Министерство образования и науки РФ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Смоленский государственный университет»

Кафедра физики и технических дисциплин

Выпускная квалификационная работа

## АНАЛИЗ ОБЛУЧЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Выполнил:

студент 5 курса

физико-математического факультета

специальности

«Физика и Информатика»

ЗАЙЦЕВ Андрей Александрович

Научный руководитель: к.ф.–м.н. ЕРШОВ Дмитрий Кириллович к.ф.–м.н. АРТЕМЕНКОВ Денис Александрович

Смоленск

# Содержание

Введение
Цели и задачи дипломной работы 6
Глава 1. Применение методики ядерных эмульсий в исследованиях ядро – ядерных взаимодействий
§1.1. Методика ядерных эмульсий в современной экспериментальной физике
§1.2. Проект «BECQUEREL» в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ10
§1.3. Компания ОАО «Славич»11
<ul> <li>§1.4. Тестирование ядерных эмульсий тепловыми нейтронами.</li> <li>Взаимодействие нейтронов с ядрами атомов бора (<sup>10</sup>B)</li></ul>
§1.5. Эксперимент 16
§1.5.1. Подготовка ядерной эмульсии к облучению 16
§1.5.2. Облучение ЯЭ на реакторе быстрых нейтронов 17
§1.5.3. Проявка ядерной эмульсии 18
§1.6. Процедура сканирования ЯЭ 19
§1.7. Погрешности измерений пробегов и углов в ЯЭ
Глава 2. Моделирование взаимодействия тепловых нейтронов с веществом ядерной эмульсии
§2.1. Метод Монте – Карло
§2.2. Современные средства моделирования (GEANT4, SRIM) 26

§2.3. Процедура моделирования взаимодействия нейтронов с веществом ЯЭ в
GEANT4. Результаты моделирования ${}_{5}^{10}B(n, \alpha)_{3}^{7}Li$
Глава 3. Описание результатов
§3.1. Определение потока нейтронов через вещество ЯЭ 36
§3.2. Пробеги ядер гелия и лития в веществе ЯЭ 39
§3.3. Распределение по относительному пространственному углу Θ фрагментов лития и гелия
§3.4. Зависимость пробег–энергия для продуктов реакции ${}^{10}_{5}B(n, \alpha){}^{7}_{3}Li - ядер$
$82.5 \text{ Proproduction to polynomial O programm } {}^{10}P(n,q)^{7}Ii \qquad 52$
$_{5}$ Спределение по величине Q реакции $_{5}$ Сп, и $_{3}$ Li
пуоликации
Литература
Приложение

#### Введение

Использование фотографических эмульсий в ядерных исследованиях при изучении взаимодействий частиц с ядрами сыграло значительную роль в развитии представлений 0 механизме указанных взаимодействий. Фотографическая эмульсия стала первым инструментом, с помощью которого в 1896 г. была открыта естественная радиоактивность урана. В первых A. Беккереля увеличение оптической опытах плотности фотопластинки после её экспонирования под образцом, содержащим уран, и химической обработки свидетельствовало о прохождении ионизирующих частиц, которые активировали микрокристаллы бромистого серебра, вызывая потемнение облученных участков после проявления фотопластинки. В 1937 г. М. Блау и Г. Вембахер, просматривая фотоэмульсию под микроскопом, зафиксировали распад ядра серебра в ядерных эмульсиях, облученных космическими лучами [33]. Используя такую же методику, С.Ф. Пауэлл с коллегами открыл π-мезон в 1947 г. [31, 32]. Работа [31] была отмечена Нобелевской премией. Значительную роль В развитии метода фотографических эмульсий в России сыграли советские ученые Л.В. Мысовский и А.П. Жданов [33]. Они одни из первых смогли наблюдать следы относительно медленных α- частиц и протонов. Возможность визуального наблюдения единичных актов ядерного взаимодействия в виде треков в ядерной эмульсии позволяет непосредственно получить большое число данных о характеристиках ядерных реакций. Например, о числе и природе образующихся при расщеплении ядра заряженных частиц (ядер – фрагментов), об ИХ угловых И энергетических распределениях, 0 передаваемых ядру при столкновении энергии и импульсе.

Данные, получаемые в результате исследований с использованием ядерных эмульсий, могут быть использованы для проверки моделей базирующихся на тех или иных теоретических расчетах и представлениях. Стоит отметить, что фотоэмульсии обеспечивают наилучшее пространственное разрешение (0,4 × 0,4 × 0,4 мкм<sup>3</sup>) в отличие от других

аналоговых систем регистрации заряженных частиц (7 × 7 × 7мкм<sup>3</sup>) [15]. Метод эмульсий предоставляет ядерных возможность непрерывно достаточно информацию накапливать И долго хранить 0 ядерных взаимодействиях. Так, например, в фотоэмульсионной группе ЛФВЭ ОИЯИ хранятся пластинки, облученные на синхрофазотроне ЛВЭ (в настоящее время музейный экспонат). Подобные материалы хранятся и в ЦЕРНе. Снимки событий там используются в качестве сувенирной продукции для посетителей. По-видимому, единственным недостатком использования ядерных эмульсий является невысокая скорость и высокая трудоемкость сбора информации. Создание высокоскоростных сканирующих комплексов позволяет отчасти решить эту проблему (комплекс ПАВИКОМ в ФИАН г. Москва и д.р.) [34].

## Цели и задачи дипломной работы

Основные цели и задачи данной работы могут быть сформулированы следующим образом:

- Тестирование фотоэмульсионных слоев обогащенных бором, воспроизведенных впервые в ОАО «Славич», на пучке тепловых нейтронов ЛНФ ОИЯИ;
- Изучение возможностей измерительного оборудования имеющегося в распоряжении фотоэмульсионной группы ЛФВЭ для регистрации коротких (в несколько микрон) треков ядер;
- Определение пробежных длин, угловых и энергетических характеристик продуктов реакции  ${}_{5}^{10}B(n,\alpha)_{3}^{7}Li$  и потока нейтронов через объем фотоэмульсии;
- Сравнение полученных результатов с результатами ранних работ и моделирования;
- Демонстрация возможностей фотографического метода для задач нейтронной спектрометрии, активационного анализа и дозиметрии (часть облученного материала была передана для анализа в Институт радиационной дозиметрии в Прагу, Чехия).

## Глава 1. Применение методики ядерных эмульсий в исследованиях ядроядерных взаимодействий

§1.1. Методика ядерных эмульсий в современной экспериментальной физике

Ядерные OAO эмульсии «Славич» представляют собой высококонцентрированные и высокодисперсные эмульсии из кристаллов галоидного серебра (преимущественно бромистого серебра и небольшого количества иодида серебра), распределенного в желатине. При воздействии на эмульсию светом или ионизирующей частицей в «зернах» происходит разложение бромистого серебра И образование центров скрытого изображения (ионов серебра). Следует отметить, что взаимодействие заряженной частицы с желатиной ЯЭ не приводит к какому-либо значительному видимому результату. Заряженная частица, движущаяся в ядерной эмульсии, теряет свою энергию в результате взаимодействия с электронами среды и атомными ядрами. Образующееся в результате мельчайшие частицы серебра служат центром проявления, то есть процесса дальнейшего выделения серебра, создающего видимое изображение [23]. В результате, после пропитывания фотоэмульсии раствором специального проявителя (в частности амидоловый проявитель), «зерна» превращаются в След однозарядной металлического серебра. ионизирующей частицы частицы в эмульсии, наблюдаемый с помощью оптического микроскопа, имеет вид цепочки таких «зерен» (так называемых треков заряженных частиц) со средним расстоянием между ними, не превышающим 5 мкм. По характеру этого следа, отклонение от прямолинейного распространения (рассеяния) и концентрации «зерен», можно идентифицировать тип частицы [44, 18].

Для конкретной задачи эксперимента необходимо руководствоваться выбором чувствительности эмульсии. Существует несколько типов эмульсии, отличающиеся дискриминационной способностью:

- Эмульсии низкой чувствительности, предназначенные для регистрации сильно ионизирующих частиц с потерями энергии ≥50 кэВ на 1 мк пробега (осколков деления, многозарядных ионов, медленных α– частиц).
- Эмульсии средней чувствительности, способные регистрировать следы частиц с ионизацией ≥ 2 кэВ на 1 мк пробега (протоны с энергией 50–100 МэВ).
- Эмульсии высокой чувствительности, регистрирующие следы частиц с минимальной ионизацией (0.55 кэВ на 1 мкм). [33]

Чувствительность отдельных бромосеребряных микрокристаллов в эмульсии данного состава обычно зависит от их размеров. Так, например, если необходимо зарегистрировать следы тяжелых частиц, необходимо добиться уменьшения размеров микрокристаллов эмульсии до 0,1 мкм. [44]. Также для повышения чувствительности к эмульсии добавляют небольшие количества различных веществ, главным образом красителей. Смесь микрокристаллов промежуточных размеров облегчает задачу различения треков частиц различных масс. Высокая концентрация бромистого серебра необходима для формирования отчетливого следа ионизирующей частицы.

Толщина эмульсионного слоя является весьма важным фактором, определяющим ценность эмульсии, поскольку с увеличением толщины повышается возможность регистрации больших отрезков пробегов частиц, падающих под большими углами к поверхности эмульсии. После проявки длину следа можно вычислить по формуле:

 $R = \sqrt{X^2 + Y^2 + (S \cdot Z)^2} , \qquad (1)$ 

где X и Y – метрические характеристики трека в фокальной плоскости, Z – глубинная составляющая следа, измеренные после обработки эмульсии, a S – коэффициент усадки ЯЭ. Усадка эмульсии обусловлена вымывание непроявленного галоидного серебра в процессе проявки. Величина S определяется формулой:

$$S = 1 + \frac{V_s}{V_g} , \qquad (2)$$

где *V<sub>s</sub>* – объем удаленных веществ и *V<sub>g</sub>* – объём желатины [44]. Коэффициент усадки S увеличивается с увеличением относительной влажности, так как желатина гигроскопична (набухает при поглощении влаги).

Методика ядерных эмульсий применима для широкого диапазона физических задач. С помощь фотоэмульсионных слоев осуществляется мюонная радиография, позволяющая изучать внутреннюю структуру массивных объектов (вулканов, пирамид, и т.д.), не подвергая его полному или частичному разрушению; регистрация осцилляций нейтрино (эксперимент Опера, Гран–Сассо, Италия-Швейцария); поиск частиц темной материи по ядру отдачи (Швейцария, Япония); изучение структурных особенностей легких ядер при высоких энергиях (ЛВФЭ ОИЯИ, проект Беккерель), мониторинг энергетических установок (реакторов), исследование космических лучей в верхних слоях атмосферы и на околоземной орбите [35, 36, 38].

#### §1.2. Проект «BECQUEREL» в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ

Настоящий дипломный проект был реализован в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ имени академиков В. И. Векслера и А. М. Балдина. Приведенные далее экспериментальные данные получены в рамках исследовательской программы эмульсионного сотрудничества проекта «Беккерель». Основным направлением исследовательской работы проекта «Беккерель» – изучение процессов фрагментации легких радиоактивных ядер, а также получение обзорной информации по зарядовым состояниям вторичных частиц при фрагментации промежуточных и тяжелых ядер. Задача состоит в исследовании кластерной структуры ядер и возможных коллективных возбуждений ядерной материи. Особое внимание уделяется процессам множественного образования вторичных частиц в ядро – ядерных взаимодействиях (дифракционная диссоциация ядер), позволяющим исследовать структуру ядра (пример событий исследуемых ядро – ядерных взаимодействий приведен на рисунке 1 приложения дипломной работы).

#### §1.3. Компания ОАО «Славич»

В настоящее время единственным производителем ядерных фотоэмульсий для нужд ядерной физики в России (в частности для группы ЛВФЭ ОИЯИ) является компания ОАО «Славич» г. Переславль-Залесский Ярославской области. Основным ассортиментом «Славич» является: фотобумага, фотопластинки, голографические пленки, материалы для микроэлектроники, цветная упаковка.

Одна из перспективных разработок предприятия – это производство ядерной эмульсии (вплоть до наноразмерной). Перспективность наноэмульсий заключается в том, что с ее использованием можно добиться большей точности в измерениях пробежных длин и угловых характеристик треков. Однако ее производство связано с рядом технических трудностей и требует использования высококачественного сырья. В планах ОАО «Славич» и ОИЯИ стоит развитие фотоэмульсионного метода и его использования для задач фундаментальной науки и прикладных исследований.

Примерный состав борированной ядерной эмульсии, использованной в данной работе: серебро (Ag) – 48,5%, бром (Br) – 34,8%, углерод (C) – 7%, кислород (O) – 7%, водород (H) – 1%, азот (N) – 0,07%, сера (S) – 0,2% и бор (B) – 1%.

§1.4. Тестирование ядерных эмульсий тепловыми нейтронами.
 Взаимодействие нейтронов с ядрами атомов бора (<sup>10</sup>*B*)

Для оценки качества и пригодности ядерной эмульсии к широкому использованию в экспериментах в области ядерной физики и физики частиц необходимо проводить тестирование производимых фотоэмульсионных слоев. Обычно для этого используются хорошо уже изученные процессы (ядерные реакции и т.п.). Для тестирования обычно применяются пучки, как заряженных частиц (ионов, лептонов), так и нейтральных – нейтронов различных энергий. В работе [21] приводится описание облучения ядерной фотоэмульсии пучком нейтронов 14 МэВ, исследуется реакция расщепления ядра углерода ( $^{12}C$ ) на три альфа – частицы. Работа с ядерными эмульсиями в сути своей заключается в анализе характеристик треков оставляемых продуктами реакции. Так как нейтрон обладает нулевым электрическим зарядом, он непосредственно не регистрируется фотографической эмульсией. Однако нейтрон может инициировать ядерную реакцию, которая в свою очередь может быть зарегистрирована. Нейтроны также могут быть обнаружены по упругому рассеянию на ядре «мишени» и передаче последнему части энергии нейтрона. Если переданная энергия нейтрона ядру отдачи достаточна, ядро ионизирует вещество вокруг центра взаимодействия, образуя трек при проявке. Нейтрон может вызывать ядерные реакции, продукты которого (альфа – частицы, ядра – фрагменты, протоны) могут регистрироваться ЯЭ [40]. Для этого необходимо ввести соответствующее ядро партнер В объем эмульсии, например, путем пропитки фотоэмульсионных слоев веществом, которое дает при взаимодействии с нейтронами ядерную реакцию.

Для обнаружения тепловых нейтронов можно использовать следующие реакции, протекающие в эмульсии, обогащенной соответствующими элементами:

$${}_{3}^{6}Li + n \rightarrow {}_{2}^{4}He + {}_{1}^{3}H$$

$${}^{10}_{5}B + n \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{7}_{3}Li$$
$${}^{14}_{7}N + n \rightarrow {}^{14}_{6}C + {}^{1}_{1}H$$

В приложении (рисунки 2 и 3) представлены фотографии ядерной эмульсии [44], на которых изображены треки фрагментов, образованных испущенными при расщеплении литием ( ${}^{6}Li$ ) и азотом( ${}^{14}N$ ).

B эмульсия, произведенная данной работе ядерная научнопроизводственным объединением «Славич», была пропитана борированной кислотой  $Na_2B_4O_7 \cdot 10H_2O + H_3BO_3$  (примерное содержание атомов бора в эмульсии составляла около 1%). Рассматриваемая реакция  ${}_{5}^{10}B(n, \alpha)_{3}^{7}Li$  идет на изотопе  ${}^{10}B$ , который присутствует в естественном боре в количестве 18%. Выбор пропитки ядерной эмульсии атомами бора не случаен, поскольку сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами бора больше (σ ≈ 3900 барн), чем у реакций с участием ядер лития( $^{6}Li$ ) и азота ( $^{14}N$ ), 900 барн и 1,7 барна соответственно. Из двух более лёгких элементов (<sup>6</sup>Li и <sup>10</sup>B), обладающих сильным поглощением тепловых нейтронов, бор более удобен, так как его коэффициент поглощения примерно в 10 раз больше чем у <sup>6</sup>Li [15, 12]. Большое значение коэффициента поглощения желательно потому, что оно дает возможность использовать тонкослойные эмульсии (до 100 мкм), производство которых востребовано в прикладных исследованиях (мюонная радиография, нейтринные осцилляции и т.д.). В силу того, что сечение поглощения высоко, то можно ожидать большого количества событий реакции в объеме эмульсионного слоя и уменьшить время экспозиции. Сечение поглощения реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha){}^{7}_{3}Li$  тепловых нейтронов с энергией 0,025 еВ атомами бора составляет 3940 барн. С ростом энергии нейтронов сечение реакции падает по закону 1/v ( $E^{-1/2}$ ), достаточно точно вплоть до энергии 10<sup>4</sup> eB [14] (см. рисунок 1).



Рисунок 1 – График зависимости сечения поглощения нейтронов ядрами бора от энергии нейтронов [43].

При взаимодействии нейтрона с ядром бора наблюдается ядерная реакция:

$${}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{7}_{3}Li^*$$
$${}^{7}_{2}Li^* \rightarrow {}^{7}_{2}Li + \gamma$$

В результате поглощения нейтрона ядром атома бора образуется промежуточное ядро бора в возбужденном состоянии ( ${}^{11}B^*$ ), время жизни которого t ~ 10<sup>-12</sup> с [4]. Энергия возбуждения ядра приблизительно равна разности в массах  ${}^{10}B + n$  и  ${}^{11}B$  [10, 30]:

$$M({}^{10}_{5}B) + M(n) - M({}^{11}_{5}B) = 11,5 \text{ M} \cdot B/c^2$$

Энергия связи нуклонов в ядре бора (<sup>11</sup>*B*) составляет 76 МэВ (или 6,9 МэВ/нуклон) [45]. С учетом возбуждения ядра бора (<sup>11</sup>*B*), энергия связи нуклонов в ядре бора (<sup>11</sup>*B*<sup>\*</sup>) получается равной 65 МэВ ( $E_{\text{связи}} - E_{\text{возбуждения}}$ ) (см. рисунок 4 приложения).

Отсюда следует критерий, по которому составное ядро может расщепиться: суммарная энергия связи фрагментов реакции должна быть меньше энергии связи возбужденного ядра бора ( ${}^{11}B^*$ ) [37]. Поэтому в данной

реакции энергетически выгодно возбужденному ядру бора ( ${}^{11}B^*$ ) расщепиться на  $\alpha$ -частицу и ядро лития ( ${}^{7}Li$ ). Существуют другие каналы реакции расщепления составного ядра бора ( ${}^{11}B^*$ ), в которых фрагменты реакции могут туннелировать сквозь кулоновский барьер, например:

$${}^{11}_{5}B^* \rightarrow {}^{8}_{4}Be + {}^{3}_{1}H$$
$${}^{11}_{5}B^* \rightarrow {}^{10}_{4}Be + {}^{1}_{1}H$$

В этом случае, кинетические энергии получившихся фрагментов недостаточны для регистрации в объеме ядерной эмульсии.

Пробежные длины ядер в эмульсии зависят от их энергии, заряда и массы. Зависимость пробег–энергия будет обсуждаться в последующих главах.

Практическая ценность изучения данного вида взаимодействий состоит в том, что, например, в современной ядерной медицине широко обсуждается вопрос использования бор нейтронозахватной терапии в онкологии. Ее суть заключается в том, что в злокачественной клетке накапливают атомы бора, после опухоль облучают тепловыми нейтронами (Boron Neutron Capture Therapy). В результате происходит ядерная реакция с высвобождением большой энергии в клетке, что приводит к ее уничтожению. При этом бор легче выводится из организма и за счет большого сечения взаимодействия требует меньше времени для экспозиции пучка тепловых нейтронов [4, 5], что, несомненно, более безопасно как для здоровых клеток, так и для человеческого организма в целом.

### §1.5. Эксперимент

### §1.5.1. Подготовка ядерной эмульсии к облучению

Компанией ОАО «Славич» были произведены две пластинки размером 9 х 12см<sup>2</sup>. Фотоэмульсионные слои были обогащены бором (борированная кислота Na $_2$  B $_4$  O $_7$  .10H $_2$  O + H $_2$  BO $_3$ ). Толщина политого эмульсионного слоя до проявки составляла (60±10) мкм. Обе пластинки были разрезаны на четыре части, каждая из которых, была наклеена на подложку из стекла 1,8 -1,9 Затем были MM. слои эмульсии на стекле завернуты В светонепроницаемую бумагу и переданы в Лабораторию нейтронной физики имени И.М. Франка объединенного института ядерных исследований г. Дубны Московской области для последующего облучения.

### §1.5.2. Облучение ЯЭ на реакторе быстрых нейтронов

Облучение ядерной эмульсии проводилось на установке «Колхида» первого канала импульсного реактора быстрых нейтронов (ИБР-2) [8, 24]. Импульсный реактор ИБР-2 имеет один из самых высоких потоков нейтронов у замедлителя в мире: ~10<sup>16</sup> н·см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup> с 2 МВт пиковой мощности. Несмотря на это, реактор экологически выгоден: он потребляет гораздо меньше энергии, чем другие исследовательские реакторы и использует очень мало топлива (меньше чем 20 л PuO<sub>2</sub>) которое рассчитано на период службы в 15-20 лет. Характеристики реактора: тип топлива PuO<sub>2</sub>, частота импульсов 5 и 10 Гц, полуширина импульсов 340 мкс, интенсивность пучка нейтронов с поверхности замедлителя (на момент облучения фотоэмульсионных слоев) по порядку величины примерно равна 10<sup>5</sup> н.см<sup>-2</sup>.сек<sup>-1</sup> (по результатам тестовых независимых измерений). Время экспозиции пучка тепловых нейтронов на поверхность эмульсии составило 1800 секунд. Энергетический спектр тепловых нейтронов с поверхности замедлителя на 1 канале с установки «КОЛХИДА» представлен в работе [7] и приложении (рисунок 5). Подробное описание работы импульсного реактора изложено в [26, 47].

Поскольку стеклянная подложка ядерной эмульсии, после облучения содержала в своем составе изотопы натрия  $^{24}Na$  имеющего период полураспада T=15ч. и являющийся источником наведенной радиоактивности, ядерные эмульсии были переданы в последующую химическую обработку (проявку) лишь спустя 2 недели после облучения. По этой причине последующее облучение ядерной эмульсии планируется производить на органической подложке (целлюлозной пленке).

#### §1.5.3. Проявка ядерной эмульсии

После прохождения дозиметрического контроля ядерная эмульсия была передана в Лабораторию физики высоких энергий (ЛФВЭ) для проявки и просмотра.

Методика проявления ядерных эмульсий требует четкого соблюдения последовательности шагов. Для проявки ядерных эмульсий необходим медленно работающий проявитель, дающий слабую химическую вуаль и способных проникать на всю глубину эмульсии. Толщина исследуемой в данной работе эмульсии составила 60 мкм. Проявка проводилась в стандартном амидоловом проявителе.

Процесс обработки состоит из следующих стадий:

1. Пропитка в дистиллированной воде при температуре 18 – 20 °С (10 мин).

2. Проявление в проявителе при температуре 20 °С (10 мин).

Промывка в дистиллированной воде комнатной температуры (1 – 2 мин.).

 Фиксация до просветления в 30% растворе фиксажа при комнатной температуре (1 − 2 час).

5. Промывка в проточной водопроводной воде (1 час).

6. Спиртовая сушка в 50% растворе при комнатной температуре (10 мин).

7. Сушка при комнатной температуре и влажности 40-60 % в течение нескольких часов [19].

§1.6. Процедура сканирования ЯЭ

В зависимости от задачи эксперимента, сканирование облученных ядерных эмульсий может осуществляться методами «по следу», «по площади» или «по полоскам».

Способ просмотра «по следу» реализуется в прослеживании пучковых треков исследуемых ядер от места входа в эмульсионный слой, до взаимодействия либо до места выходы трека из эмульсии. Просмотр «по следу» дает возможность зарегистрировать все типы взаимодействия без дискриминации, что позволяет определить длину свободного пробега для определенного типа взаимодействия с высокой точностью. Способ просмотра «по следу» значительно увеличивает время просмотра.

Суть метода просмотра «по площади» заключается в поиске событий из интересующих каналов реакций последовательно во всем объеме эмульсионного слоя. Объективы просмотровых микроскопов обеспечивают относительно узкое поле зрения, поэтому просмотр «по площади» эффективен при использовании объективов с невысоким увеличением (×10), при поиске событий с большой множественностью образующихся треков.

Этот метод позволяет существенно увеличить статистику интересующих событий, так как при нем регистрируются события не только от пучковых треков, вошедших в эмульсионный слой с его торца, но и появившихся в любом месте из соседних слоев.

Более быстрый набор статистики (по сравнению с просмотром «по следу») дает так же метод просмотра «по полоскам». Процедура поиска «по полоскам» отличается от просмотра «по площади» тем, что просмотр осуществляется в определенных частях эмульсионного слоя отстоящих друг от друга на некотором расстоянии (шаге) так, что сканированные области напоминают полосы. Ширина шага подбирается в зависимости от условий облучения (тип ядра, энергия) и исследуемого процесса. Поиск событий

данным методом опирается на особенности в расположении треков идущих от вершины взаимодействия. Взаимная конфигурация группы вторичных треков, сохраняющаяся на достаточно большом расстоянии от вершины взаимодействия и наблюдаемая в соседних по отношению к вершине полях зрения, позволяет быстро находить взаимодействия исследуемых типов. Длина вторичных треков должна быть много больше шага (ширины полоски). Метод обладает высокой надежностью и позволяет ускорить набор статистики для определенных каналов реакций. Существенными недостатками метода просмотра «по полоскам» являются трудности в определении значения величины свободного пробега до взаимодействия, а так же меньшая, по сравнению с методами просмотра «по следу» и «по площади», эффективность нахождения событий [11].

Современные автоматические микроскопные комплексы позволяют существенно ускорить процесс сканирования [2, 6].

Поиск событий  ${}_{5}^{10}B(n,\alpha){}_{3}^{7}Li$ ; осуществлялся просмотром «по площади». Для поиска ядерной реакции  ${}_{5}^{10}B(n,\alpha){}_{3}^{7}Li$  в эмульсиях использовался микроскоп KSM 1 (смотри рисунок 2).



Рисунок 2 – Оптический микроскоп KSM 1

Вид облученной борированной ядерной эмульсии в объективе микроскопа представлен на рисунке 6 в приложении.

При сканировании ядерной эмульсии было необходимо идентифицировать треки исследуемой ядерной реакции. В толще ядерной эмульсии треки фрагментов ядерной реакции  ${}_{5}^{10}B(n,\alpha)_{3}^{7}Li$  представляют собой изображение, пример которого приведен на рисунке 3.



Рисунок 3 – Пример события расщепление тепловыми нейтронами ядра атома бора. На рисунке отчетливо можно различить треки ядер <sup>4</sup>He и <sup>7</sup>Li.

Для определения вершины ядерной реакции  ${}_{5}^{0}B(n,\alpha)_{3}^{7}Li$  необходимо различить треки ионов лития и гелия. Толщина и длина трека связана с зарядом иона (заряженной частицы), образующегося в результате ядерной реакции. Чем больше заряд, тем больше ионизационные потери испытывает ион (заряженная частица), как следствие трек этой частицы толще и короче. Заряды продуктов реакции  ${}_{5}^{0}B(n,\alpha)_{3}^{7}Li$ : заряд ядра лития +3, заряд ядра гелия +2.

В результате сканирования было найдено и изучено 112 событий расщепления ядра бора, идущих с образованием двух фрагментов ядерной реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha){}^{7}_{3}Li$ ,  $\alpha$  – частицы и ядра лития ( ${}^{7}Li$ ). Для статистики из 30 событий были измерены толщины треков.

Подробное обсуждение пробежных длин, угловых и энергетических распределений реакции  ${}_{5}^{10}B(n,\alpha)_{3}^{7}Li$  приведено в главе 3.

§1.7. Погрешности измерений пробегов и углов в ЯЭ

В работе [32] приводится подробное описание возможных ошибок, возникающих при измерении координат треков в эмульсиях, связанных с особенностями методики. Измерению координат точек треков всегда сопутствуют различного рода ошибки из – за дисторсии, ложного рассеяния, шума зерен, шума столика, перефокусировки, тепловых шумов и шумов отсчета. Все перечисленные ошибки, возникающие при измерениях, имеют различную природу, статистические свойства и величину (см. работу [18]).

Большинство ошибок измерения треков частиц подчиняются гауссовскому распределению. К таким ошибкам относят:

- Погрешности каждого отдельного измерения длины. Она имеет порядок 0.2 мкм для отдельного следа.
- 2. Погрешность, обусловленная флуктуациями плотности эмульсии и как следствие возможными колебаниями энергетических потерь и изменением пробежных длин заряженных объектов. Эмульсия содержит два вещества с сильно различающимися тормозными способностями желатину и бромид серебра, что приводит к малым колебаниям тормозной способности. Эти колебания подчиняются распределению гаусса и могут быть оценены посредством перемены участков эмульсии, на которых производятся измерения [44].

К числу систематических погрешностей необходимо отнести ошибку «потери одного зерна» в начале или в конце трека. Однако в ядерных эмульсиях с мелким зерном и высоким содержанием серебра эта погрешность не играет значительной роли.

Отметим некоторые факторы, влияющие на точность измерений углов. При оценке истинной формы следа предполагается, что движение столика микроскопа является строго прямолинейным. В действительности качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной

схемой, тщательностью изготовления, особенностями эксплуатации и технического обслуживания.

При измерении глубин (координаты z) необходимо учитывать кривизну поля зрения объективов. Это объясняется тем, что участок объекта, резко видимый в поле зрения микроскопа, на самом деле не является плоским. Вследствие этого резкое изображение двух точек, видимых в различных частях поля зрения микроскопа, вовсе не означает, что они находятся на одинаковой глубине в эмульсии. Для преодоления этого затруднения точки, глубины которых необходимо измерить, должны устанавливаться на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. Последнее связано с тем, что поверхность резкой наводки обладает, как правило, круговой симметрией относительно оси оптической системы, при условии, что последняя надлежащим образом отъюстирована. Обычно для угловых измерений используются объективы с масляной иммерсией. При этом кажущаяся и фактическая глубины, оказываются весьма близкими, вследствие незначительной разницы в показателях преломления обычно применяемого иммерсионного масла (n=1,52)И желатины. Иммерсионное масло необходимо для усиления яркости и расширения пределов увеличения изображения. По завершении работы с пластинки удаляется иммерсия, для предотвращения заметного изменения толщины эмульсии в месте контакта иммерсионного масла и эмульсии (что необходимо учитывать при работе).

В работе [44] исследовалось влияния субъективного фактора на получение результатов сканирования двумя независимыми наблюдателями. Испытания, проведенные в лаборатории автора, показали превосходное согласие между результатами (приложение рисунок 7), полученными различными наблюдателями, при условии, что последние достаточно опытны в измерении следов.

## Глава 2. Моделирование взаимодействия тепловых нейтронов с веществом ядерной эмульсии

#### §2.1. Метод Монте–Карло

В настоящее время любому ядерно-физическому эксперименту, каким бы бюджетом он не обладал, всегда предшествует этап моделирования. Вероятностные законы взаимодействия с веществом для отдельно взятых частиц (ионов, лептонов) достаточно хорошо изучены. Очень часто требуется определить макроскопические характеристики процессов, В которых участвует большое количество элементарных частиц (электроны, протоны, нейтроны, ионы). При исследовании сложных систем, подверженных случайным возмущениям, используются вероятностные имитационные модели, в которых влияние случайных факторов учитывается с помощью задания вероятностных характеристик случайных процессов (спектральные плотности или корреляционные функции) [8]. В тоже время результаты, полученные при воспроизведении на имитационной модели исследуемого являются случайными реализациями. процесса, Поэтому для поиска объективных И устойчивых характеристик процесса требуется его многократное воспроизведение, с последующей статистической обработкой полученных данных. Именно поэтому исследование сложных процессов и систем, подверженных случайным возмущениям, с помощью имитационного моделирования принято называть статистическим моделированием. Статистическая модель случайного процесса – это алгоритм, с помощью которого имитируют работу сложной системы, подверженной случайным возмущениям; имитируют взаимодействие элементов системы, носящих вероятностный характер. Тогда статистическое моделирование можно определить как способ изучения сложных процессов и систем, подверженных случайным возмущениям, с помощью имитационных моделей [28].

Широкое использование метода Монте-Карло нашло в нейтронной физике, где не работают традиционные численные методы. Метод Монте Карло позволяет приближенно вычислить необходимые характеристики, не

прибегая к помощи макроскопических уравнений. Моделирование процесса взаимодействия частицы с веществом (с атомами вещества) происходит посредством розыгрыша случайных процессов: рассеяние, поглощение, рождение новых частиц и т.д. Вероятности различных взаимодействий частиц данного вида главным образом зависит от так называемого сечения взаимодействия. Историю (результат) каждого такого прохождения частицы записывается в виде дерева случайных взаимодействий. Затем, выбрав поток с большим количеством частиц, строим деревья для каждой из частиц. По этой приближенно совокупности деревьев можно определить все интересующие характеристики: количество частиц того или иного вида в разные моменты времени, количество тех или иных типов взаимодействий, распределение частиц по энергиям и в пространстве, количество выделенной энергии.

Достоинство метода Монте Карло заключается в том, что полностью сохраняется вся информация, полученная при счете деревьев. Всегда можно добавить необходимое число деревьев для более точного определения какойлибо характеристики. Недостатком метода заключается в необходимости запоминать большое количество величин.

Если вычисления проводятся методом Монте Карло, то строгая оценка погрешности невозможна. Большинство вычисляемых методом Монте Карло результатов представляют собой математическое ожидание случайных величин ζ. Вероятная относительная ошибка [41]:

$$\delta_{\text{Bep}} = \frac{0.67}{M\zeta} \sqrt{\frac{D\zeta}{N}}, \qquad (3)$$

где D ζ – дисперсия, N – число испытаний (деревьев). Эта величина довольно хорошо характеризует порядок статистической ошибки.

#### §2.2. Современные средства моделирования (GEANT4, SRIM)

Создание дорогостоящих установок для регистрации взаимодействий элементарных частиц и атомных ядер при высоких энергиях требует прецизионной симуляции прохождения частиц и ядерных фрагментов через вещество детекторов. Для этой цели написаны транспортные коды, позволяющие описать геометрию и конструктивные материалы физических детекторов и включить алгоритмы атомных и ядерных взаимодействий частиц, модифицирующих энергию и импульс частицы, проходящей через вещество, а также способные производить в результате взаимодействия новые частицы. Наиболее известным транспортным кодом, написанном на языке FORTRAN, является программа Geant3, включающая в качестве пакетов адронного взаимодействия такие известные алгоритмы как GCALOR FLUKA. FLUKA И Впоследствии развилась В самостоятельный транспортный код. Однако, язык FORTRAN ограничен В своих возможностях и при создании больших пакетов программ оказывается недостаточно удобен. В связи с этим около двадцати лет назад было предложено создать новый транспортный код Geant4 [1] на базе объектноориентированного языка С++.

Новый проект предусматривал более написание не только эффективной и точной геометрии детекторов, необходимой для транспорта частиц, но и более детальную симуляцию взаимодействия элементарных частиц и ядерных фрагментов с веществом. Взаимодействия с веществом обычно подразделяются электромагнитные на И адронные. Электромагнитные взаимодействия рассматриваются на атомном уровне. Наиболее важными электромагнитными процессами являются: потери энергии и многократное рассеяние частиц при прохождении через вещество детекторов, выбивание из атомов вторичных электронов, рождение фотонов  $u e^+e - пар,$  черенковское и переходное излучение фотонов. Не смотря на то, что основные черты электромагнитных процессов известны уже около полувека, детали электромагнитного взаимодействия частиц с различными

материалами постоянно уточняются. Параметризация электромагнитных процессов является адекватным подходом, поскольку в электромагнитных взаимодействиях фигурируют всего несколько объектов: фотоны, электроны, позитроны, реже мюоны, мезоны и обобщённые ионы, характеризующиеся лишь различными массой и зарядом. При этом в результате электромагнитного взаимодействия возникает всего одна или две вторичные частицы.

Симуляция адронных процессов, моделирует взаимодействия частиц и фрагментов вещества При ядерных С ядрами детектора. попытке параметризовать сечения сталкиваются с большими проблемами, чем в случае электромагнитных взаимодействий. Во-первых, взаимодействия десятков различных адронов (мезонов, барионов и ядерных фрагментов) с ядрами вещества уникальны и требуют индивидуальной параметризации. Во-вторых, множественность частиц реакции может достигать десятков, а то и сотен адронов. В-третьих, в адронных взаимодействиях очень важно сохранять энергию и импульс, поскольку в противном случае будут утеряны не только кинематические корреляции угловых распределений вторичных частиц, но и флуктуации, а то и сама величина энергии, выделившейся в калориметрах физических детекторов. Эти сложности не позволяют использовать параметризацию адронных процессов для получения надёжной симуляции сигнала с детекторов элементарных частиц. В связи с этим была поставлена задача: найти достаточно быстрые и общие модельные решения, которые позволили бы не параметризовать, а рассчитывать спектры вторичных адронов при взаимодействии частиц с ядрами вещества детекторов, сохраняя энергию, импульс и квантовые числа [25].

Создание модели эксперимента в Geant4 по сути заключается в написании программы на языке C++, в которой используется набор типов (классов) и библиотек разработанных для решения задач ядерной физики. В случае успеха при написании и сборке пользователь получает исполняемый файл, работающий с динамическими библиотеками Geant4, реализующий его

случайных событий, запросы на имитацию В детекторе нужной интересующей конфигурации соответствующих физической задаче. Программа на Geant4 должна содержать определение нескольких основных классов, которые заключают в себя всю специфику конкретной задачи, и регистрацию этих классов в специальном объекте G4RunManager, который и управляет процессом моделирования. В число этих классов входят как обязательные:

- G4DetectorConstruction содержит определение геометрии установки, и, обычно, определение используемых материалов и назначении чувствительных областей;
- G4PhysicsList, подключает к моделированию интересующие физические процессы;
- G4PrimaryGeneratorAction описывает источник первичных частиц в моделировании;

так и необязательные классы, без которых моделирование возможно, например: G4RunAction, G4EventAction и G4SteppingAction, позволяющие модифицировать поведение программы написанной с использованием Geant4 на том или ином этапе моделирования. Определение каждого класса помещается в соответствующий отдельный файл (в соответствии с идеологией C++), а в главном файле проекта (например, Neutron.cc) происходит сведение всего воедино и регистрация классов в G4RunManager [17]. Объект класса G4RunManager, управляет запуском/остановкой моделирования.

Еще одним наиболее популярным программным продуктом моделирования является SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter). Данная программа предназначена для расчета пробега ионов в твердотельных материалах. Программа SRIM, представляет собой группу программ для вычисления остановки и спектра ионов (до 2 ГэВ / а.е.м.) в веществе, основанных на квантово-механических расчетах ион-атомных столкновений. Программа была разработана Джеймс Ф., Зейглер М. и Джозеф П. Биерсак в

1983 г. и непрерывно совершенствуется. Программа позволяет рассчитывать конечное трехмерное распределение ионов и события, сопровождающие процесс потери энергии ионом для различных сред – мишеней.

§2.3. Процедура моделирования взаимодействия нейтронов с веществом ЯЭ в GEANT4. Результаты моделирования  ${}_{5}^{10}B(n, \alpha)_{3}^{7}Li$ .

При моделировании взаимодействий тепловых нейтронов с веществом борированной эмульсии перечень использованных при программировании классов приведен в таблице 1. В ней приведены названия и дано краткое описание.

Таблица 1

Имена файлов	Назначение
G4DetectorConstruction.hh G4DetectorConstruction.cc	Описание класса детектора: геометрии, состава вещества, задание областей чувствительности
G4PrimaryGeneratorAction.hh G4PrimaryGeneratorAction.cc	Описание класса источника первичных нейтронов: положение в пространстве, направление вылета нейтронов и т.п.
G4SteppingAction.hh G4SteppingAction.cc G4SteppingVerbose.hh G4SteppingVerbose.cc G4SensetiveDetector.hh G4SensetiveDetector.cc	Описание отдельных действий программы на этапах моделирования, обеспечение вывода результатов моделирования
Neutron.cc	Главный файл проекта, обеспечивающий регистрацию компонентов: детектора, источника частиц, физики; запуск моделирования
visNet.mac	Файл (скрипт) настроек визуализации моделирования и типа частиц и количества испытаний.

Для подключения необходимых физических процессов используемых в моделировании в главном файле проекта служат строчки «G4VUserPhysicsList \*p=phlist->GetReferencePhysList(«QGSP\_BERT\_HP»); runManager->SetUserInitialisation(p);» подключающие составной (компаунд) физический лист QGSP\_BERT\_HP и регистрирующие пакет физики в

менеджере запуска (runManager). QGSP\_BERT\_HP – один из базовых наборов – листов физики используемых в Geant4 для моделирования широкого диапазона физических процессов и явлений. Приставка «\_HP» – означает использование при моделировании базы данных по прохождению (транспорту) нейтронов в веществе и играющую основную роль в данном моделировании. Использование составных листов физических процессов рекомендовано разработчиками, как для начинающих, так и для опытных пользователей пакета, так как позволяет избежать ряда ошибок и долгой отладки связанной с проблемами реализации физики в программных кодах.

Возможности моделирования взаимодействий в Geant4 не ограничиваются лишь получением числовых характеристик исследуемых явлений, так же доступны функции визуализации с использованием библиотек OpenGL [16] (рисунок 4).



Рисунок 4 – Экран моделирования. Слева в окне изображены 3D объем эмульсии – серый и объекты моделировании гамма – зеленый, нейтроны – серый, электроны – красный. Справа – в терминале координаты х, у (в см) – входа нейтрона в объем эмульсии

Результаты моделирования записывались в выходной текстовый файл, который после обработки связанной с выделением интересующих событий выглядел следующим образом,

0 Li7[0.0] 0.0483137 0.654352 -0.754645 0.844099 6533.83 2.09753 7 gamma -0.256898 0.310263 0 0.915281 0.473303 0 67841.7 alpha -0.0470861 -0.657081 4 0.752348 1 47208 3727.38 3.88326 1 Li7[0.0] -0.351537 -0.892893 -0.281359 7 0.843283 6533.83 2.09669 gamma -0.649764 0.747513 0.473475 0 0137957 0 151746 4 alpha 0.35541 0.891414 0.281183 1.47272 3727.38 3.885 2 Li7[0.0] -0.032558 7 -0.510577 -0.859215 0.841499 6533.83 2.09488 gamma 0.700751 0 -0.427786 0.570918 0.474880 31063.6 alpha 0.0296569 0.51266 0.858079 4 1 47313 3727.38 3.88608 3 Li7[0.0] 0.0629567 -0.179699 7 -0.981705 0.845289 6533.83 2.09874 gamma 0.454859 0.605081 0.471599 0 0.653437 0 12187 4 alpha -0.0654084 0.177644 0.981919 1 472 56 3727.38 3.88455 4 Li7[0.0] 0.924918 7 0.238169 0.296313 0.846107 6533.83 2.09957 0 gamma 0.947086 0.105915 0.303001 0.471293 0 87556.3 alpha -0.923784 4 -0.239523 -0.29875 1 47204 3727.38 3.88315 5 Li7[0.0] -0.798542 0.266789 7 0.539586 0.843988 6533.83 2.09741 0.472972 0 gamma 0.805409 0.583635 -0.103377 0 10432.1 alpha 0.797126 -0.270009 -0.540079 1 472 51 3727 38 3 88444

где числа означают номер события после обработки, массовое число изотопа, название генерируемого объекта, направление вылета в лабораторной системе координат, кинетическая энергия (в МэВ), масса (в МэВ/с<sup>2</sup>), длина ядерной фотоэмульсии. Выделение событий трека оставляемого В расщепления бора было вызвано тем, что основным процессом наблюдаемом при моделировании прохождения тепловых нейтронов через вещество эмульсии (в данном варианте программы симуляции) была активация стабильных изотопов серебра из состава эмульсии <sup>107</sup>Ag (51.8% в естественной смеси) и <sup>109</sup>Ад (48.2% в естественной смеси) с последующим образованием  $^{108}$ Ag (с периодом полураспада T=2,4 мин) и  $^{110}$ Ag (с периодом полураспада T=24,2 с) [27]. Количество событий с расщеплением бора ( $^{10}B$ ) в моделировании составляла 8,6·10<sup>3</sup>, что при 5·10<sup>4</sup> испытаниях в объеме эмульсии соответствует сечению 3,8 кбарн взаимодействия нейтронов с энергией 0,025 эВ с ядрами <sup>10</sup>В.

Используя пакет библиотек Geant4 для моделирования событий реакции n(<sup>10</sup>B, <sup>7</sup>Li)α стоит отметить, что на конечный результат также оказывают искажения (погрешности) возникающие при измерениях на микроскопе систематического случайного И характера (шумы перефокусировки, и т.п.), связанные с конструктивными особенностями микроскопов, которые необходимо также учитывать. В работе [11], дается описание и оценка искажений возникающих в фотоэмульсионном слое, которые были также введены в моделирование. В модели Geant4 вещество представляет собой однородную среду, когда как эмульсия имеет гранулярный состав, размер зерен эмульсии лежит в диапазоне от 0,3 – 0,5 мкм (зерно «проявляется полностью», либо нет). Все это в конечном итоге также влияет на вид и форму спектров распределений.

На рисунке 5 приведено модельные распределения по длинам треков фрагментов лития и гелия, образующиеся в реакции. Средние модельные значения для длин треков лития и гелия соответственно  $L(^{7}Li)=2,1$  мкм, и  $L(^{4}He)=3,9$  мкм. С учетом искажений получаемых при измерениях: средние  $L(^{7}Li)=2,9$  мкм, и  $L(^{4}He)=5,0$  мкм, корень из выборочной дисперсии  $\sigma(^{7}Li)=0,3$  мкм, и  $\sigma(^{4}He)=0,6$  мкм.

Рисунок 6 также демонстрирует влияние искажений на угловые измерения вследствие дисторсий в эмульсионном слое и погрешностей измерения на результаты моделирования в Geant4, наблюдается «размывание пика» относительных пространственных углов  $\Theta(^{7}Li+^{4}He)$  между треками фрагментов в области 179°.



Рисунок 5 – Распределения треков лития и гелия по длинам (моделирование Geant4 – штрихованные гистограммы,  ${}^{7}Li$  – слева,  ${}^{4}He$  – справа). Распределения треков лития и гелия по длинам с учетом вносимых искажений (сплошные гистограммы  ${}^{7}Li$  – слева,  ${}^{4}He$  – справа)



Рисунок 6 – Распределение событий по относительному пространственному углу между парой фрагментов (моделирование Geant4 – штрихованная гистограмма, моделирование с учетом искажений при измерении на микроскопе КСМ – сплошная гистограмма)

Переход от метрических значений длин треков к энергетическим характеристикам образующихся фрагментов реакции, также осуществлялся на основании моделирования. На рисунке 7 приведена зависимость длина трека/ кинетическая энергия фрагмента, полученная на основе моделирования и используемая для интерпретации экспериментальных данных.



— литий (сплайн)

Рисунок 7 – Зависимость длина трека/кинетическая энергия фрагмента, полученная на основе моделирования и используемая для интерпретации экспериментальных данных

#### Глава 3. Описание результатов

§3.1. Определение потока нейтронов через вещество ЯЭ

Методика обнаружения заряженных частиц при помощи фотометода позволяет измерять поток нейтронов путем использования ядерных эмульсий, обогащенных определенным количеством подходящего элемента с известным эффективным сечением поглощения. Определение потока нейтронов основано на регистрации фрагментов реакции, образующихся в результате поглощения нейтронов атомными ядрами. Для определения потока тепловых используют реакции расщепления легких ядер (<sup>6</sup>Li, <sup>10</sup>B, <sup>3</sup>*He*). В данной работе использовалась реакция поглощения нейтронов ядрами бора (<sup>10</sup>B). В результате реакции в толще ядерной эмульсии после проявки появлялись треки фрагментов реакции (ядер  $^{7}Li$  и  $^{4}He$ ). Для того чтобы вычислить поток тепловых нейтронов необходимо было вычислить число ядра бора ( ${}^{11}B^*$ ) в объеме ядерной актов расщепления эмульсии (V = 3·10<sup>-9</sup> см<sup>3</sup>). В данной работе регистрировались только те события реакции расщепления бора нейтронами, треки фрагментов которых были пригодны для измерений. Выделив в моделировании реакции, события удовлетворяющие критериям: ( $\theta_{Li} \leq 11,5^{\circ}$  и  $\theta_{Li} \geq 169^{\circ}$ ) и ( $\theta_{He} \leq 5,2^{\circ}$  и  $\theta_{He} \geq 175^{\circ}$ ) можно оценить количество событий непригодных для измерения на уровне не более 3% от общего числа. Треки указанных событий расположены практически перпендикулярно плоскости эмульсионного слоя, что затрудняет их нахождение и измерение. Существенного влияния на определение порядка величины нейтронного потока данное наблюдение не оказывает.

После просмотра ядерной эмульсии по площади оказалось, что распределение плотности событий в ядерной эмульсии также неравномерно. Для этого было решено произвести измерения в различных областях поверхности ядерной эмульсии. Объем эмульсии был разделен на 25

областей площадью ≈ 10 мм<sup>2</sup> каждая. Результаты подсчета событий приведены на рисунке 8:



Рисунок 8 – График распределения плотности событий ядерной реакции по объему ядерной эмульсии

Зная число событий в объеме, эффективное сечение поглощения нейтронов ядром бора ( ${}^{10}B$ ), число атомов бора ( ${}^{10}B$ ) в единице объема до облучения и время экспозиции пучка тепловых нейтронов на ядерную эмульсию, можно вычислить поток тепловых нейтронов:

$$j = \frac{N_{\scriptscriptstyle \rm B3}}{N \cdot \sigma \cdot t} , \qquad (4)$$

где  $N_{B3}$  – число событий в единице объема, N – число ядер в единице объема,  $\sigma$  – эффективное сечение поглощения нейтронов ядрами бора ( ${}^{10}B$ ), t – время экспозиции. При подсчете поток тепловых нейтронов в среднем оказался равным  $3 \cdot 10^5$  н·см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Полученный результат по порядку сходится с результатами тестовых независимых измерений, приведенных ранее в тексте

работы. Таким образом, методика ядерных эмульсий позволяет оценить поток тепловых нейтронов по порядку величины.

Фотометод регистрации излучений нашел широкое применение в мониторинге энергетических установок, главным образом атомных электростанций, лабораторных ускорителей, реакторов. §3.2. Пробеги ядер гелия и лития в веществе ЯЭ

В работе были измерены длины треков для 112 событий фрагментов реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha){}^{7}_{3}Li$ .



Рисунок 9 – Распределение событий по пробегу ядер лития (<sup>7</sup>Li) в ядерной эмульсии



Рисунок 10 – Распределение событий по пробегу *а* – частиц в ядерной эмульсии



Рисунок 11 – Распределение событий по пробегу He+Li реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha)_{3}^{7}Li$ в ядерной эмульсии

На рисунках 9 – 11 изображены гистограммы, демонстрирующие распределения измеренных длин треков для каждой частицы в отдельности и суммарной длины двух частиц (лития и гелия). Так для лития (<sup>7</sup>Li) среднее значение длины трека  $L(^{7}Li)$ = 3,0 мкм, а для гелия  $L(^{4}He)$ = 5,3 мкм. Полученные значения хорошо согласуются с результатами ранних работ [44] и моделированием, результаты которого приведены выше.

Точность измерения пробежных длин в работе зависела от измерительного оборудования (оптический микроскоп KSM – 1) и качества эмульсионных слоев (учет последнего проявленного зерна).

Можно заметить, что гистограмма, изображенная на рисунке 9, несколько растянута в сторону больших длин. Это объясняется образованием лития ( $^{7}Li$ ) в невозбужденном состоянии [44]. Образование ядер лития в основном состоянии, происходящее с вероятностью (7%) и разницей энергии между образованием ядра лития в возбужденном состоянии (470 КэВ), лежит на пределе разрешающей способности эмульсии (0,4 мкм).

Особый интерес представляет отношение длин треков фрагментов реакции. В работе [44] ведется обсуждение этого отношения. В настоящей работе отношение пробега гелия к пробегу лития равно 1.7(6).

В данной работе были измерены толщины треков 30 событий реакции  ${}^{10}_{5}B(n, \alpha){}^{7}_{3}Li$ . Данная информация востребована при настройке алгоритмов распознавания автоматических сканирующих систем (например, ПАВИКОМ) [34] в дальнейшем для использования эмульсии в качестве регистратора потоков тепловых нейтронов. Средняя толщина трека ядра лития d( ${}^{7}Li$ )  $\approx (0.8\pm0.2)$  мкм,  $\alpha$ -частицы d( ${}^{4}He$ )) $\approx (0.5\pm0.2)$  мкм.

В эксперименте длина трека ядер лития (<sup>7</sup>Li) в ядерной эмульсии составил ≈ 3,0 мкм, длина трека для α – частиц ≈5,3 мкм. Результаты, полученные в работе [44], дают следующие оценки по пробегам фрагментов ядерной реакции: пробег ядра лития (<sup>7</sup>Li) в ядерной эмульсии составил  $\approx 2,4$ мкм, пробег α – частицы ≈ 5,5 мкм. Небольшие расхождения с вновь полученными значениями могут быть объяснены техническими особенностями использованного, имеющегося в распоряжении лаборатории ЛВЭ, измерительного оборудования КSM – 1 (в большей степени пригодного для измерения больших длин). Сравним полученные результаты эксперимента с моделированием в программе SRIM.

В программе SRIM было смоделировано 500 событий пробега  $\alpha$  – частиц и ядер лития (<sup>7</sup>*Li*) в ядерной эмульсии. Для этого в диалоговом окне программы (см. рисунок 8 в приложении) необходимо ввести информацию о детекторе заряженных частиц (в моделировании использовался детектор – ядерная эмульсия «Ilford G – 5»), энергия и частицы (для лития 1 МэВ, для  $\alpha$ – частицы 1,6 МэВ). После запуска в отдельных окнах программы выводятся рисунки, иллюстрирующие пространственное распределение треков в ядерной эмульсии, гистограммы для длин треков, ионизационных потерь и т.д. (см. рисунок 9 в приложении).

Результаты моделирования приведены на рисунках 12 – 13 (направление вылета частиц вдоль оси ОХ под углом 0°):



Рисунок 12 – Результат моделирования в SRIM 500 событий пробега **а**– частицы в ядерной эмульсии (проекции пробегов в плоскости XY, XZ)



Рисунок 13 – Результат моделирования в SRIM 500 событий пробега ядер лития (<sup>7</sup>Li) в ядерной эмульсии (проекции пробегов в плоскости XY, XZ)



Результаты моделирования по длинам трека дают следующие результаты:

Рисунок 14 – Результат моделирования в SRIM. Распределение событий по длинам треков фрагментов реакции (слева пробеги α – частиц, справа пробеги ядер лития (<sup>7</sup>Li))

По результатам моделирования, пробег ядер лития (<sup>7</sup>Li) в ядерной эмульсии составляет  $\approx$  3,44 мкм, пробег  $\alpha$  – частиц  $\approx$  6,71 мкм, что подтверждает хорошую точность полученных результатов в эксперименте.

§3.3. Распределение по относительному пространственному углу фрагментов лития и гелия



Рисунок 15 – Распределение событий по пространственному углу фрагментов реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha){}^{7}_{3}Li$ 

На рисунке 15 представлено распределение событий расщепления ядра  $^{10}B$  по величине относительного пространственного угла  $\Theta$  между треками фрагментов лития и гелия. Из представленного рисунка видно, что распределение имеет «хвост» в сторону меньших от 180° значений угла, который объясняется погрешностями измерения пробежных длин обусловленных конструкцией микроскопа и геометрией эмульсии.

В эксперименте угол  $\Theta$  разлета  $\alpha$ -частицы и ядра лития (<sup>7</sup>*Li*) вычислялся по формуле (в приложении написанном на Delphi). Угол разлета вычислялся по формуле:

$$\arccos = \frac{(x_1 - x_1')(x_2 - x_2') + (y_1 - y_1')(y_2 - y_2') + (z_1 - z_1')(z_2 - z_2')S}{R_1 R_2}$$

где  $(x_i-x')$ ,  $(y_i-y')$ ,  $(z_i-z')$  разность компонент соответствующего трека частицы,  $R_1$  и  $R_2$  истинные длины треков с учетом коэффициента усадки

эмульсии S. Статистическая ошибка подсчета угла разлета составляет  $\pm 10^{\circ}$  (что по порядку величины совпадает с систематической ошибкой). Пик распределения событий по пространственному углу приходится на угол 165°, что с учетом систематических и статистических погрешностей удовлетворительное схождение с результатами моделирования в программе Geant4 [15].

Причиной наличия в распределении парного угла между треками  $\alpha$  – частиц и ядер лития (<sup>7</sup>Li) меньшего 160° могут служить как приведенные выше ошибки измерения, так и траектории прохождения частиц в ядерной эмульсии. Поскольку энергии фрагментов реакции невелики, то движение продуктов непрямолинейное. В программе SRIM было смоделировано 500 событий прохождения фрагментов реакции в ядерной эмульсии. Результаты представлены на рисунках 16 и 17:



Рисунок 16 – Результат моделирования в SRIM. Отклонение движения *α* – частицы от прямолинейного движения. Распределение пробегов частицы в направлении ее движения (по оси OX).



Рисунок 17 – Результат моделирования в SRIM. Отклонение движения ядер лития ( $^{7}Li$ ) от прямолинейного движения. Распределение пробегов ядра лития ( $^{7}Li$ ) в направлении его движения (оп оси OZ).

Отклонение треков продуктов реакции  ${}^{10}_{5}B(n, \alpha){}^{7}_{3}Li$ ,  $\alpha$  – частиц и ядер лития ( ${}^{7}Li$ ), от прямолинейного направления составляет  $\approx 2$  мкм, по всем трем координатным направлениям. Это приводит к дополнительным погрешностям в определении парного угла между треками фрагментов реакции и объясняет причину появления парных углов между треками ядерных фрагментов (<150°).

§3.4. Зависимость пробег–энергия для продуктов реакции  ${}^{10}_{5}B(n, \alpha){}^{7}_{3}Li - ядер$ лития и  $\alpha$  – частиц.

Заряженная частица, движущаяся в объеме фотоэмульсии, взаимодействует с атомами ядерной эмульсии. При малых энергиях частиц ионизационные потери в объеме эмульсии происходит по двум причинам; первая причина торможение, обусловленное столкновениями заряженных частиц с электронами атомов эмульсии, вторая – захват и потеря электронов движущейся заряженной частицы.[37]

Потери энергии частицы, движущейся со скоростью  $\beta$  в однородной среде с атомным номером Z и массовым числом A, точное описание потерь энергии частицы на единицу длины дается полуэмпирической формулой Бете-Блоха. Для оценки ионизационных потерь dE/dR в МэВ··см<sup>-1</sup> тяжелой частицы (не электрона) в эмульсии пользуются формулой:

$$-\frac{dE}{dR} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} Z \left[ ln \; \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta)} - \beta^2 - \delta - U \right], \qquad (5)$$

где dE –энергия, теряемая частицей в среде на длине пути dR, ze и v – соответственно заряд и скорость заряженной частицы,  $n_e$  – число электронов в 1 см<sup>3</sup> тормозящей среды,  $m_e$  и е – масса и заряд электрона, I – средняя энергия возмущения. Величина I учитывает потери энергии частицы на ионизацию и возбуждение атомов среды и определяется путем подгонки теоретических значений удельных потерь к экспериментальным. В результате такой подгонки было получено [37] следующее эмпирическое соотношение для величины I:

$$I = Z \cdot 13,5$$
 (Мэв),

где *Z* – порядковый номер частицы (атома).

Число электронов пропорционально плотности среды:

$$n_e = N_A \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} , \qquad (6)$$

где N<sub>A</sub> – число Авогадро,  $\rho$  – плотность среды (эмульсии).

В случае, когда скорость частицы в среде (эмульсии) v«с добавочные слагаемые можно не учитывать.

$$-\frac{dE}{dR} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} Z \left[ ln \frac{2m_e v^2}{I} \right], \qquad (7)$$

Поскольку кинетические энергии  $\alpha$  – частицы и ядер лития (<sup>7</sup>Li) в реакции  ${}^{10}B(n,\alpha)_{3}^{7}Li$  около 1 МэВ, в данном случае проявляется эффект уменьшения степени ионизации, когда фрагмент заимствуют электрон среды (эмульсии), в результате чего заряд фрагмент может уменьшиться или вовсе стать нейтральным. Учитывая этот эффект, следует ожидать отклонение значения ионизационных потерь в эксперименте.

Основной результат, получаемый из формулы Бете–Блоха, состоит в том, что удельные потери на ионизацию пропорциональны квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде и не зависят от массы частицы, и являются функцией скорости частицы, такой, что потери энергии максимальны в конце пробега. Такая зависимость удельной потери энергии на ионизацию от скорости позволяет применять пучки высокоэнергичных протонов или более тяжелых ионов для уничтожения раковых опухолей, находящихся в организме человека на некоторой глубине. [37] При этом

энергия пучка ионов выбирается такой, чтобы их остановка происходила в районе опухоли, где выделение энергии пучка максимально.

В формуле Бете – Блоха  $Zln \frac{2m_{\theta}v^2}{I}$  – коэффициент торможения В. Формулу Бете – Блоха можно записать в виде:

$$-\frac{dE}{dR} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} NB , \qquad (8)$$

где N – число атомов в единице объема среды (эмульсии), В – коэффициент торможения частицы в данной среде (эмульсии). Коэффициент торможения можно определить как отношение пробега частицы в воздухе к пробегу в среде (эмульсии) с данной энергией. Определим коэффициент торможения исследуемой эмульсии для  $\alpha$ -частицы. Из эксперимента была определена длина трека  $\alpha$ -частицы реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha)^{7}_{3}Li$ :  $R_{He}$ =3,0 мкм. Пробег  $\alpha$ -частицы реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha)^{7}_{3}Li$ :  $R_{He}$ =3,0 мкм. Пробег  $\alpha$ -частицы реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha)^{7}_{3}Li$ :  $R_{He}$ =3,0 мкм. Пробег  $\alpha$ -частицы реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha)^{7}_{3}Li$ :  $R_{He}$ =3,0 мкм. Пробег  $\alpha$ -частицы реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha)^{7}_{3}Li$  в воздухе был определен в работе Холлоуэйя – Ливингстона – Бете:  $R_{He}$ =0,82 см.[44] Отсюда находим коэффициент торможения эмульсии для  $\alpha$ -частицы, B = 1547. Полученное число хорошо сходится с полученным числом в работе [44] (B = 1580), поскольку состав ядерной эмульсии остался неизменным. Исходя из того, что плотность эмульсии производства «Славич»  $\rho$  = 3,85 г·см<sup>-3</sup> можно найти N. Отсюда мы можем найти ионизационные потели  $\alpha$  – частицы по формуле Бете–Блоха в объеме ядерной эмульсии:

$$-\left(\frac{dE}{dR}\right)_{He} = 283$$
 кэВ · мкм<sup>-1</sup>

Аналогично можно определить коэффициент торможения эмульсии для ядер лития (<sup>7</sup>*Li*). В результате получим значение ионизационных потерь ядер лития:

$$-\left(\frac{dE}{dR}\right)_{Li}=$$
 313 кэВ• мкм<sup>-1</sup>

По длинам треков для ядер лития (<sup>7</sup>Li) и  $\alpha$  – частицы можно восстановить их кинетические энергии по полученным зависимостям пробег – энергия (см. рисунки 20 и 21). Так для ядра гелия, чей средний пробег в объеме ядерной эмульсии составил  $R_{He}$ =5,3 мкм, полученная кинетическая энергия в результате реакции расщепления ядра <sup>11</sup>B<sup>\*</sup> составила 1,17 МэВ. Для ядра лития, чей пробег в ядерной эмульсии составил  $R_{Li}$ =3,0 мкм, полученная кинетическая энергия в результате ядерной реакции составила  $E_{Li}$ =0,81 МэВ.

Результаты, полученные в программе SRIM, имеют хорошее соответствие с экспериментальными данными. Результаты моделирования в программе SRIM приведены на рисунках 18 и 19:



Рисунок 18 – Ионизационные потери ядра лития (<sup>7</sup>*Li*) в ядерной эмульсии (результат моделирования в SRIM)



Рисунок 19 – Ионизационные потери *а* –частицы в ядерной эмульсии (результат моделирования в SRIM)

Согласно результатам моделирования (рисунки 18 и 19) видно, что максимальные ионизационные потери частиц наблюдаются в конце пробега (Брегговский пик), что соответствует теоретическим представлениям о прохождении заряженной частицы в веществе [13, 46]. Ионизационные потери ядра лития (<sup>7</sup>Li) в ядерной эмульсии больше, чем ионизационные потери  $\alpha$  – частицы, поэтому ядра лития (<sup>7</sup>Li) оставляют треки толще, чем треки  $\alpha$  – частиц. В связи с этим в эксперименте было возможным определить вершину развала промежуточного ядра <sup>11</sup>В.

§3.5. Распределение по величине Q реакции  ${}^{10}_{5}B(n, \alpha)_{3}^{7}Li$ 

Расщепление составного ядра возможно по двум каналам. В 93% случаев расщепление бора проходит по каналу  ${}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{7}_{3}Li^*$ , образуя ядро лития в возбужденном состоянии, время жизни которого 7.7·10<sup>-14</sup> с [10], с избыточной энергией. Ядро лития, переходя в основное состояние  ${}^{7}_{3}Li^* \rightarrow {}^{7}_{3}Li + \gamma$ , испускает гамма с энергией 478 кэВ. В оставшихся 7% случаев расщепление промежуточного ядро бора проходит по каналу  ${}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{7}_{3}Li$ , образуя при этом ядра лития (в основном состоянии) и гелия.

Энергетический баланс реакции может быть вычислен из баланса масс:

$$Q = [\binom{10}{5}B + \binom{1}{0}n] - [\binom{4}{2}He + \binom{7}{2}Li], \quad (9)$$
$$Q = 2.83 \text{ МэВ - экзотермическая реакция}$$

Если образующиеся ядра находятся в основном состоянии (невозбужденном), то вся освободившаяся энергия переходит в кинетическую энергию образовавшихся ядер. В случае, когда одно из ядер образуется в возбужденном состоянии, тогда кинетическая энергия ядер будет равна Q - Q'.

Расчет распределения энергии между  $\alpha$ -частицей и ядром лития исходит из того, что ядро-мишень <sup>10</sup>В покоится до начала (n,  $\alpha$ )-реакции. В этом предположении  $\alpha$ -частица и ядро лития движутся после реакции в противоположных направлениях. По законам сохранения энергии и импульса, строго выполняющимся в ядерных превращениях:

$$m_{lpha}v_{lpha} = m_{Li}v_{Li}$$
 , (10)  
 $E_{lpha} + E_{Li} = Q$  , (11)

Возведем первое уравнение в квадрат, а затем заменим произведения  $m_{\alpha}v_{\alpha}^2$  и  $m_{Li}v_{Li}^2$  на  $2E_{\alpha}$  и  $2E_{Li}$  соответственно. Тогда первое уравнение преобразуется в уравнение

$$E_{lpha}m_{lpha}=E_{Li}m_{Li}$$
 , (12)

Исключая  $E_{\alpha}$  и  $E_{Li}$  из уравнения (2), получим выражения для кинетических энергий:

$$E_{\alpha} = \frac{\mathrm{m}_{\mathrm{Li}}}{m_{Li} + m_{\alpha}} Q, \qquad (13)$$

$$E_{\rm Li} = \frac{{\rm m}_\alpha}{m_{Li} + m_\alpha} Q, \qquad (14)$$

В результате фрагменты реакции получают энергии в отношении, обратно пропорциональном массам. Ядро атома гелия получает  $\frac{7}{11}$  Q энергии  $E_{He} = 1,7\pm0,1$  МэВ, а ядро лития  $\frac{4}{11}$  Q энергии  $E_{Li} = 0,9\pm0,1$  МэВ. Кинетическую энергию ядер реакции  ${}^{10}B(n, \alpha)^7Li^*$  можно рассчитать, зная энергию гамма ( $E_{\gamma} = 0,5\pm0,1$  МэВ):

$$Q_{2}^{\prime} = Q_{2} - E_{\gamma} = 2,35 \text{ M}_{2}B$$

Из зависимости пробег – энергия были определены, по экспериментально определенным длинам треков фрагментов реакции, кинетические энергии реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha){}^{7}_{3}Li$  и построены энергетические спектры  $\alpha$  – частицы, ядер лития и суммарная энергия реакции, которые представлены на рисунках. 20 – 22:



Рисунок 20 — Распределение  $\alpha$  – частиц реакции  ${}_{5}^{10}B(n,\alpha)_{3}^{7}Li$  по величине кинетической энергии



Рисунок 21 — Распределение ядер лития (<sup>7</sup>*Li*) реакции  ${}_{5}^{10}B(n,\alpha){}_{3}^{7}Li$  по величине кинетической энергии



Рисунок 22 — Распределение событий по величине (буква) энергетического выхода реакции  ${}^{10}_{5}B(n,\alpha){}^{7}_{3}Li$ 

В результате подсчета были получены средние величины: кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы  $E_{He} = 1,2$  МэВ, кинетическая энергия ядра лития (<sup>7</sup>Li)  $E_{Li} =$ 0,7 Мэв, энергия реакции  ${}^{10}_{5}B(n, \alpha){}^{7}_{3}Li$  равна Q= 1,9 МэВ. Полученные результаты имеют хорошее согласие с результатами ранних работ [44], с теоретическими результатами [26, 42] и результатами моделирования. Результаты, полученные из эксперимента, имеют значения, немного отличающиеся от теоретически предсказанных результатов, поскольку существует влияние погрешностей, связанные с точностью определения пробега частиц в объеме ядерной эмульсии. Из рисунка 21 видно, что энергетический спектр лития несколько вытянут вправо. Это факт объясняется тем, что в 7% случаев бор  ${}^{II}B^*$  расщепляется на  $\alpha$ -частицу и литий (<sup>7</sup>Li) в основном состоянии, кинетическая энергия лития в этом случае  $E_{Li}=1,03$  МэВ, что примерно на 200 кэВ больше, чем энергия лития в возбужденном состоянии  $E_{Li}=0,8$  МэВ.

#### Заключение

В заключении перечислим основные результаты работы, полученные при анализе ядерной эмульсии облученной тепловыми нейтронами:

- 1. Впервые на основе ядерной эмульсии (обогащенной бором <sup>10</sup>В) производства ОАО «Славич» была воспроизведена реакция  ${}^{10}_{5}B(n, \alpha){}^{7}_{3}Li$  расщепления бора тепловыми нейтронами.
- В результате сканирования ядерной эмульсии были получены длины треков фрагментов реакции <sup>7</sup>Li и α – частиц в объеме ядерной эмульсии. Полученные результаты имеют хорошее соответствие с результатами более ранних работ [44].
- По зависимости пробег энергия были получены энергетические спектры продуктов реакции, суммарная кинетическая энергия которых имеет хорошее согласие со значениями теоретических расчетов.
- Впервые были получены угловые характеристики реакции <sup>10</sup><sub>5</sub>B(n, α)<sup>7</sup><sub>3</sub>Li, парный угол θ разлета α – частицы и ядра лития (<sup>7</sup>Li). Угловые характеристики фрагментов реакции были сопоставлены с результатами моделирования.
- 5. В работе была продемонстрирована возможность ядерных эмульсий в дозиметрических исследованиях. Был подсчитан поток тепловых нейтронов на основе определения плотности распределения событий в эмульсии.
- Произведенные ОАО «Славич» ядерные эмульсии могут быть использованы как для работы с пучками тепловых нейтронов, так и в других разделах физики ядра и частиц.
- Апробация работы проводилась на 18-й Международной научной конференции молодых ученых и специалистов, в 2014 г, ОИЯИ г. Дубна.
- Статья по результатам работы направлена для публикации в журнал «Ядерная физика» (название: «Облучение ядерной эмульсии тепловыми нейтронами, тяжелыми ионами и мюонами» ).

В заключении автор выражает благодарность сотрудникам отдела №2 НЭОФТИ ЛФВЭ: Д.А. Артеменкову, В.В. Русаковой, П.И. Зарубину, В.Я. Брадновой, К.З. Маматкулову, И.И. Марьину, заведующему кафедрой Физики и технических дисциплин СмолГУ А.В. Дюндину, за организацию и помощь в проведении преддипломной практики в ЛФВЭ г. Дубна. Отдельная благодарность выражается научному руководителю дипломной работы Д.К. Ершову за помощь при подготовке к защите дипломной работы.

## Публикации

[1]. Зайцев А.А. «Анализ облучения ядерной эмульсии тепловыми нейтронами», Тезисы в сборнике трудов 18-й Международной конференции ОМУС 2014, ЛТФ, ОИЯИ.

[2]. Зайцев А.А. и др., «Облучение ядерной эмульсии тепловыми нейтронами, тяжелыми ионами и мюонами», рукопись направлена в Журнал Ядерная физика.

#### Литература

Agostinelli S. et al, « Geant4—a simulation toolkit» Nucl. Instr. Meth., A 506, 250 (2003);

[2] Aleksandrov A.B. et al., «Completely automated measurement facility (PAVICOM) for track-detector data processing» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research;

[3] Audia G, Bersillon O, Blachot J. and Wapstra A.H., The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties, Nuclear Physics A 729: 337–676;

[4] Boggild J.K, Det. Kgl. Danske Vid. S. Math. Phys. Medd., 23, 92 (1945);

[5] Gilbert C.W, Proc. Camb. Phil. Soc., 44, 447 (1948);

[6] Serio M. De et al., «High precision measurements with nuclear emulsions using fast automated microscopes» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research;

[7] Абов Ю.Г, Алфименков В.П, Ласонь Л, Мареев Ю.Д, «Установка «Колхида» для экспериментальных исследований взаимодействий поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами», препринт ЛНФ, ОИЯИ 2008г;

[8] Абрамов А.И, Казанский Ю.А, Матусевич Е.С, Основы экспериментальных методов ядерной физики, Москва Атомиздат, 1977 г;

[9] Алиханова А.И, Сборник статей «Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц», «Наука», Москва 1975 г;

[10] Аллен В.Д, Регистрация нейтронов, Государственное издательство литературы в области атомной науки и техники, Москва 1962;

[11] Артеменков Д.А, «Исследование фрагментации ядер 9Ве на альфа – частичные пары в ядерной фотоэмульсии при энергии 1.2 А ГэВ», ЛФВЭ ОИЯИ, 2008 г;

[12] Бенедетти де С, Ядерные взаимодействия, Атомиздат, Москва 1968 г;

[13] Беспалов В.И, Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом, Томск 2006 г;

[14] Бете Г.А, Физика ядра, теоретическая ядерная динамика, Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва 1948;

[15] Болоздыня А.И, Ободовский И.М, Детекторы ионизирующих частиц и излучений, Долгопрудный 2012;

[16] Веб страница отраслевого фонда для высокопроизводительной графики, http://www.opengl.org/;

[17] Вики-страница Geant4, Сайт НИИЯФ им. Д.В. Скобельцина, МГУ им. М.В. Ломоносова:http://vserv.sinp.msu.ru/wiki/Main\_Page;

[18] Воинов В.Г, Часников И.Я, «Многократное рассеяние частиц в ядерной фотоэмульсии», Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата 1969г.;

[19] Инструкция по проявке тонкослойных ядерных эмульсий НПО «Славич»;

[20] Кадилин В.В., Милосердин В.Ю, Самосадный В.Т, Прикладная ядерная физика, МИФИ 2007 г;

[21] Калиткин Н.Н, Численные методы, «наука», Физматлит 1978 г;

[22] Капитонов И.М, Введение в физику частиц, УРСС Москва 2002 г;

[23] Китайгородский А.И, Введение в физику, издательство «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, Москва 1973г;

[24] Климов А.Н, Ядерная физика и ядерные реакторы, Энергоатомиздат, Москва 2002 г;

[25] Косов М.В «Симуляция ядерных реакций в модели кирального фазового объема», диссертация на соискание ученой степени доктора физикоматематических наук по специальности 01.04.16-физика атомного ядра и элементарных частиц, Российская государственная библиотека, http://diss.rsl.ru/;

[26] Левин В.Е, Ядерная физика и ядерные реакторы, Атомиздат, Москва 1979 г;

[27] Методические рекомендации по выполнению лабораторной работы «Искусственная радиоактивность изотопов 109Ag и 110Ag» http://nuclphys.sinp.msu.ru/p/zad\_01.pdf;

[28] Миллер Б.М, Панков А.Р, Теория случайных процессов, Физматлит, Москва 2002 г;

[29] Мухин К.Н, Экспериментальная ядерная физика, том 1 Физика атомного ядра, Москва Энергоатомиздат, 1983 г;

[30] Мухин К.Н, Экспериментальная ядерная физика, том 2. Физика элементарных частиц, Москва Атомиздат, 1974 г;

[31] Пауэлл С.Ф, «Мезоны», Успехи физических наук, сентябрь 1951 г;

[32] Пауэлл С.Ф, Д.Перкинс, П.Фаулер Исследование элементарных частиц фотографическим методом, издательство иностранной литературы. Москва 1962;

[33] Перфилов Н.А, О.В. Ложкин, В.И. Остроумов Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий, Москва 1962г;

[34] Проект ПАВИКОМ, веб-сайт комплекса, http://sites.lebedev.ru/pavicom;

[35] Проект OPERA, веб-сайт проекта, http://operaweb.lngs.infn.it/;

[36] Проект БЕККЕРЕЛЬ, веб-сайт проекта, http://becquerel.jinr.ru\;

[37] Рыжакова Н.К, Ядерная физика и её приложения, Томских политехнический университет, Томск 2011 г;

[38] Рябов В.А, Царев В.А, Цховребов А.М, Поиски частиц темной материи, УФН том 148 №11, ноябрь 2008 г;

[39] Сивухин Д.В, Атомная и ядерная физика, Физматлит, МФТИ 2002г;

[40] Скобельцын Д.В, Ядерные реакции и взаимодействие нейтронов с веществом, «Наука», Москва 1972 г;

[41] Спанье Дж, Гелбарт З, Метод Монте–Карло и задачи переноса нейтронов, Москва Атомиздат 1972 г;

[42] Тюрин Ю.И, Чернов И.П, Ядерная физика элементарных частиц. Астрофизика, Томск 2009 г;

[43] Физические свойства атома бора, вики – страница, http://ru.wikipedia.org/wiki;

[44] Фотографическая регистрация ионизирующих излучений, сборник статей, издательство иностранной литературы, Москва 1953 г;

[45] Характеристики атомных ядер, http://nrv.jinr.ru/;

[46] Черняев А.П, Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом, Физматлит, Москва 2004 г;

[47] Широков Ю.М, Юдин Н.П, Ядерная физика, Москва «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1980 г;

## Приложение



Рисунок 1 – Событие фрагментации <sup>9</sup>Ве $\rightarrow 2\alpha$ , сопровождающиеся образованием одной g-частицы, расположенной, практически, под прямым углом. На фотографии отчетливо видны вершина взаимодействия(I.V.), на пересечении первичного трека и трека g-частицы и «узкая»  $\alpha$ -пара, образующаяся при фрагментации ядра <sup>9</sup>Ве с энергией 1.2 А ГэВ



Рисунок 2 – Расщепление тепловыми нейтронами ядра атома лития (<sup>6</sup>*Li*). Стрелкой указана вершина взаимодействия. Справа от стрелки трек фрагмента <sup>3</sup>*H*, слева трек фрагмента **α** – частицы.



Рисунок 3 – Расщепление тепловыми нейтронами ядра атома азота ( ${}^{14}N$ ). Стрелкой указана вершина взаимодействия. Слева от стрелки трек фрагмента  ${}^{14}C$ , справа трек фрагмента  ${}^{1}H$ .



Рисунок 4 – Схема расщепления возбужденного составного ядра  ${}^{11}B^*$  на фрагменты ядер лития ( ${}^{7}Li$ ) и **а**– частицы.



Рисунок 5 – Зависимость плотности потока нейтронов от энергии нейтронов. Установка «Колхида» [7].



Рисунок 6 – Вид борированной ядерной эмульсии облученной тепловыми нейтронами под микроскопом (х60) [36].



Рисунок 7 – Результаты исследования влияния субъективного фактора измерений пробежных длин треков от двух независимых наблюдателей. [44]

TRIM:	Setup Window								-		
Read Me	TRIM Demo Restore Last TRIM De ION DATA	ta ? DAMA ? Basic P ? Symbol Name of E Pilu Uthum	Ty GE Ion Distribution lots Ion Distribution lement Aunter V 3	vpe of TRI tion and Quick C ution with Recoil Mass (amu) [7.016	M Ca alculation project Energy	Iculatio n of Damag ed on Y Plan (KeV) Av 10	n e ve ngle of li	ncident		? ? ?	
	TARGET DA Target Layer Add New Layer	TA ?	l Add Ne	nput El w Element t	em • Lay	ents f or Co	to L	.ave	er ction	ary	
Lay	eiName Width	[g/cm3] Con Ga	Symbol *	ol Name	N	anter Land	Stoic	hor 2	Dap	Lat Suf	
TA INOIS		, <b>1</b> 3.507 [1 ]	X PI R	Buomine		17 107.8 35 79 90	34.8	148.5	20	3 23	
			XPIC	Carbon		5 12.01	6.9	07.0	28	3 74	
			XPTO	Oxygen	-	3 15.99	6.9	07.0	28	3 2	
			XPTH	Hydrogen	-1	1.008	1.4	01.4	10	3 2	
			X PT N	Nitrogen	-	7 14.00	0.07	00.0	28	3 2	
			X PT S	Sulfur	-	16 32.06	0.2	00.2	25	3 2.8	
		The second s	-	i.		940	11	1000	(1)	21610	
Spec Name of 0	cial Parameters Celculation to Illioid G_5	Stopping Power Version SRIM-2008	Output Disk Files     Z C lon Rarget     Y C Beckwatterd lon     TRIM calc.?		2	Save Input & Run TRIM					
7 44	AoSave al Ion II 10	000 Plotting Window Dep	7 2	7 7 Transmitted Ions/Recoils					Clear All		
? To	stal Number of Ions	1999 Min	0 E ?	DE Sputtered Atoms Calc						ulate Quick	
2 Ra	andom Number Seed	Max 100	0 E Collision Details					-	Main Monu		
				0 spec	ALC DAL		andre le	-	Hall	Mont	
					PT0 0	em Sol	vind				

Рисунок 8 – Диалоговое окно программы SRIM



Рисунок 9 – Рабочее окно программы SRIM. На рисунке представлен графический вывод информации о прохождении заряженной частицы (<sup>7</sup>Li) с энергией 1 МэВ в ядерной эмульсии