры размагничивают. Для предотвращения коррозии все детали электрополируют.

2.2.. Необходимые параметры системы спуска образца.

Максимальная апертура пучка в ускорителе РТМ-55 НИИЯФ МГУ ограничена внутренним диаметром каналов на орбитах (детали РАМ.001.20.03.1.07, РАМ.001.20.03.1.08 и РАМ.001.20.03.1.08-01, минимальный внутренний диаметр -15 мм). В результате хорошей



Рис. 2.3: РАМ.001.20.03.1.02.К (крышка модернизированной вакуумной камеры)

настройки квадроупольных линз апертура пучка примерно 8-9 мм. Из этого следует, что оптимальный размер облучаемых образцов примерно 14-15 мм. Т.к.образцы могут быть и больше (на РТМ-55 проводят облучения различные институты и факультеты МГУ, поэтому реальные размеры мишени могут быть немного больше), то внутренний диаметр стакана было решено делать не менее 25 мм.

Исходя из устройства новой ускорительной камеры и минимального внутреннего диаметра стакана был определен минимальный диаметр отверстий под приварку (32мм).

Чтобы неактивная система спуска образца не заслоняла орбиту, а активная перекрывала орбиту целиком, свободных ход сильфонов должен быть не менее 30мм. При эксплуатации и обслуживании ускорителя, если у сильфона нет запаса свободного хода, его можно довольно легко повредить, т.к. толщина стенок гибких сильфонов примерно 0.05мм. Исходя из этого



Рис. 2.4: Стакан системы спуска образца.

было принято решение устанавливать сильфоны со свободным ходом 40 мм.

Чтобы ускорительную камеру можно было легко и быстро отремонтировать в случае поломки сильфонов, систему спуска образца разделили на 3 части: направляющую, стакан и сильфон, система собирается посредством болтовых соединений, вакуум удерживается фланцами DN40CF, котрые в свою очередь есть у каждой из 3-х перечисленных деталей (у сильфона таких фланца 2, один для соединения с направляющей, другой для соединения со стаканом).

Для обеспечения антикоррозийных свойств, все детали (кроме мембранного сильфона DN40R-40) будут изготовлены из нержавеющей стали марки 12X18H10T.

2.3.. Сильфон EWB40R-40.

EWB40CF производится немецкой компанией VACOM. В качестве вводов мембранные сильфоны передают движение в вакуум или разделяют вакуумную камеру и вакуумные компоненты. Преимущества таких сильфонов перед гидрооформованными: гибкость, компактный монтаж, отвечают высоким требованиям применения в условиях высокого и сверхвысокого вакуума, низкая жёсткость (позволяет изменять положения сильфона руками без черезмерных усилий). Сильфон выполнен из немецкой марки стали 316L (ближайший российский аналог - сталь марки 03X16H15M3).Антикоррозийные свойства марки стали 316L побусловлены наличию поверхностного слоя оксида хрома, защитный слой устойчив, даже после механических и химических повреждений приобретает свой прежний вид, сохраняя антикоррозийные качества сплава без изменений.



Рис. 2.5: Сильфон EWB40CF (в сжатом состоянии).



Рис. 2.6: Сильфон EWB40CF (в сжатом состоянии).

Глава З.

Моделирование возможных фотоядерных экспериментов.

После создания трезмерной модели новой ускорительной камеры, была построена модель установки на GEANT4, которая позволяет проводить симулирование экспериментов с учетом всех физических процессов, происходящих в облучаемых образцах.

3.1.. Тормозные спектры Зельцера и Бергера

До появления метода расчёта тормозных спектров Зельтцера и Бергера уже было разработано множество теорий для расчёта тормозного излучения. У каждой теории были свои границы применимости и ограничения. Чтобы получить зорошие значения диффиренциального сечения тормозного излучения нужно было интерполировать результаты многих теорий, что весьма неудобно, такой способ к тому же давал во многих случаях существенные погрешности.

Задачей учёных было построение модели, которая будет хорошо работать для очень большого диапазона энергий тормозных электронов (T), при этом метод должен работать для всех ядер с Z = [1, 100] (т.е. метод должен работать для всех мишеней, состоящих из стабильных ядер, а так же для многих нестабильных мешеней).

Зельцер и Бергер к 1984 проделали огромную работу, чтобы сделать хорошую модель тормозного спектра для тормозных электронов с энергией от 1 кэВ до 10 ГэВ в мишенях с Z = [1, 100]. Для решения поставленной

задачи отдельно рассматриваются 3 области энергий электронов - низкие энергии (до 2 МэВ), средние энергии(от 2 до 50 МэВ) и высокие энергии (более 50 МэВ).

Для низких энергий тормозных электронов использовали наработки Тсенга, Пратта и Ли [2] - [15]. Они сделали хорошие расчёты данной области энергий при Z = 2,8,13,27,79,92, T=1, 2, 10, 50, 100, 500, 1000, 2000 (кэВ) и k/T=0, 0.4, 0.6, 0.8, 0.95 (тут k - энергия тормозных фотонов). Эти данные были интерполированы (в качестве интерполяции использован кубический сплайн) для Z= 2 - 93, k/T=[0, 1] и T=[1, 2000](кэВ). Зельтцер и Бергер Экстраполировали эти данные для Z=1 и Z=[93, 100]. Позже Тсенг и Пратт сделали экстраполяционный расчёт для T = 5, 10 МэВ для мишеней из алюминия и урана. Эти резултаты оказались весьма точны, а экстраполяция данных на другие тормозные мишени оказалась значительно точнее других моделей. Таким образом были построены таблицы для низких и средних энергий тормозных электронов.

Для высоких энергий Зельтцер и Бергер взяли формулу Бете-Гайтлера для неэкранированного ядра и добавили кулоновскую поправку и поправку экранирования. Это оказалось удобно, т.к. по расчётам Олсена [1] эти поправки оказались независимыми и аддитивными при высоких энергиях.

В результате проделанной работы Зельцер и Бергер получили расчёты диффиренциальных сечений для тормозных спектров для T от 1 кэВ до 10 ГэВ и свели все результаты в таблицы. В среднем, результаты Зельцера и Бергера отклоняются от отдельных экспериментальных значений на 5%, при этом максимальное отклонение от эксперимента оказалось примерно 10%. Итоги своей работы ученые представили в виде удобных для интерполяции таблиц.

3.2.. Модель установки GEANT4.

Для моделирования экспериментов на новом ускорителе создана примитивная модель для оценки различных параметров эксперимента. Т.к. в качестве тормозной мишени в новом ускорителе используются

стенки стального стакана (толщина 0,75 мм), то мы не можем полагать, что толщина мишени для налетающих электронов будет постоянной, (электроны не будут попадать прямо по центрц стакана), поэтому, вместо плоской стенки будет использоваться циллиндрический объект высотой 4 см. Внутренний диаметр стакана 26 мм, внешний 29. толщина дна 1 мм. В данной модели мы пренебрегаем отражением частиц от стенок ускорительной камеры, т.к. вероятность попадания таких частиц обратно в тормозную мишень пренебрежимо мала. В качестве источника частиц используется G4ParticleGun, таким образом мы можем просто менять скорость электронов, имитирую нахождение образца на той или иной орбите.

3.3.. Моделирование эксперимента

В результате экспериментов на тормозных пучках измеряются выходы $Y(E^m)_{3\kappa cn}$ фотоядерных реакций представляющие собой свертку сечения фотоядерной реакции $\sigma(E_{\gamma})$ с плотностью распределения числа тормозных фотонов по энергии на один электрон пучка ускорителя $W(E_{\gamma}, E^m)$:

$$Y(E^m)_{\text{эксп.}} = \alpha \eta \int_{E_{\text{пор.}}}^{E_m} W(E, E^m) \sigma(E) dE, \qquad (3..1)$$

где E^m — кинетическая энергия электронов, падающих на вольфрамовый радиатор, E — энергия тормозных γ -квантов, образующихся на радиаторе, $E_{\text{пор.}}$ — порог исследуемой фотоядерной реакции, α — количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 см² мишени, η — процентное содержание исследуемого изотопа в облучаемой мишени.

Построенная модель позволяет рассчитывать тормозные спектры гамма-квантов на разных орбитах ускорителя, попадающих на облучаемую мишень. Приведено количество тормозных фотонов, образующихся от одного электрона ускорителя. Одним из требований при проектировании новой вакуумной камеры было использование тонкой тормозной мишени,



Рис. 3.1: Тормозные спектры гамма-квантов, образующиеся на стальной тормозной мишени для энергий электронов 15-55 МэВ.

при этом рассчитанный тормозной спектр по форме будет совпадать со спектром Зельтцера-Бергера для тонкой тормозной мишени, что значительно упростит интерпретацию экспериментальных выходов. Использование тонкой тормозной мишени позволяет рассчитывать экспериментальные выходы в виде сечения на эквивалентный квант:

$$\sigma_q = \frac{\int_{E^{thr}}^{E^m} \sigma(E_{\gamma}) W(E_{\gamma}, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} E_{\gamma} \cdot W(E_{\gamma}, E^m) dE_{\gamma}}$$
(3..2)

Такое представление более удобно чем выход, т.к. позволяет сравнивать результаты экспериментов на тормозных пучках, выполненных в разной геометрии.



Рис. 3.2: Сечения на эквивалентный квант для различных механизмов фотоядерной реакции ${}^{100}Mo(\gamma, 1p){}^{99}Nb$ в зависимости от энергии электронов E^m .

3.3.1.. Моделирование эксперимента по измерению выходов реакции $^{100}Mo(\gamma,1p)^{99}Nb$

С использованием модели установки на GEANT4 был смоделирован один из типов экспериментов, проводимых в НИИЯФ МГУ, а именно измерение выходов фотопротонных реакций. Набор экспериментальных сечений фотопротонных реакций доступных в литературе крайне ограничен из-за сложности измерения протонов на пучке фотонов. Активационная методика, имеющая дело с конечными ядрами, позволяет измерять выходы фотопротонных реакций. В качестве примера выбрана реакция $^{100}Mo(\gamma, 1p)^{99}Nb$. Для моделирования выбраны теоретические сечения фотопротонных реакций, рассчитанные по комбинированной модели фотоядерных реакций. Эта модель разработана в НИИЯФ МГУ и имеет ряд преимуществ по сравнению с другими программами статистического расчета ядерных реакций. В КМФР полное сечение фотопоглощения рассчитывается с помощью полумикроскопической модели колебаний и квазидейтронного механизма поглощения (КД).



Рис. 3.3: Суммарное сечение реакции ${}^{100}Mo(\gamma, 1p){}^{99}Nb$, сечения для различных механизмов фотоядерной реакции ${}^{100}Mo(\gamma, 1p){}^{99}Nb$.



Рис. 3.4: Сечения на эквивалентный квант для различных механизмов фотоядерной реакции ${}^{100}Mo(\gamma, 1p){}^{99}Nb$ в зависимости от энергии электронов E^m .

Помимо гигантского дипольного резонанса в сечение фотопоглщения вносят вклад еще квадрупольный резонанс (КР) и обертон ГДР (ГДР2). Сечение ${}^{100}Mo(\gamma, 1p){}^{99}Nb$, рассчитанное по КМФР приведено на рис. 3.2. На рисунке приведено суммарное сечение реакции ${}^{100}Mo(\gamma, 1p){}^{99}Nb$ (S) и сечения отдельных компонент. Важным вопросом для изучения ГДР является исследование изоспинового расщепления ГДР. Изоспиновые компоненты ГДР $T_{<}$ и $T_{>}$ связаны с возбуждением ГДР с изоспном равным изоспину основного состояния исходного ядра и на единицу больше. Из рис. 3.2 видно, что при проведении эксперимента на тормозном пучке с верхней границей 55 МэВ, мы измеряем не только ГДР, но и вклад других компонент — ГДР2, КР и КД.

Таблица 3.1: Сечения на эквивалентный квант для различных механизмов фотоядерной реакции ${}^{100}Mo(\gamma, 1p){}^{99}Nb$ в зависимости от энергии электронов E^m .

E^m , M \ni B	$\sigma_{a tot}$, мб	<i>о</i> ат, мб	<i>о</i> ат, мб	$\sigma_{a \text{ KP}}$, MÓ	σ_{a} глрэ, мб	σ _{а кл} , мб
15	2.83E-05	2.82E-05	0	9.22E-08	5.18E-09	1.21E-08
20	0.22	0.15	0.07	0.00063	7.53E-05	1.91E-05
25	2.05	0.45	1.58	0.016	0.0009	0.0008
30	3.01	0.70	2.17	0.135	0.0043	0.0035
35	3.50	0.86	2.38	0.23	0.013	0.007
40	3.82	0.98	2.52	0.27	0.032	0.010
45	4.06	1.07	2.62	0.30	0.054	0.013
50	4.24	1.14	2.71	0.32	0.068	0.015
55	4.39	1.19	2.78	0.33	0.077	0.017

Для расчета результатов, которые будут измерены в эксперименте, было рассчитано суммарное сечение на эквивалентный квант для реакции ${}^{100}Mo(\gamma, 1p){}^{99}Nb$ и сечения отдельных компонент. Результаты суммированы в таблице 3.1 и на рис.3.4. Видно, что при энергии электронов ускорителя выше 30 МэВ достаточно большой вклад в полное сечение на эквивалентный квант для реакции ${}^{100}Mo(\gamma, 1p){}^{99}Nb$ вносит квадрупольный резонанс. Для того, чтобы исследовать только вклад ГДР нужно проводить эксперимент с верхней границей тормозного спектра при энергии 20-30 МэВ. Измерения при нескольких энергиях от 15 до 30 МэВ позволит также исследовать зависимости изоспинового расщепления ГДР от энергии гамма-квантов.

3.3.2.. Моделирование эксперимента по измерению выходов реакции фотоделения $^{238}{\rm U}(\gamma,F)$

Ядерные данные о взаимодействии γ-квантов с тяжелыми ядрами необходимы для решения большого числа прикладных и фундаментальных задач.Данные о фотоделении и фотонейтронных реакциях необходимы для разработки систем транмутации ядерных отходов, создания пучков радиоактивных ядер и др.. Также эти данные используются при расчетах распространенности нейтроноизбыточных ядер, образующихся в результате взрыва сверхновых. В последнее время активно проводятся исследования альтернативных способов наработки медицинских изотопов, традиционно получаемых на реакторах. В частности предлагается использование фотоядерных реакций и реакции фотоделения. Новые ядерные данные необходимы также для изучения структуры атомных ядер и проверки предположений о барьере деления.



Рис. 3.5: Сечения реакции полного фотопоглощения 238 U (γ, Xn)

Сечения фотонейтронных реакций и реакции фотоделения в области

энергий гигантского дипольного резонанса были измерены в нескольких экспериментах [16–23]. На рис. 3.6. представлены полные сечения фотопоглощения ²³⁸U, полученные на пучках квазимонохроматических фотонов [16, 17], оцененные сечения [24, 25] и сечения, рассчитанные с помощью программы TALYS. В полном сечении фотопоглощения [17] $\sigma(\gamma, tot)$ наблюдается два максимума, расположенных при энергии E(1) =10.77 МэВ и E(2) = 13.80 МэВ. Расщепление гигантского резонанса на два максимума обусловлено деформацией ядра ²³⁸U в основном состоянии. Первый максимум проявляется в основном в канале реакции (γ, n) , второй – в канале реакции $(\gamma, 2n)$. Сечения реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, F) представлены соответственно на рис. 3.7-3.9.



Рис. 3.6: Сечения реакции 238 U $(\gamma, n)^{237}$ U

В экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов [16, 17] разделение каналов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ проводилось на основе анализа энергетических спектров замедленных нейтронов, измеренных на различных расстояниях от исследуемой мишени методом совпадений. Этот же метод был использован для регистрации каналов реакции деления $(\gamma, F) = (\gamma, fiss) + (\gamma, n fiss)$. Реакция фотоделения определялась по



Рис. 3.8: Сечения реакции фотоделения $^{238}\mathrm{U}(\gamma,F)$

регистрации на совпадение сигналов от трех и более нейтронов. Проблемы, связанные с определением парциальных сечений фотонейтронных реакций по множественности детектируемых нейтронов, привели к тому, что в разных лабораториях получаются разные по величине сечения. Такая ситуация наблюдается для сечений фотоядерных реакций с вылетом нейтронов для большого набора ядер-мишеней.

Из рис. 3.7-3.9. видно существенное различие сечений, полученных в разных лабораториях. Кроме того наблюдается большое различие экспериментальных сечений и модельных, рассчитанных с помощью статистического описания современного кода ядерных реакций TALYS. Во всех представленных работах сечения были измерены регистрации нейтронов. В экспериментах на с помощью пучках квазимонохроматических фотонов [16, 17] разделение каналов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ проводилось на основе анализа энергетических спектров замедленных нейтронов, измеренных на различных расстояниях от исследуемой мишени методом совпадений. Этот же метод был использован для регистрации каналов реакции деления $(\gamma, F) = (\gamma, fiss) + (\gamma, n fiss).$ Реакция фотоделения определялась по регистрации на совпадение сигналов от трех и более нейтронов. Определение парциальных сечений фотонейтронных реакций по множественности детектируемых нейтронов, привели к тому, что в разных лабораториях получаются разные по величине сечения. Существует только одна работа [29], в которой на пучке тормозного излучения был измерен выход и среднее сечение реакции (γ , n) методом наведенной активности. В этом методе регистрируется активность конечного ялра по характерным гамма-линиям в спектре. Этот метод лишен недостатков метода разделения нейтронов по множественности. Однако в работе [29] в зависимости от нормировки сечение меняется в два раза, и его сложно использовать для оценки сечений. Результаты активационных экспериментов по измерению выхода и среднего сечения реакции фотоделения ²³⁸U отсутствуют в литературе.

Метод наведенной активности, используемый в НИИЯФ МГУ, позволяет измерять выходы реакции фотоделения $^{238}U(\gamma, F)$ и $^{238}U(\gamma, 1n)$, выходы реакции с вылетом двух нейтронов нельязи измерить активационной методикой, т.к. изотоп ^{236}U имеет большой пеиод полураспада.



Рис. 3.9: Сечения на эквивалентный квант реакции 238 U $(\gamma, n)^{237}$ U в зависимости от энергии электронов ускорителя



Рис. 3.10: Сечения на эквивалентный квант реакции $^{238}{\rm U}(\gamma,F)$ в зависимости от энергии электронов ускорителя

Было рассчитано суммарное сечение на эквивалентный квант для реакции $^{238}U(\gamma, F)$ и $^{238}U(\gamma, 1n)$, которые могут быть получены в эксперименте при облучении тормозными гамма-квантами с максимальной

энергией от 10 до 55 МэВ. Результаты суммированы в таблице на рис.3.9 и 3.10. Измерения при разных верхних границах тормозного спектра позволят выполнить оценку сечений реакций 238 U(γ, F) и 238 U(γ, n) 237 U.

Глава 4.

Заключение

Работа направлена на получение новых экспериментальнх данных о фотоядерных реакциях. Для этой цели было предложено выпонить модификацию вакуумной камеры ускорителя электронов РМ55, которая позволяет проводить исследования фотоядерных реакциях при энергиях электронов от 15 до 55 МэВ с шагом 5 МэВ. Была создана полная трехмерная модель модернизированной вакуумной камеры ускорителя с учетом всех технических требований, предъявляемых к проведению активационных экспериментов, a также схемы И документация, необходимые для производства камеры. С помощью пакета GEANT4 разработана физическая модель новой камеры, которая позовляет моделировать фотоядерные эксперименты, которые будут выполняться модернизированном ускорителе. Приведено моделирование двух на типов фотоядерных экспериментов, проводимых в НИИЯФ МГУ: по исследованию изоспинового расщепления ГДР с помощью измерений выходов фотопротонных реакций и по исслдеования фотоядерных реакций на тяжелых ядрах.

Литература

- 1. H. Olsen, L.C. Maximon and H. Wergeland, Phys. Rev. 106 (1957) 27.
- 2. H.K. Tseng and R.H. Pratt, Phys. Rev. Al (1970) 528.
- 3. H.K. Tseng and R.H. Pratt, Phys. Rev. A3 (1971) 100.
- 4. H.K. Tseng and R.H. Pratt, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 516.
- 5. R.H. Pratt and H.K. Tseng, Phys. Rev. All (1975) 1797.
- 6. C.M. Lee, L. Kissel, R.H. Pratt and H.K. Tseng, Phys. Rev. Al3 (1976) 1714.
- 7. R.H. Pratt and C.M. Lee, Phys. Rev. Al6 (1977) 1733.
- L. Kissel and C. MacCallum, Univ. of Pittsburgh paper PITT-179 (Aug. 1977).
- 9. R.H. Pratt, H.K. Tseng, C.M. Lee, L. Kissel, C. MacCallum and M. Riley, Atomic Data and Nuclear Data Tables 20 (1977) 175; errata in 26 (1981) 477.
- 10. H.K. Tseng and R.H. Pratt, Phys. Rev. Al9 (1979) 1525.
- 11. R.H. Pratt and H.K. Tseng, Proc. Int. Conf. on X-Ray and XUV Spectroscopy, Sendai (1978); Jap. J. Appl. Phys. 17 (1978) 347.
- L. Kissel, C. MacCallum and R.H. Pratt, Sandia National Laboratories Report SAND 81-1337 (Aug. 1981).
- 13. R.H. Pratt, Comments on Atom. Mol. Phys. 10 (1981) 121.
- R.H. Pratt, Fundamental Processes in Energetic Atomic Collisions, eds.,
 H.O. Lutz, J.S. Brings and H. Kleinpoppin (Plenum, New York, 1983).

- R.H. Pratt and I.J. Feng, Atomic Inner Shell Physics, ed., B. Crasemann (Plenum, New York, 1985).
- 16. Veyssiere A, Beil H, Bergere R et al (1973) A study of the photofission and photoneutron processes in the giant dipole resonance of ²³²Th ²³⁸U and ²³⁷Np. Nucl Phys A 199:45–64. https://doi.org/10.1016/0375-9474(73)90333-3
- 17. Caldwell J T, Dowdy E J, Berman B L, Alvarez R A, Meyer P (1980) Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ²³⁵U, ²³⁶U, ²³⁸U, and ²³²Th. Phys Rev C 21:1215–1231. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.21.1215
- 18. Gavrilov B I, Lazareva L E (1956) Yields of photoneutrons from mediumheavy and heavy nuclei. J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)30: 855-861.
- 19. Katz L, Mcneill K G, Leblanc M, Brown F (1957) Photoneutron emission from ²³²Th, ²³³U, ²³⁸U and ²³⁹Pu. Can. J. Phys. 35:470. https://doi.org/10.1139/p57-052
- 20. Knowles J W, Mafra O. Y (1973) Intermediate Structure in the Photoneutron, Photofission and photoabsorption Cross Sections of ²³⁸U at the fission threshold. Int. Conf. on Photonucl. Reactions, Pacific Grove 1973, Vol.1, p.647
- 21. Dickey P A, Axel P (1975) ²³⁸U and ²³²Th Photofission and Photoneutron Emission near Threshold. Phys Rev Lett 35:501–504. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.35.501
- Gerab F, Martins M N (1993) One neutron photoemission cross section of ²³⁸U. Phys Rev C 48:105–108. https://doi.org/0.1103/PhysRevC.48.105
- 23. Goncalez O L, Geraldo L P, Semmler R (1999) Measurement of neutron photoproduction cross sections for ²³²Th and ²³⁸U. using capture gamma rays. Nucl. Sci. Eng. 132:135. https://doi.org/10.13182/NSE99-A2055
- 24. Varlamov V V, Peskov N N, Rudenko D S, Stepanov M E (2003) Photoneutron reaction cross sections in experiments with beams of

quasimonoenergetic annihilation photons. Vop. At.Nauki i Tekhn. Ser. Yadernye Konstanty Issue.1-2:48

- 25. Varlamov V V, Peskov N N (2007) Evaluation of (γ, Xn) , (γ, Sn) , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, and (γ, f) reactions cross sections for actinides nuclei ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁷Np, and ²³⁹Pu: consistency between data obtained using quasimonoenergetic annihilation and bremsstrahlung photons. Moscow State Univ.Inst.of Nucl.Phys.Reports, No.2007-8/829
- 26. Schroder B, Nordgren B, Alm A (1972) Yields of some photofission products from $^{238}\rm{U}.$ Nucl. Phys. A 193:555. https://doi.org/10.1016/0375-9474(72)90340-5
- 27. Mafra O Y, Kuniyoshi S, Goldemberg J (1972) Intermediate Structure in the Photoneutron and Photofission Cross Sections in ²³⁸U and ²³²Th. Nucl. Phys. A 186:110. https://doi.org/10.1016/0375-9474(72)90128-5
- 28. Ishkhanov B S, Kuznetsov A A (2014) ²³⁸U photofission in the energy region of the giant dipole resonance. Phys. Atom. Nuclei 77:824. https://doi.org/10.1134/S1063778814070084
- 29. Naik H, Crasta R, Suryanarayana S V et al (2013) Photo-neutron crosssection measurement in the 8 and 10 MeV bremsstrahlung induced reaction of ²³⁸U. J. Radioanal. Nucl. Chem. 298:1065. https://doi.org/10.1007/s10967-013-2488-9