

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук

На правах рукописи

Окатьева Наталья Михайловна

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПРОХОЖДЕНИЯ ЯДЕР
ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛЫ
ОЛИВИНА ИЗ МЕТЕОРИТА

Специальность: 01.04.16 – «Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
А.В. Багуля

Москва – 2013

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Предпосылки исследования	12
1.1. Модели образования элементов во Вселенной.	12
1.2. Краткая история развития исследований космических лучей.	14
1.3. Распространённость элементов в составе космических лучей.	17
1.4. Механизмы образования сверхтяжелых элементов.	20
1.5. Краткий обзор трековых методов изучения зарядового спектра ядер в составе космических лучей.	22
Глава 2. Методические основы трековых исследований кристаллов оливина из метеоритов - палласитов.	29
2.1. Изучение распространенности ядер сверхтяжелых элементов КЛ по трекам в кристаллах оливина из метеоритов.	29
2.2. Особенности методики трековых исследований в кристаллах оливина из палласитов.....	33
Глава 3. Методика модельных расчётов	44
3.1. Выбор программного обеспечения для вычисления тормозных способностей тяжелых ионов в веществе.....	44
3.2. Моделирование потерь энергии в GEANT4.....	47
3.3. Сравнение результатов применения программных пакетов SRIM и GEANT4.	51
3.4. Основные концепции GEANT4.	53
Глава 4. Поиск и идентификация сверхтяжелых ядер ГКЛ	59
4.1. Результаты модельных расчётов.	59
4.2. Идентификация заряда ядер сверхтяжелых элементов ГКЛ.....	67
Заключение	79
Список литературы	83

Введение

Исследование космических лучей имеет долгую историю. Первое указание на существование неизвестного источника ионизации чистого воздуха появилось ещё в 1900 [1][2], а в 1912 г. В.Ф. Гесс [3] обнаружил, что степень ионизации воздуха быстро растёт с высотой над уровнем моря и выдвинул предположение о внеземном происхождении причины такого эффекта. Однако понадобилось ещё более 10 лет, прежде чем эта идея получила признание, и более 20 лет, прежде чем автору была вручена Нобелевская премия. Такая высокая оценка не является случайной и свидетельствует о важности сделанного открытия. По сути, было обнаружено, что Земля пронизывается мощными потоками элементарных частиц и ядер, несущими информацию о процессах на Солнце и в Космосе. Эта информация до сих пор играет существенную роль при проверке астрофизических моделей образования и эволюции звёзд и галактик.

Помимо астрофизических задач, исследования космических лучей вносят большой вклад в решение проблем физики элементарных частиц и ядерного взаимодействия при высоких энергиях. В составе космических лучей впервые были обнаружены позитрон, мюоны, пионы, K^+ - и K^0 -мезоны, Λ^0 -, Σ^+ - и Ξ^- - гипероны. Продолжаются поиски экзотических частиц: монополей Дирака, частиц тёмной материи, странглетов, аксионов и др. Долгое время космические лучи были на передовой линии исследований по физике высоких энергий, опережая ускорительные методы и двигаясь по шкале энергий всё дальше и дальше по мере развития ускорителей. К настоящему времени в космических лучах обнаружены частицы с энергией вплоть до 10^{20} эВ.

Особую роль играют исследования, направленные на изучение распространенности химических элементов в составе космических лучей как в области легких, начиная с водорода и гелия, так и в области тяжелых ($Z > 20$) и сверхтяжелых ($Z > 50$) ядер. При этом особое значение имеют работы,

направленные на исследование ядер ультратяжелой ($82 \leq Z \leq 92$) компоненты. Регистрация тяжёлых и сверхтяжёлых ядер в космических лучах и поиск среди них трансфермиевых ядер с зарядами $Z \geq 100$ принадлежит к числу наиболее значимых и актуальных задач современной ядерной физики и астрофизики [4].

Вопрос о существовании сверхтяжелых ядер имеет важнейшее значение для понимания свойств ядерной материи. Прежде всего, представляет интерес проверка предсказания [5] значительного увеличения стабильности ядер вблизи магических чисел $Z = 114$ и $N = 184$ (N – число нейтронов), которое могло бы приводить к существованию в этой области «острова стабильности» сверхтяжелых ядер. Подтверждения этого предсказания получены в экспериментах под руководством Ю.Ц. Оганесяна на ускорителе Лаборатории ядерных реакций имени Г. Н. Флерова Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) [6], где были открыты ядра элементов со 112-го по 118-ый. Время жизни некоторых из этих ядер составляет несколько секунд и даже минут, что в десятки тысяч раз превышает время жизни ядер с меньшим зарядом.

Несмотря на этот успех, дальнейший поиск сверхтяжелых элементов в составе космических лучей сохраняет свою актуальность. Дело в том, что эксперименты на ускорителях приводят к созданию изотопов ядер, находящихся не в зоне стабильности, а вблизи неё. Эти изотопы имеют время жизни, достигающее в лучшем случае минуты, что на много порядков больше, чем у ядер, находящихся в зоне нестабильности ($92 < Z < 100$). Однако на много порядков величины меньше теоретических оценок, которые должны иметь ядра в зоне «острова стабильности». Результаты экспериментов, проведенных на ускорителе ОИЯИ, требуют дальнейшей проверки и подтверждения с помощью ускорительной техники, а также стимулируют продолжение поиска и регистрации трансфермиевых ядер путем исследования космических лучей. Необходимы поиски и других возможных сверхтяжелых ядер. Если закономерности, основанные на теоретическом представлении о магических

числах протонов и нейтронов в ядрах, продолжают быть существенными и для очень больших значений Z и N , то не исключена вероятность существования «острова стабильности» для еще более тяжелых ($Z > 118$) ядер. Можно предположить, что для поиска и обнаружения таких сверхтрансфермиевых ядер использование космического излучения является одним из наиболее целесообразных путей исследования.

Измерение потоков и спектров тяжелых и сверхтяжелых ядер в космических лучах является чувствительным способом изучения состава источников космических лучей, процессов, происходящих как в самих источниках, так и в межзвездной среде, в которой распространяются космические лучи, а также построения моделей удержания космических лучей в галактике. Существующие в настоящее время экспериментальные данные по распространенности сверхтяжелых ядер ($Z > 50$) во Вселенной, а также по энергетическим спектрам и потокам этих ядер в космических лучах весьма ограничены. Для трансфермиевых ядер достаточно надежные экспериментальные данные вообще отсутствуют.

Изучение зарядового состава ядер галактических космических лучей (ГКЛ) имеет большое значение для понимания свойств ядерной материи, эволюции вещества Вселенной и процессов, происходящих в ней. Применяемая при этом методика регистрации следов торможения ядер ГКЛ в твердотельных трековых детекторах (ТТД) различного типа позволила получить большой объем экспериментальных данных по этой проблеме.

История применения трековых детекторов в экспериментальной физике началась с обнаружения в 1959 г. радиационных микро-нарушений в слюде вдоль следов торможения осколков деления ядер урана [7]. Геометрические размеры этих следов были крайне малы и составляли около 3 нм по диаметру и несколько микрон в длину. В результате развернувшихся после этого исследований с применением химического травления силикатных минералов и стекол [8] были получены травимые треки, микронные размеры которых

позволяли наблюдать их в оптический микроскоп. Это открыло огромные возможности для применения трекового метода в различных областях науки и техники.

Одновременно с работами, использующими такие трековые детекторы, как ядерные фотоэмульсии, для изучения зарядового состава ядер ГКЛ начали применяться ТТД – пластиковые (ПТД) и стеклянные (СТД). Экспозиция этих детекторов в открытом космосе в течение нескольких лет осуществлялась на шарах-зондах или искусственных спутниках Земли. Наряду с этим направлением исследований ядерной компоненты ГКЛ начались исследования, в которых в качестве трековых детекторов использовались кристаллы силикатных минералов, входящие в состав вещества метеоритов [9]. Широко распространенные минералы такие, как плагиоклаз, пироксен и оливин, способны формировать и сохранять нарушения кристаллической решетки вдоль следа торможения высокоэнергичных ядер тяжелых элементов ГКЛ с зарядом $Z \geq 23$. Таким образом, они оказались уникальными природными детекторами ядер.

Одним из наиболее перспективных и детально изученных к настоящему времени ТТД является оливин, кристаллы которого содержатся в метеоритах. Важно то, что метеориты находятся в космическом пространстве десятки и сотни миллионов лет. Всё это время они подвергаются облучению первичными космическими лучами, в том числе тяжёлыми и сверхтяжёлыми ядрами.

При поиске реликтовых треков, оставленных частицами космических лучей в минералах, входящих в состав некоторых метеоритов [8], используется способность силикатных кристаллов регистрировать и сохранять в течение многих сотен миллионов лет треки ядер с $Z > 20$ [9]. Радиационный возраст, используемых в настоящей работе метеоритов типа палласитов, то есть время их экспозиции в потоке космических лучей, оценивается как $n \times 10^8$ лет. Поэтому кристаллы оливина, составляющие основной объём этих метеоритов, могут содержать большое число треков космических ядер. Элементарные

подсчеты показывают, что в одном кубическом сантиметре таких кристаллов, расположенных на глубине до ~ 5 см от доатмосферной поверхности метеорита, за 10^8 лет образуется $10^2 - 10^3$ треков ядер с $Z > 90$, а в кристаллах из приповерхностных участков метеоритов, расположенных на глубине меньше ~ 1 см, до 10^4 таких треков. Таким образом, использование фактора длительной экспозиции метеоритов в космосе приводит к огромному преимуществу данного метода по сравнению с методами, основанными на использовании различных детекторов, экспонируемых на спутниках и аэростатах.

Следы торможения ядер в метеорите могут быть обнаружены при использовании специальных методов химического травления достаточно прозрачных кристаллов оливина. После травления следы – треки космических частиц в оливине – могут быть исследованы с помощью оптического микроскопа.

В ОИЯИ под руководством Г.Н. Флерова были начаты исследования по поиску треков сверхтяжелых ядер космических лучей в кристаллах оливина из метеоритов [10]. В этих ранних работах, среди выявленных путем отжига и травления образцов треков ядер с $Z > 60$, около 150 было отнесено к трекам ядер группы урана. Был также обнаружен след длиной 364 мкм, который, возможно, является треком ядра с $Z > 110$ [11]. Используемая ручная обработка кристаллов оливина осуществлялась очень медленно, что приводило к низкой производительности.

Актуальность диссертации

В рамках уникального эксперимента ОЛИМПИА («ОЛИвины из Метеоритов – Поиск тяжелых И сверхтяжелых Ядер») [12] по поиску и идентификации природных сверхтяжелых ядер группами сотрудников ФИАН и ГЕОХИ РАН была разработана методика идентификации заряда ядер галактических космических лучей (ГКЛ) по трекам, травимым в кристаллах оливина из метеоритов [13]. Методика основана на определении заряда ядра по

расчетной зависимости заряда от величины остаточного пробега и экспериментально установленной зависимости между зарядом и скоростью травления трека вдоль следа торможения ядра [12][13]. Выполнение исследований зарядового спектра сверхтяжелых ядер ГКЛ по их трекам, регистрируемым в кристаллах оливина из палласитов, привело к необходимости оценки дополнительных поправок, связанных с учетом процесса фрагментации первичных ядер ГКЛ в веществе исследуемых метеоритов. Существенным при этом является то, что в результате фрагментации тяжелых ядер ГКЛ происходит как занижение числа регистрируемых ядер ГКЛ данного сорта, так и увеличение потока более легких вторичных ядер – продуктов фрагментации.

В данной работе проведено полномасштабное моделирование реального эксперимента по поиску и идентификации природных сверхтяжелых ядер с использованием программного пакета SRIM [14] и программного комплекса GEANT4 [15]. Выполнены модельные расчеты зависимостей потерь энергии и пробегов от энергии для большого набора ядер, ставшие основой методики идентификации зарядов частиц.

Цель диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы было выполнение полномасштабного моделирования реального эксперимента по поиску и идентификации треков природных сверхтяжелых ядер в метеоритном оливине с использованием программного пакета SRIM [14] и программного комплекса GEANT4 [15]. Совместное использование программ позволило провести сравнение получаемых результатов, и тем самым повысить их надежность. Пакет SRIM в основном использовался для вычисления ионизационных потерь энергии ядер в веществе. Использование пакета GEANT4 для моделирования прохождения ионов в веществе позволило учесть все возможные процессы взаимодействия, в частности, фрагментацию.

В качестве основного инструмента моделирования был создан пакет *iion*, который представляет собой модернизированную в соответствии с задачами исследования версию пакета *Nadr01*, входящего в состав *GEANT4* в качестве официального примера его применения.

Учет процессов взаимодействия тяжелых ядер с веществом метеорита, включая их фрагментацию, изучение влияния данных процессов на изменение зарядового состава ГКЛ стало также одной из главных целей выполненных модельных расчетов.

В число задач диссертационной работы входила обязательная проверка правильности выполненных расчетов, для чего были проведены калибровочные эксперименты по облучению кристаллов оливина ядрами ^{131}Xe , ^{238}U , ^{197}Au на ускорителе, продемонстрировавшие хорошее согласие расчетных и экспериментальных зависимостей. Успешно выполненные модельные расчеты позволили корректно идентифицировать примерно 6000 ядер с зарядом более 55 в кристаллах оливинов из метеоритов.

Научная новизна и практическая ценность работы

Научная новизна диссертации состоит в следующем:

- ✓ разработан и оптимизирован программный пакет, входящий в состав *GEANT4*, для выполнения модельных расчетов зависимостей потерь энергии и пробегов от энергии для большого набора ядер, которые стали основой методики идентификации зарядов частиц уникального эксперимента по поиску сверхтяжелых ядер в галактических космических лучах по трекам в кристаллах метеоритных оливинов;

- ✓ проведено полномасштабное моделирование процесса фрагментации ядер сверхтяжелых элементов ГКЛ ($Z > 60$) при их прохождении в веществе метеорита-палласита.

Практическая ценность данной диссертационной работы заключается, прежде всего, в том, что исключительно на основе полученных расчетных

зависимостей была выполнена успешная идентификация зарядов около 6000 ядер галактических космических лучей по их трекам, обнаруженным в кристаллах метеоритных оливинов.

Кроме того:

- показано, что расчетные оценки поправок, связанных с учетом процесса фрагментации первичных ядер ГКЛ в веществе исследуемых метеоритов дают дополнительную информацию для определения зарядового распределения первичного космического излучения;

- разработан и оптимизирован программный пакет, входящий в состав GEANT4, для получения целого набора параметров ядер, проникающих на различную глубину в тело облучаемого метеорита, и позволяющий генерировать энергетические, пространственные и угловые распределения первичных ядер;

- разработаны и реализованы критерии для полномасштабного моделирования процесса фрагментации ядер сверхтяжелых элементов ГКЛ ($Z > 60$) при их прохождении в веществе метеорита-палласита.

Основные положения, выносимые на защиту

1) В рамках уникального эксперимента по поиску сверхтяжелых ядер в галактических космических лучах по трекам в кристаллах метеоритных оливинов выполнены модельные расчеты зависимостей потерь энергии и пробегов от энергии для большого набора ядер, ставшие основой методики идентификации зарядов частиц.

2) Проведено полномасштабное моделирование процесса фрагментации ядер сверхтяжелых элементов ГКЛ ($Z > 60$) при их прохождении в веществе метеорита-палласита.

3) Проведены калибровочные эксперименты по облучению кристаллов оливина ядрами ^{131}Xe , ^{238}U , ^{197}Au на ускорителе, подтвердившие правильность выполненных модельных расчетов.

4) На основе разработанной методики исследования треков галактических космических ядер в кристаллах оливинов из метеоритов обнаружены и идентифицированы 6000 ядер с зарядом более 55. Полученное зарядовое распределение ядер хорошо согласуется с данными экспериментов ARIEL-6 [16] и HEAO-3 [17].

Личный вклад

Автор принимал непосредственное участие в реализации проекта ОЛИМПИА, выполняя измерения параметров треков ядер для разработки методики идентификации ядер галактических космических лучей в кристаллах оливинов из метеоритов. Автором были созданы алгоритм и программное обеспечение для обработки результатов измерения параметров треков, в составе группы подготовлены и проведены калибровочные эксперименты на ускорителе тяжелых ионов, выполнены модельные расчёты зависимостей потерь энергии и пробегов от энергии для большого набора ядер. Результаты, представленные к защите, получены при определяющем вкладе диссертанта.

Апробация работы

Результаты диссертации докладывались автором на 72 ежегодной международной конференции Метеорологического общества (13-19 июля 2009, Нанси, Франция) [18], 22-ой Европейской конференции по космическим лучам (3-6 августа 2010, Турку, Финляндия) [19], Молодежной научной конференции по минералогии (15-18 марта 2011, Миасс) [20], Всероссийском ежегодном семинаре по экспериментальной минералогии, петрологии и геохимии (17-18 апреля 2013, ГЕОХИ РАН), на семинарах ФИАН.

Публикации по теме диссертации

Основные результаты диссертации опубликованы в 7 работах [21]-[27].

Глава 1. Предпосылки исследования.

1.1. Модели образования элементов во Вселенной.

Трудно объяснить существующую в настоящее время распространенность различных химических элементов, оставляя в стороне космологическую проблему. О том, насколько существенна связь между этими проблемами, свидетельствует тесное совпадение эволюционных шкал времени, оцененных по красному смещению в спектрах галактик, с одной стороны, и по содержаниям и продолжительностям жизни радиоактивных элементов – с другой стороны. Существует много гипотез, возникших при попытках найти разумное объяснение видоизменения термодинамической теории образования элементов.

Среди них расширяющаяся Вселенная общей теории относительности, впервые выведенная А.А. Фридманом из уравнений А. Эйнштейна [28]. Для неё характерны общность и простота, а в работах Ж. Леметра, Р.Ч. Толмена и др. [29][30] были дополнительно существенно развиты ее геометрические, кинематические, механические и оптические аспекты. В рамках этой же гипотезы в трудах Г.А. Гамова, Р. Альфера и Р. Германа [31] была тщательно разработана теория происхождения элементов (обусловленного последовательным захватом нейтронов). Однако большинство не расположено принять эту теорию не только из-за частных трудностей [32], но и из-за предположения о возникновении мира в определённый вычисляемый момент. Эта трудность была исключена в теории стационарной Вселенной Т. Голда, Х. Бонди и Ф. Хойля [33], но лишь при помощи предположения о непрерывном творении материи. Авторы, не основываясь на каком-либо эксперименте, пришли к этому заключению, исходя из так называемого космологического постулата, согласно которому Вселенная повсюду и всегда в среднем одинакова. Однако этот постулат, который, весьма возможно, верен для всей

Вселенной с её бесконечными возможностями, едва ли может служить основанием для какого-либо ограничения этих возможностей, требующего изменения законов природы, выведенных из опытов. Таким образом, проблема состоит в том, чтобы в рамках известных законов природы найти решение, пригодное для описания развития звёздных систем различных порядков, включая образование элементов.

Основные сведения о происхождении элементов можно получить из данных об их распространенности в космосе. Во всех гипотезах пути образования элементов предполагается, что вначале существовали только протоны или нейтроны. Это естественно, поскольку водород является наиболее распространенным элементом. В совокупности с ядрами гелия ядра водорода, по меньшей мере, в несколько сотен раз более многочисленны, чем ядра всех остальных элементов вместе взятых. Нормальные звёзды не в состоянии образовывать из водорода ядра тяжелее гелиевых. Образование более тяжёлых элементов начинается только при температуре около 5×10^7 град (сравнимой с температурой 2×10^7 град центральной области Солнца), а осуществление последовательного процесса образования всех элементов требует температуры, превосходящей 10^9 град. Рассмотрим этапы развития Вселенной, когда могли быть такие благоприятные условия.

1. Дозвёздная стадия развития Вселенной. Если предположить, что Вселенная возникла в результате нейтронного взрыва, то в течение первого часа её существования из нейтронов смогли бы образоваться ядра любого веса в зависимости от концентрации нейтронов. Это есть основа теории нейтронных захватов.

2. Протозвёзды. Предполагается, что в процессе своего развития Вселенная прошла стадию благоприятную для образования очень плотных и горячих звёзд. Г. Бесков и Л. Треффенберг [34] предложили модель таких звёзд, а Ф. Клейн сделал попытку показать, как образование и последующие взрывы

таких звёзд могут быть подтверждены на основе модели расширяющейся Вселенной.

3. Реальные звёзды (новые и сверхновые). Г. Ван Альбада [35] и Ф. Хойль [36] исходят в своих моделях из реально существующих звёзд. В частности, Ф. Хойль прослеживает развитие массивной звезды после израсходования ею своего водорода. В процессе сжатия и последующего спадания она становится настолько плотной и горячей, что в ней возникают условия, благоприятные для образования тяжёлых элементов. Это продолжается до тех пор, пока звезда не становится ротационно неустойчивой и не взрывается в качестве новой или сверхновой, разбрасывая элементы по Вселенной.

В основе первой модели образования элементов положен неравновесный процесс, включающий процессы нейтронных захватов. Звёздные модели, наоборот, приводят к равновесию, «замороженному» при сильном взрыве. Хочется подчеркнуть, что по возможности точное воспроизведение наблюдаемого распределения в звёздных недрах не является единственной целью. Наиболее важно найти такое распределение, которое переходит в наблюдаемое в результате неравновесных процессов, происходящих в течение взрыва и после него. Ограниченная протяжённость наблюдаемой области спектра серьёзно препятствует определению относительного содержания элементов.

1.2. Краткая история развития исследований космических лучей.

Впервые указание на возможность существования ионизирующего излучения внеземного происхождения было получено в начале XX века в опытах по изучению проводимости газов. Обнаруженный спонтанный электрический ток в газе не удавалось объяснить ионизацией, возникающей от естественной радиоактивности Земли. Наблюдаемое излучение оказалось настолько проникающим, что в ионизационных камерах, экранированных

толстыми слоями свинца, все равно наблюдался остаточный ток. В 1911–1912 годах был проведен ряд экспериментов с ионизационными камерами на воздушных шарах. В. Гесс обнаружил, что излучение растет с высотой, в то время как ионизация, вызванная радиоактивностью Земли, должна была бы падать с высотой. В опытах В. Кольхерстера было доказано, что это излучение направлено сверху вниз [37].

В 1921–1925 годах американский физик Р. Милликен, изучая поглощение космического излучения в атмосфере Земли в зависимости от высоты наблюдения, обнаружил, что в свинце это излучение поглощается так же, как и гамма-излучение ядер. Р. Милликен первым назвал это излучение космическими лучами (КЛ).

В 1925 году советские физики Л.А. Тувим и Л.В. Мысовский провели измерение поглощения космического излучения в воде: оказалось, что это излучение поглощалось в десять раз слабее, чем гамма-излучение ядер. Они обнаружили также, что интенсивность излучения зависит от барометрического давления – открыли барометрический эффект. Опыты Д.В. Скобельцына с камерой Вильсона, помещенной в постоянное магнитное поле, дали возможность увидеть образующиеся за счет ионизации следы (треки) космических частиц, обнаружить существование ливней космических частиц [38]. Л.В. Мысовский предложил использовать толстые фотоэмульсии для регистрации ядерного излучения [38]. Этот метод широко используется и в настоящее время для изучения взаимодействий космических лучей со средой.

В ряде экспериментов было обнаружено, что в космических лучах есть как бы две различные по своей проникающей способности компоненты. Оказалось, что есть частицы, которые полностью поглощаются в 10 см свинца – их назвали «мягкими». Остальные частицы, интенсивность которых после прохождения 10 см свинца оставалась практически постоянной, назвали «жесткими». Впоследствии было установлено, что мягкую компоненту составляют электроны, а жесткую – мюоны.

Дальнейшие опыты по изучению зависимости интенсивности излучения от высоты показали, что имеется максимум интенсивности космических частиц на высоте 20 км над уровнем моря. На больших высотах интенсивность космических лучей несколько уменьшается, а затем, начиная с высоты 60 км, становится постоянной. Эксперименты в космических лучах позволили сделать ряд принципиальных для физики микромира открытий. В 1932 году К. Андерсон открыл в космических лучах позитрон. В 1937 году К. Андерсоном и С. Неддермейером были открыты мюоны и указан тип их распада. В 1947 году были открыты мезоны. В 1955 году в космических лучах установили наличие К-мезонов, а также и тяжелых нейтральных частиц гиперонов. Квантовая характеристика «странность» появилась именно в экспериментальных работах с космическими лучами. В экспериментах по исследованию космических лучей возник вопрос о сохранении четности. Были обнаружены процессы множественной генерации частиц в нуклонных взаимодействиях и определена величина эффективного сечения взаимодействия нуклонов высокой энергии.

Появление космических ракет и спутников привело к новым открытиям - обнаружению радиационных поясов Земли (1958 г., С.Н. Вернов и А.Е. Чудаков и, независимо от них в том же году, Ван-Аллен), и позволило развить новые методы исследования галактического и межгалактического пространств.

По своему происхождению КЛ можно разделить на несколько групп:

- 1) КЛ галактического происхождения (ГКЛ). Источником ГКЛ является наша Галактика, в которой происходит ускорение частиц до энергий $\sim 10^{18}$ эВ;
- 2) КЛ метагалактического происхождения, они имеют самые большие энергии, $E > 10^{18}$ эВ, образуются в других галактиках;
- 3) солнечные КЛ (СКЛ), генерируемые на Солнце во время солнечных вспышек;
- 4) аномальные КЛ (АКЛ), образующиеся в Солнечной системе на периферии гелиомагнитосферы.

Видно, что поток ядер сверхтяжёлых элементов (групп свинец–висмут и торий–уран) более чем на 10 порядков слабее по сравнению с потоком ядер водорода. Это является причиной, по которой данных о содержании сверхтяжёлых элементов в космосе получено, крайне мало.

Можно выделить следующие особенности относительной распространенности элементов:

1. Вещество во Вселенной в основном состоит из 90% водорода от всех атомов. По распространенности гелий занимает второе место, составляя ~ 10% от числа атомов водорода. Так как распространенность этих элементов вследствие их летучести на Земле, Луне и метеоритах мала, их действительное содержание в природе оценивают с привлечением косвенных данных: анализа внутреннего строения звезд и состава вещества межзвездной среды, и других результатов космологических исследований. Водород и гелий имеют в основном первичное, космологическое происхождение.

2. Существует глубокий минимум, соответствующий литию, бериллию и бору. Их низкое содержание объясняется тем, что эти нуклиды при звездных температурах легко вступают в различные ядерные реакции.

3. Сразу за этим глубоким минимумом следует максимум, обусловленный повышенной распространенностью углерода и кислорода.

4. Вслед за кислородным максимумом идет скачкообразное падение вплоть до скандия.

5. Наблюдается резкое повышение распространенности элементов в районе железа («железный пик»).

6. После $A \sim 60$ уменьшение распространенности происходит более плавно.

7. Наблюдается заметное различие между элементами с четным и нечетным Z . Как правило, элементы с четным Z являются более распространенными.

8. Ряд ядер, так называемые обойденные ядра – ^{74}Se , ^{78}Kr , ^{92}Mo , ^{96}Ru и др., имеют распространенность на два порядка меньшую, чем соседние ядра.

Сравнивая распространенности элементов в Солнечной системе и на Земле, можно заметить резкие провалы в районе He, Ne, Ar, Kr, Xe (инертные газы) на Земле по сравнению с Солнечной системой. Это можно объяснить так: большинство элементов содержатся на Земле в химических соединениях, поэтому удерживаются на планете. Инертные газы в реакции практически не вступают, поэтому легко улетучиваются с Земли.

Стандартная кривая распространенности нуклидов в Солнечной системе, построенная согласно данным А. Камерона (см. Рис.1.1(б)) [40], четко обнаруживает указанные выше максимумы и является главной наблюдательной основой теории нуклеосинтеза в природе.

Согласно этой теории, основные процессы образования ядер в природе включают космологический нуклеосинтез в горячей Вселенной, приводящий к образованию гелия, термоядерное горение легких элементов от водорода до кремния в недрах звезд, синтезирующее элементы «железного пика», а также процессы медленного и быстрого захвата нейтронов ядрами с образованием тяжелых нуклидов вплоть до изотопов висмута и урана. Особый интерес в теории нуклеосинтеза представляет происхождение обойденных ядер. Распространенность обойденных нуклидов примерно на два порядка меньше распространенности ядер, образующихся в процессах нейтронного захвата. Синтез обойденных ядер объясняют обычно ядерными реакциями с участием протонов (p, γ), (p, n) или слабыми взаимодействиями с участием нейтрино, возникающими при взрыве сверхновой. Возможен также вклад в механизм их синтеза от тройного деления ядер с вылетом обогащенных нейтронами легких заряженных частиц.

Несмотря на то, что состав большинства звезд, галактик и межзвездной среды в основном следует стандартной кривой распространённости нуклидов, существуют отклонения от нее, вызванные различными физическими

причинами. Старые звезды, принадлежащие гало Галактики и шаровым звездным скоплениям, содержат тяжелых элементов в $10 - 10^3$ раз меньше, чем Солнечная система. Это связано с химической эволюцией галактик. Некоторые группы звезд содержат тяжелые элементы в пропорциях, существенно отличающихся от стандартных распространенностей, таковы, например, так называемые суперметаллические звезды (бариевые, CNO и др.). Существуют также обогащенные и обедненные гелием звезды, звезды с низким содержанием Ca. Звезды с аномальным химическим составом составляют примерно 10% всех звезд, находящихся вблизи «главной последовательности» и имеющих температуру поверхности от 8000 до 20000 К. Закономерности в распределении звезд по светимости и спектральному классу отражаются в диаграмме Герцшпрунга–Рассела, где «главная последовательность» является полосой сгущения подавляющего большинства звезд во Вселенной, источником энергии которых является термоядерная реакция синтеза гелия из водорода.

В целом распространенность элементов на Земле и Солнце весьма схожи, что является дополнительным аргументом в пользу теории образования Солнечной системы из одного гигантского газопылевого облака около 4,6 млрд. лет назад [41].

1.4. Механизмы образования сверхтяжелых элементов.

Согласно существующим представлениям, элементы, начиная с углерода и тяжелее, образуются в недрах звезд и при взрывах сверхновых [4]. Сверхтяжелые элементы, находящиеся в таблице Менделеева за висмутом, образуются в результате r (rapid)-процессов, которые происходят при высокой концентрации нейтронов (более 10^{20} см^{-3}). При этом могут образовываться ультратяжелые ядра с числом нейтронов вплоть до $N = 184$. Кроме этих традиционных механизмов, рассматривается возможность образования очень тяжелых ядер (с массовым числом до 500) при плотности нейтронов порядка 10^{30} см^{-3} и умеренной температуре $T < 10^8 \text{ К}^\circ$ [7]. Такая ситуация может

реализоваться в неравновесных оболочках нейтронных звезд, выбросы из которых приведут к появлению ультрасверхтяжелых элементов в межзвездной среде, звездах и планетах [42].

Рассмотрим более детально проблему образования сверхтяжёлых элементов в процессах, происходящих во Вселенной, на примере последних результатов, полученных в оболочечной модели строения ядер [43]. Для реализации сценария длительной нейтронной экспозиции с плотностью нейтронов более 10^{19} см^{-3} необходимы условия, возникающие при выбросе в межзвёздную среду сильно нейтронизованного вещества, что может происходить, например, при слиянии нейтронных звёзд, в процессе эволюции тесных двойных систем [44] или струй с поверхности нейтронных звёзд. В этих условиях начальное для r-процесса отношение числа нейтронов к зародышевым ядрам достаточно велико (более 300). В работе [43] в модели слияния нейтронных звёзд рассматривалась эволюция химических элементов с зарядом в области $20 < Z < 111$. В момент наивысшей плотности нейтронного потока картина распространённости элементов представлена на Рис.1.2.

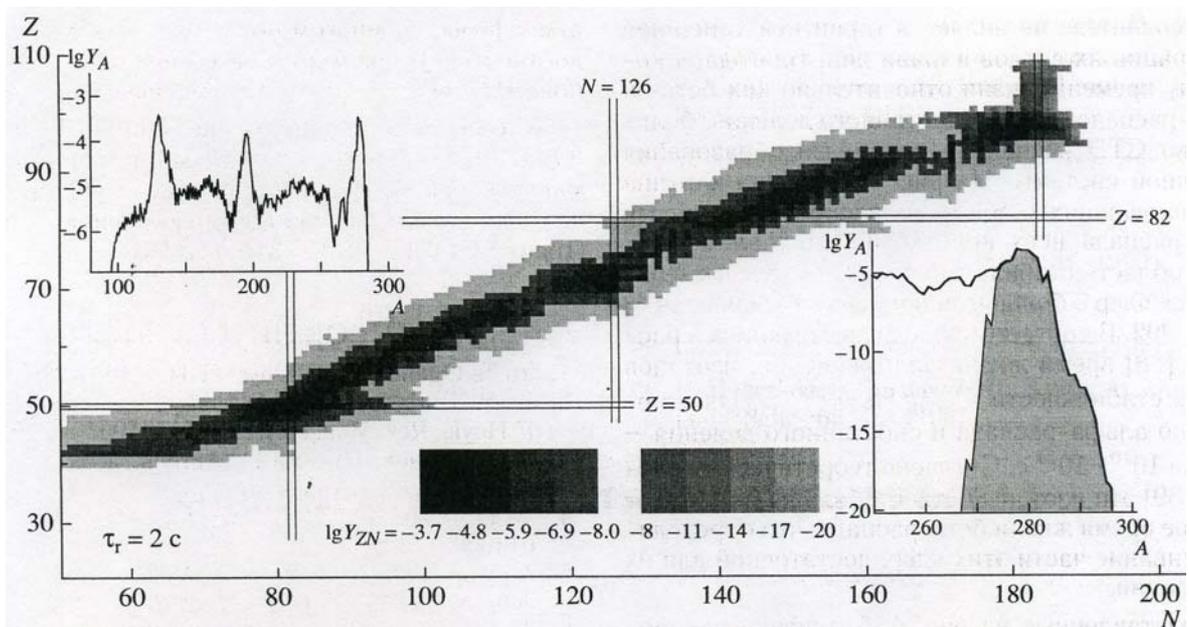


Рис.1.2. Различными оттенками серого показана распространённость изотопов в условиях высокой плотности нейтронов.

Видно, что область распространённости охватывает и сверхтяжёлые элементы с $Z \approx 110$. После спадания плотности нейтронов ниже 10^{19} см^{-3} , когда скорость β - и α - распада превышает процесс захвата нейтронов, происходит распад многих радиоактивных ядер и через 10^{10} с остаётся узкая полоса стабильных ядер, в том числе в области $Z = 110$ (Рис.1.3).

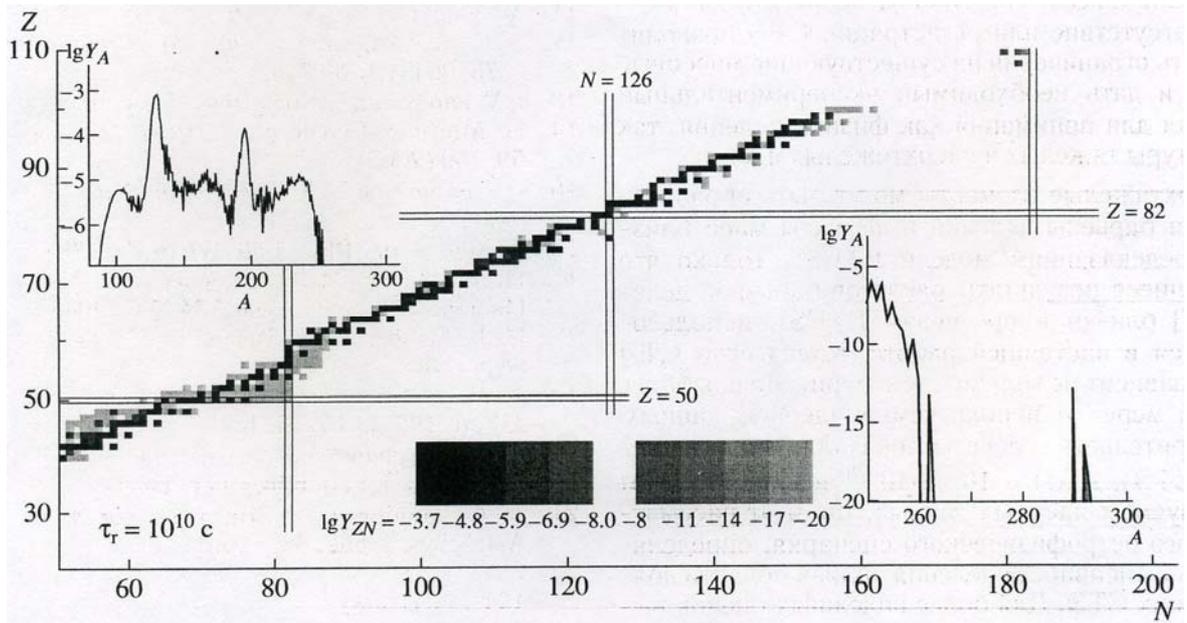


Рис.1.3. Распространённость элементов через 10^{10} с после окончания γ -процессов.

Таким образом, постановка экспериментов по поиску и регистрации ядер ультратяжёлых элементов представляет собой реальную задачу, хотя поток этих ядер может быть очень мал в силу ограниченности условий, необходимых для их рождения.

1.5. Краткий обзор трековых методов изучения зарядового спектра ядер в составе космических лучей.

К настоящему времени проведено некоторое количество экспериментальных исследований по распространённости ядер с зарядом

$Z > 82$. В большей части экспериментов используются твёрдотельные трековые детекторы, такие как толстослойные фотоэмульсии, пластиковые детекторы, стёкла и кристаллы минералов. Поскольку тяжёлые ядра при взаимодействии с атмосферой быстро теряют свою энергию, то для регистрации этих ядер измерения проводятся на больших высотах. В связи с этим эксперименты по поиску сверхтяжелых ядер в составе космических лучей первоначально проводили с использованием толстых слоев ядерной эмульсии, экспонировавшейся в верхних слоях атмосферы на шарах-зондах и аэростатах. В дальнейшем для этой цели использовали также многослойные детекторы из полимерных материалов в сочетании с черенковскими детекторами, экспонируемыми на искусственных спутниках Земли (ИСЗ). Ниже приведено краткое описание основных экспериментов, проведённых до настоящего времени с использованием ИСЗ.

Skylab. Прибор, состоящий из 36-ти камер, каждая из которых содержала 32 слоя лексана, был размещён на космической станции Skylab в мае 1978 г. высота полета которой была равна 430 км. Время экспозиции прибора составило 253 дня. Идентификация заряда осуществлялась по величине скорости травления пластика. Результат измерений приведён на Рис.1.4 [45].

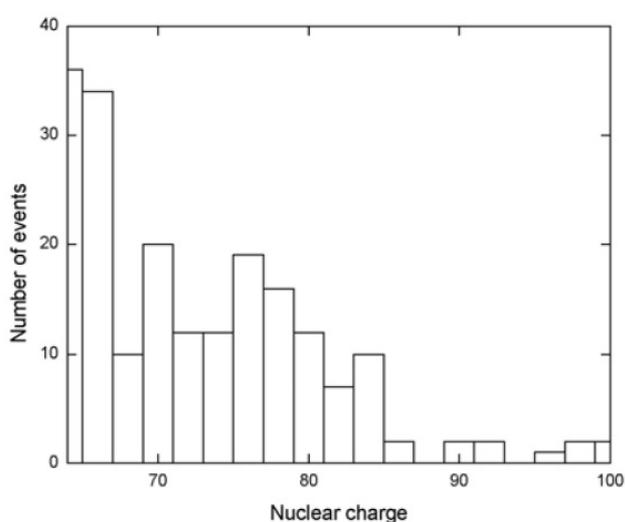


Рис.1.4. Зарядовое распределение, полученное на станции **Skylab** ,

$Z \geq 65$, 430 км, 253 дня.

Ariel 6. ИСЗ Ariel 6 был запущен в июне 1979 г. и имел в своём составе сферическую камеру, заполненную сцинтилирующей смесью газов и просматриваемую системой фотоумножителей. Заряд частицы определялся по величине сигнала, поступающего от них. Продолжительность экспозиции составила 427 дней при высоте полёта 625 км. Результаты измерений показаны на Рис.1.5 [16].

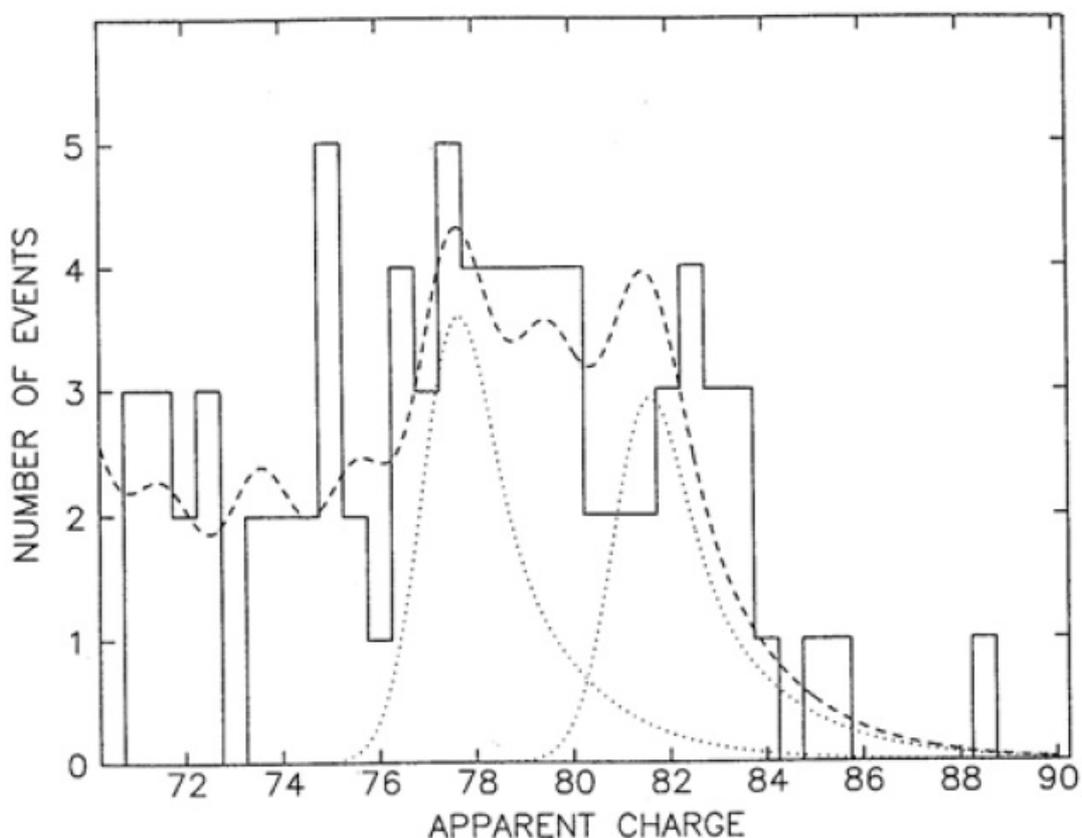


Рис.1.5. Зарядовое распределение, полученное со спутника **Ariel 6**; 625 км, 427 дней.

Эксперимент **HNE** (Heavy Nuclei Experiment) на ИСЗ **HEAO-3** (High-Energy Astronomy Laboratory) был начат в сентябре 1979 г. и продолжался 454 дня на высоте 495 км. Прибор состоял из 6 ионизационных камер, черенковского счётчика и многопроволочных ионизационных годоскопов. Результаты измерений показаны на Рис.1.6 [17].

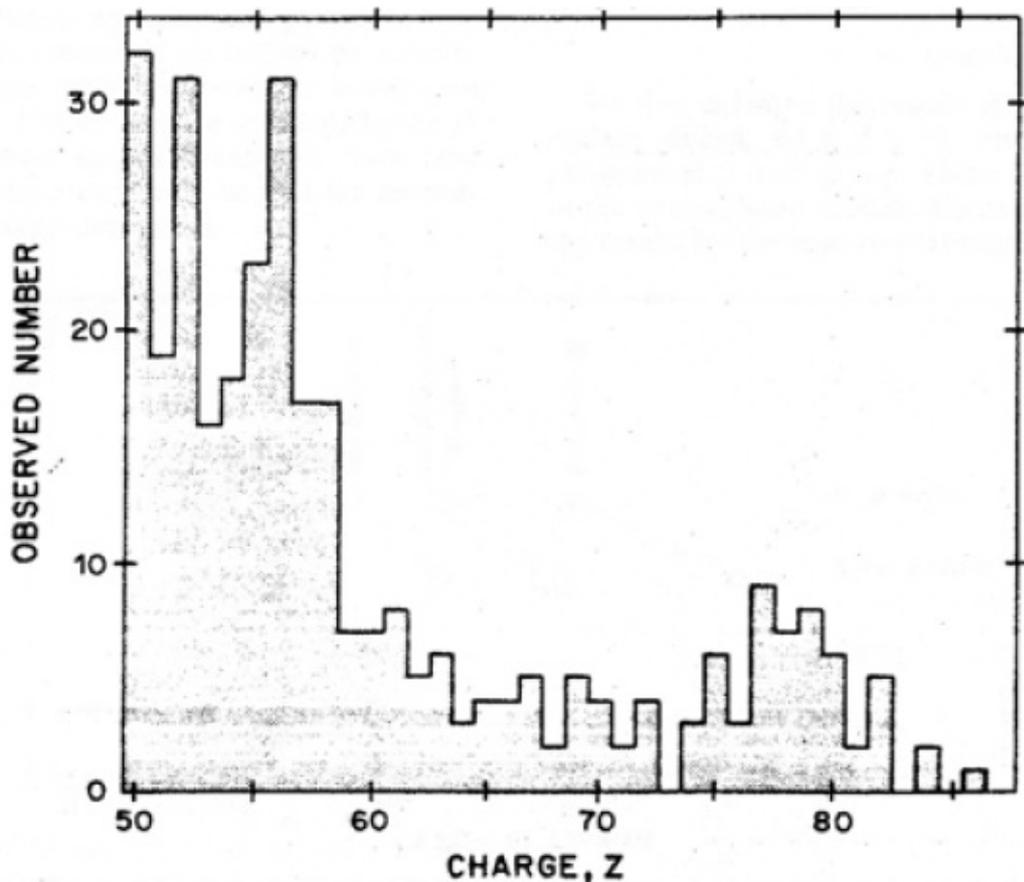


Рис.1.6. Зарядовое распределение, полученное в эксперименте **HNE (HEAO-3)**, $Z \geq 50$, 495 км, 454 дня.

Эксперимент **UHCRC** (Ultra Heavy cosmic ray experiment) был выполнен на борту космической станции **LDEF** (Long Duration Exposure Facility), начиная с апреля 1984 г. и продолжался почти 69 месяцев на высоте 450 км. Детекторы представляли собой стопки пластин лексана (толщина пластин 250 мкм), между которыми помещались пластины свинца [46]. Величина заряда частицы определялась по величине скорости травления лексана. Все облучённые пластины были разделены на несколько групп, обрабатываемых независимо. Всего было зарегистрировано около 2500 треков ядер с $Z > 65$. На Рис.1.7 приведены примеры полученных в данной работе результатов [47][48].

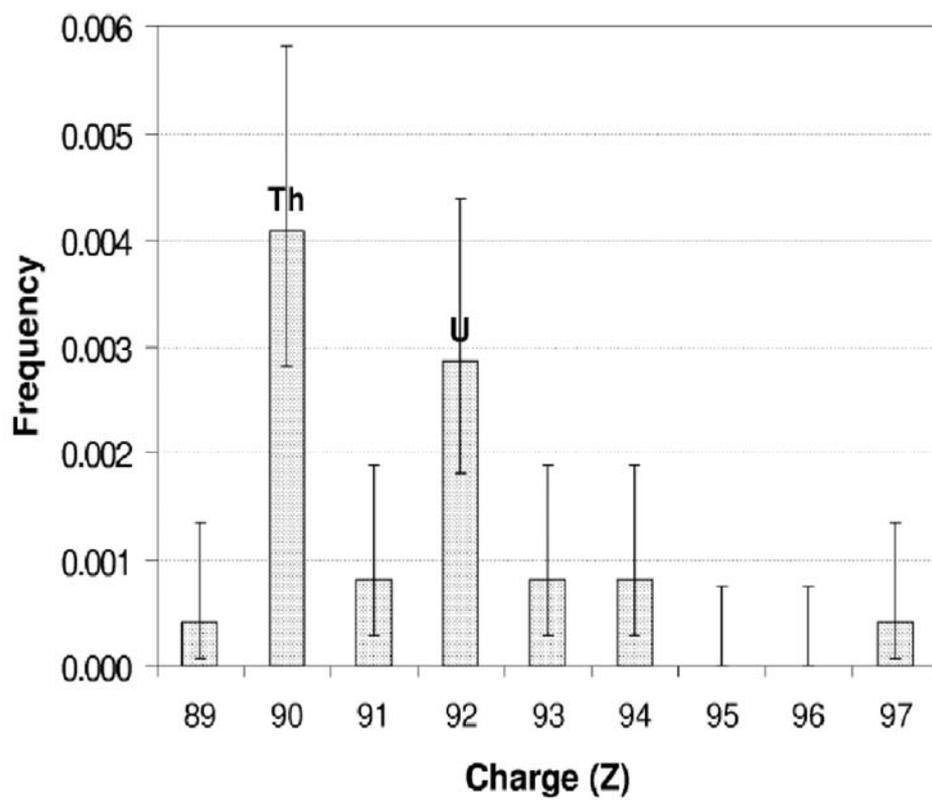
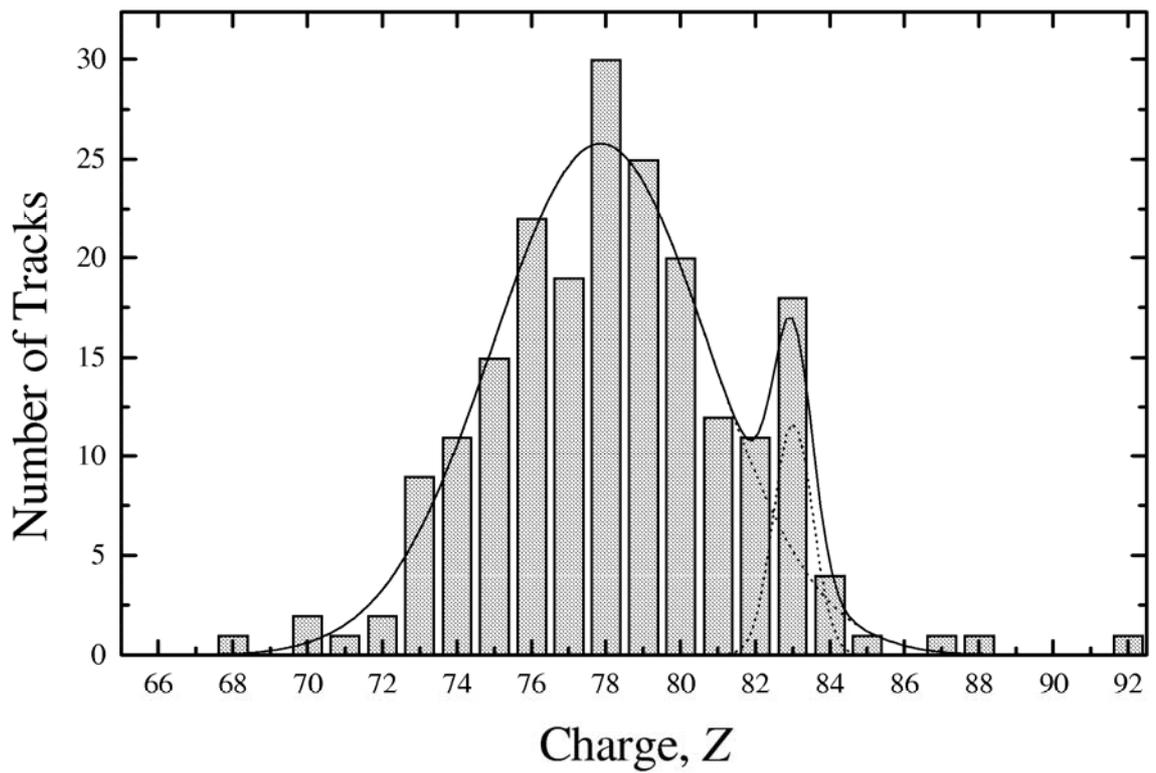


Рис.1.7. Зарядовые распределения, полученные в эксперименте **UHCRE**, $Z \geq 68$, 450 км, 6 лет.

Эксперимент **TREK** проводился на космической станции «Мир» на высоте 450 км, начиная с 1991 г. Продолжительность этого эксперимента составила более 40 месяцев. Детектор включал 150 стопок, каждая из которых состояла из 16 слоев барий-фосфатного стекла (BP-1) [49]. После травления было найдено несколько сотен следов, принадлежащих сверхтяжёлым ядрам с $Z > 70$ (Рис.1.8).

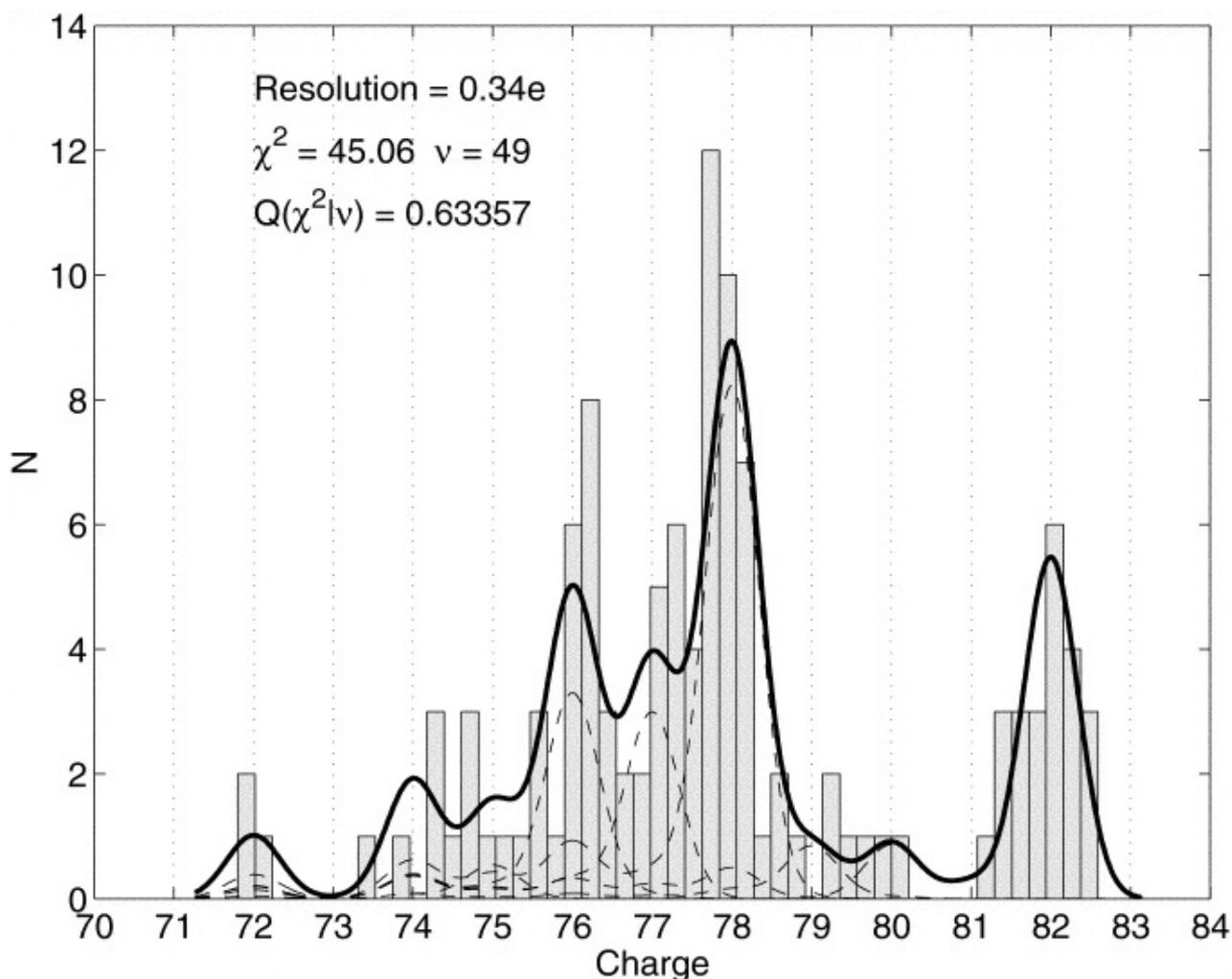


Рис.1.8. Зарядовые распределения, полученные в эксперименте **Trek**,
450 км, 5 лет.

Как видно из приведённых данных, в области ядер с $Z > 86$ имеется только несколько десятков зарегистрированных событий и очень неопределённые сведения об энергетическом распределении этих ядер. Ещё

более скудная информация во всех этих экспериментах была получена для ядер, относящихся к области трансурановых элементов. Зарегистрированы лишь единичные разрозненные события, относимые авторами исследований к ядрам с $Z > 92$. Впервые результаты, указывающие на обнаружение таких событий, были получены в экспериментах на шарах-зондах (П. Фаулер и др. [50], П. Прайс и др. [51], Ж. Блэнфорд и др. [52]), а затем на ИСЗ (эксперимент на Skylab [45] и UNCRE [47]). Во всех работах было идентифицировано 23 трека ядра с $86 \leq Z \leq 100$ и ни одного ядра с зарядом более 110. Анализ этих результатов показывает, что идентификация треков ядер с зарядами в исследуемой области сложнее, чем предполагалось [53].

Глава 2. Методические основы трековых исследований кристаллов оливина из метеоритов - палласитов.

2.1. Изучение распространенности ядер сверхтяжелых элементов КЛ по трекам в кристаллах оливина из метеоритов.

Как уже отмечалось, главная трудность при проведении экспериментальных исследований распространенности ядер ультратяжелых элементов в составе космических лучей состоит в ничтожно малых величинах потока этих ядер: $F \sim (1-2)$ ядра на квадратный метр в год. Для эффективного поиска сверхтяжёлых ядер необходимо использовать методику с более высокой чувствительностью, что требует создания на орбитальных станциях трековых и электронных детекторов с площадью $\sim 100 \text{ м}^2$ и длительным, не менее года, временем экспозиции.

В то же время в природе существуют твёрдотельные «детекторы», облучавшиеся длительное время (десятки и сотни миллионов лет) частицами космического происхождения – это кристаллы силикатных минералов, входящие в состав вещества метеоритов. Способность силикатных кристаллов из метеоритов (оливинов, пироксенов) регистрировать и сохранять в течение длительного времени ($> 10^8$ лет) треки ядер с $Z \geq 20$ [9] создает новые возможности для поиска сверхтяжёлых элементов в составе галактических космических лучей. Процессы нуклеосинтеза в Галактике носят непрерывный характер, что приводит к постоянному пополнению состава космических лучей вновь образованными ядрами. Ядра более тяжёлых элементов вплоть до урана рождаются и ускоряются до высоких и предельно высоких (вплоть до 10^{20} эВ) энергий вне пределов Земли. При этом в потоке частиц с энергией до 10^9 эВ доминирует вклад Солнца, а частицы более высоких энергий имеют галактическое происхождение. Простая оценка показывает, что в одном кубическом сантиметре таких кристаллов, расположенных на глубине менее 5 см от доатмосферной поверхности метеорита за 10^8 лет может быть

зарегистрировано $10^2 - 10^3$ треков ядер с $Z \geq 90$, а в кристаллах из поверхностных участков метеорита (глубина менее 1 см) до 10^4 треков.

Интересно отметить, в связи с этим, что наибольшее количество информации, которое легло в основу построения обобщенной кривой распространенности элементов Солнечной системы, получено из данных по содержанию изотопов элементов, находящихся в веществе метеоритов [39]. На Рис.2.1, например, показана относительная распространённость элементов, полученная путём изучения фотосферы Солнца и вещества хондритов. Видно, что эти данные хорошо согласуются между собой.

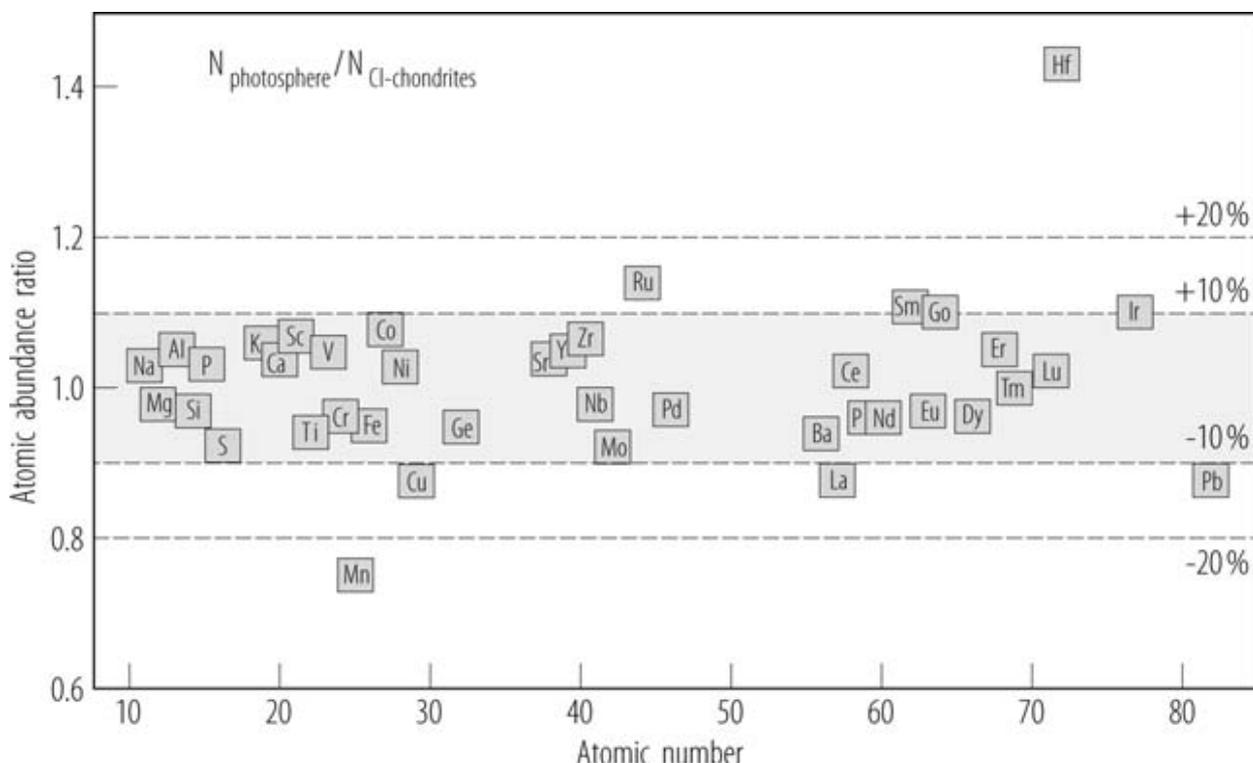


Рис.2.1. Относительная распространённость элементов, полученная путём изучения фотосферы Солнца и хондритов из метеоритов.

С середины 70-х годов в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ под руководством Г.Н. Флерова, были развернуты работы по поиску треков сверхтяжелых ядер ГКЛ в кристаллах оливина из метеоритов типа палласитов [54]. В начале исследований В.П. Перелыгина и др., в 1974–1979 гг., были

проведены измерения плотности треков группы железа в кристаллах оливина из 20 метеоритов типа палласитов и медосидеритов. Для поиска сверхтяжёлых ядер были отобраны оливины из метеоритов Марьялахти, Игл Стейшен и Липовский Хутор, в которых обнаружены участки, расположенные на глубине от 2–6 см от доатмосферной поверхности метеоритов. Были выполнены опыты по калибровке кристаллов оливинов ионами от Ti до Xe, ускоренными на ускорителях, по идентификации треков ядер, их дискриминации от фигур травления капиллярных включений и дислокаций [10][54][55] для разработки методик выявления треков ядер, с полной травимой длиной [56].

Анализ распределения длин треков, полученных при просмотре $\sim 700 \text{ мм}^3$ оливинов из метеоритов Марьялахти [57] проводился на основе данных о травимых длинах треков ядер в предположениях модели Каца и Кобетича [58] и калибровок ускоренными тяжёлыми ионами. Более 5500 треков было отнесено к области с зарядом $Z \geq 50$. Значения распространённостей ядер с $Z \geq 50$ в ГКЛ [57], полученные на основе данного распределения, удовлетворительно согласовались с результатами экспериментов по регистрации ядер космических лучей и данными о распространённости элементов в Солнечной системе [59]. Для улучшения процедуры поиска треков сверхтяжёлых ядер была использована методика искусственного отжига треков ядер. Это привело к повышению порога регистрации треков в кристаллах (см. Рис.2.2 [60]).

Из калибровочных экспериментов, где кристаллы были облучены ускоренными тяжёлыми ионами Fe, Cr, Ge, Kr, Xe [61], исследовалось поведение треков ядер при отжиге. При температуре 430 °C в течение 32 часов отжигалось значительное количество ($\sim 6 \text{ см}^3$) кристаллов оливина из метеорита Марьялахти. Для ускоренных ядер Xe травимая длина треков ($E = 8,3 \text{ МэВ/нуклон}$) составила $(26 \pm 2,5) \text{ мкм}$. Травимые длины треков ядер в кристаллах оливина при этом должны составлять: $Z \geq 110 \sim 350 - 400 \text{ мкм}$, ядер группы U $\sim 180 - 240 \text{ мкм}$, группы Pt, Pb $\sim 140 - 180 \text{ мкм}$.

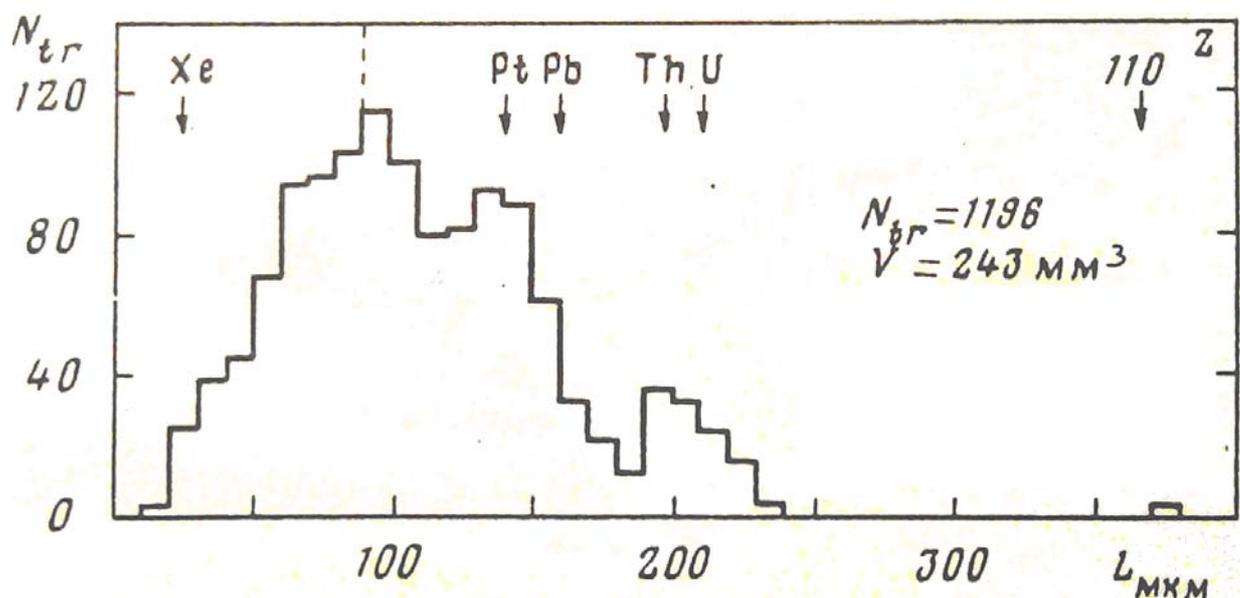


Рис.2.2. Распределение длин треков, измеренное в отожженных кристаллах оливина из метеоритов Марьялахти и Игл Стейшен.

Эффективность выявления оптимальна для треков длиной более 100 мкм.

В распределении травимых длин треков ядер выделяется группа треков с длинами 180–240 мкм, относящихся к трекам группы урана. Нужно отметить, что примененная процедура выявления треков в кристаллах – отжиг, облучение лазером – имеет высокую эффективность для треков длиной более 100 мкм и значительно меньшую для треков длиной 20÷50 мкм, чем и объясняется уменьшение числа треков с длиной менее 100 мкм от ядер с зарядом меньше 70. Единственный трек с травимой длиной 365 мкм был идентифицирован авторами как трек ядра с $Z \geq 110$ [62][63][64].

Таким образом, фактор длительной экспозиции метеоритов в космосе приводит к значительному преимуществу данного метода по сравнению с использованием спутниковой или аэростатной аппаратуры. Определение параметров треков и зависимости их плотности от глубины проникновения частицы в метеорит дает возможность исследовать потоки и спектры частиц тяжелой компоненты галактического космического излучения. Используемая в этих ранних работах ОИЯИ ручная обработка кристаллов оливина осуществлялась очень медленно, что приводило к низкой

производительности. В настоящее время исследования треков ядер в кристаллах оливина из метеоритов выполняются совместно группами из ФИАН и ГЕОХИ РАН с использованием современного высокоэффективного Полностью Автоматизированного Измерительного КОМПлекса (ПАВИКОМ) [13].

2.2. Особенности методики трековых исследований в кристаллах оливина из палласитов.

Группами сотрудников ФИАН и ГЕОХИ РАН в ходе выполнения проекта ОЛИМПИА [12] разработана новая методика идентификации и измерения параметров следов торможения ядер в объеме кристаллов оливина [21]. Главные отличия новой методики измерений от ранее использовавшейся заключаются в том, что: **(1)** химическое травление треков проводится без предварительного термического отжига кристаллов; **(2)** выполняется измерение динамических и геометрических параметров треков (в процессе их последовательного, поэтапного травления) с высокой точностью на Полностью Автоматизированном Измерительном КОМПлексе (ПАВИКОМ); **(3)** осуществляется поиск и измерение треков по всему объёму кристалла (средний размер кристалла 2–3 мм), что многократно увеличивает статистику экспериментальных данных.

Потери энергии быстрых ионов, проходящих сквозь среду, обусловлены, главным образом, процессом ионизации атомов мишени [14], а величина ионизационных потерь частиц, в свою очередь, влияет на геометрические размеры травимых треков. По своей кристаллографической структуре минерал оливин $(\text{Mg}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})_2\text{SiO}_4$ относится к силикатам с изолированными кремнекислородными тетраэдрами (SiO_4), соединёнными между собой с помощью катионов Mg или Fe [65]. Можно ожидать, что благодаря такой структуре эффективность химического травления вещества из зоны нарушения кристаллической решетки вдоль следа торможения тяжелых ядер не должна сильно зависеть от ориентации треков относительно осей симметрии

кристаллической решетки оливина. Кроме того, важно отметить, что размеры области радиационного разупорядочения кристаллической решетки вдоль траектории торможения ядер в десятки раз превышают размеры элементарных ячеек кристалла: $(60 \div 100) \text{ \AA}$ по сравнению с $(2 - 3) \text{ \AA}$, соответственно.

Для исследования влияния ориентации кристаллографических осей оливинов на параметры образующихся треков, в ходе выполнения проекта был проведен рентгеноструктурный анализ кристаллов оливина из палласита Марьяалахти, облученных ускоренными ядрами ^{132}Xe [66] [23]. Впервые было установлено, что длины треков, а также скорость их травления в природных кристаллах оливина из палласитов не зависят от ориентации треков по отношению к кристаллографическим осям оливина. Показано, что эффективность травления этих треков остается постоянной как для кристаллов оливина с поликристаллической, высоко ориентированной правильной текстурой, так и монокристаллов.

В настоящее время в проекте ОЛИМПИА для определения зарядов ядер по измеренным характеристикам треков разработан пакет программ. С помощью него одновременно используются измеренные с высокой точностью длина и скорость травления каждого трека. Определены характеристики около 2000 сверхдлинных треков, для которых оценка нижней границы заряда составляет $Z > 50$.

Метеориты класса палласиты состоят из железо-никелевой «матрицы», в объеме которой находятся многочисленные включения кристаллов оливина – прозрачного минерала слегка желтовато-зеленого цвета размером до 1–2 см. (Рис.2.3(a)).

Однако для трековых исследований доступны только образцы кристаллов размером не более 2–3 мм, что связано с наличием многочисленных трещин, возникших, по-видимому, при ударных воздействиях на вещество метеороида как в процессе его формирования, так и в течение всей последующей истории его существования в космическом пространстве.

Для выполнения процедур обработки и просмотра кристаллов они упаковываются по несколько штук в эпоксидную таблетку размером 10×20 мм, затем шлифуются и полируются (Рис.2.3(б)).

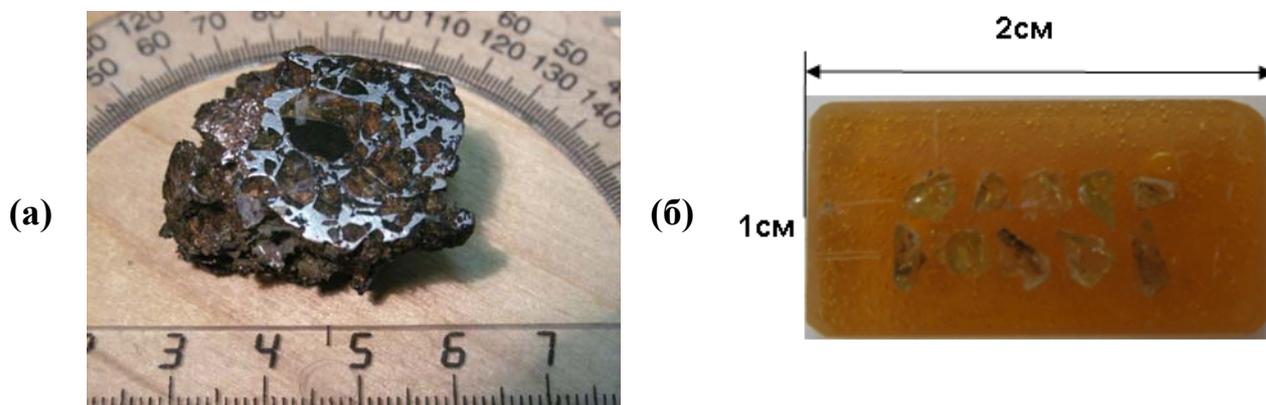


Рис.2.3. (а) Часть метеорита Игл Стейшен.

(б) Эпоксидная таблетка с несколькими кристаллами оливина.

Возможность проведения поиска, регистрации и идентификации ядер тяжелых элементов с помощью метеоритов основана на том, что тяжелые ядра, проходя через оливин, создают в его кристаллической решетке структурные нарушения. В результате вдоль следа торможения ядра образуется сквозной канал области повреждений с поперечным размером $\sim (30-70) \text{ \AA}$. Существенным при этом является огромное (до ~ 200 -кратного) различие скорости травления вещества оливина вдоль следа ядра по сравнению с ротационно-ненарушенной областью кристалла. При этом травление проводится с помощью специально подобранного химического раствора в определенных температурных условиях [67][68]. В результате при травлении поверхности кристалла оливина в местах прохождения тяжелого ядра образуется пустотелый канал, длина и ширина которого зависит от степени повреждений кристаллической решетки. На Рис.2.4 схематически представлена геометрия образующегося при травлении канала трека: **1** и **2** – поверхность кристалла перед и после травления; **h** – толщина слоя оливина, удаленного при травлении; **l_e** – наблюдаемая длина трека, $l_e = L - h$, где **L** – длина пробега ядра до точки остановки травления; **R** – полная длина

пробега ядра в данном кристалле; d – диаметр входной лунки трека на травимой поверхности кристалла [69].

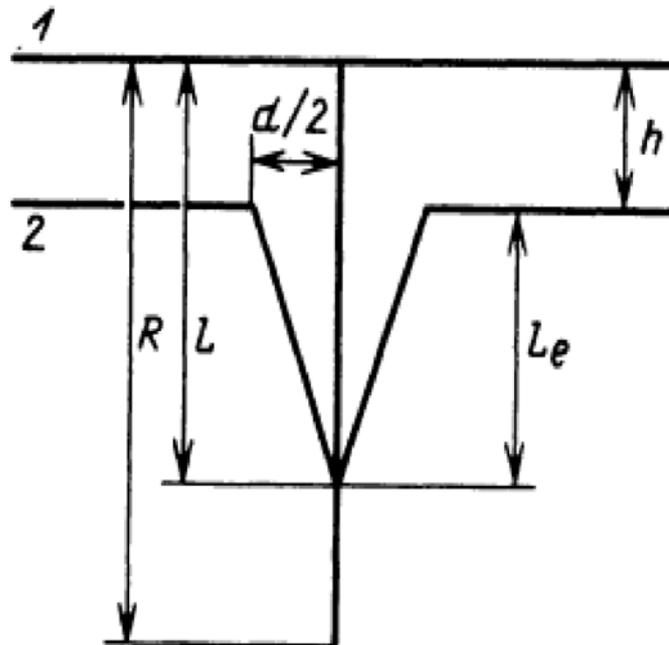


Рис.2.4. Простейшее схематическое изображение геометрии травимого канала, образующегося вдоль следа прохождения заряженной частицы ГКЛ в кристалле оливина.

Эффективность протравливания областей повреждений вдоль траектории торможения ядра зависит от степени повреждений и определяется, в основном, величиной удельных ионизационных потерь энергии тормозящегося ядра. Причём существует минимальная величина потерь энергии, характерная для каждого из используемых в качестве трековых детекторов силикатных минералов. Для оливина пороговая величина удельных ионизационных потерь энергии составляет $D = (dE/dx)_{эл} \approx 18 \text{ МэВ}/(\text{мг}\cdot\text{см}^{-2})$.

На Рис.2.5 представлены расчёты потерь энергии ядер с зарядом $Z \geq 26$ на взаимодействие с электронами тормозящей среды оливина как функция энергии частицы (Рис.2.5(а)) и остаточного пробега (Рис.2.5(б)), полученные с помощью программы SRIM2006 [14]. Горизонтальными линиями отмечено пороговое значение $(dE/dx)_{эл,пор}$ и область $(dE/dx)_{эл,пор} \pm 2 \text{ МэВ}/(\text{мг}\cdot\text{см}^{-2})$,

являющаяся переходной для двух сильно отличающихся между собой режимов травления (см. детальное рассмотрение ниже). Таким образом, только для ядер, энергетические потери которых превышают $(dE/dx)_{\text{эл,пор}} = (18 \pm 2) \text{ МэВ}/(\text{мг}\cdot\text{см}^{-2})$ при энергии $E < E_{\text{max}}$ зоны повреждения вдоль следа торможения могут быть химически протравлены до канала с диаметром микронных размеров, видимого в оптический микроскоп при 600–900–кратном увеличении.

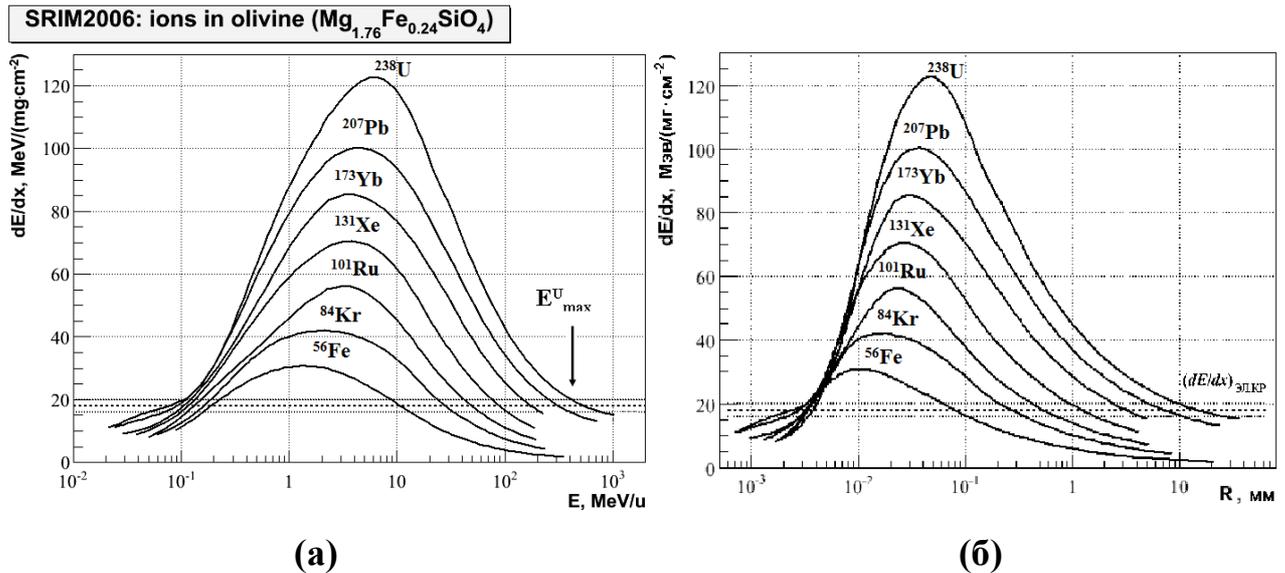


Рис.2.5. Ионизационные потери энергии ядер ${}_{26}^{56}\text{Fe}$, ${}_{36}^{84}\text{Kr}$, ${}_{44}^{101}\text{Ru}$, ${}_{54}^{131}\text{Xe}$, ${}_{70}^{173}\text{Yb}$, ${}_{82}^{207}\text{Pb}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$ в оливине палласита Марьялахти в зависимости от их энергии E (а) и остаточного пробега (б).

Таким образом, вдоль пути торможения ядер, когда их энергия больше E_{max} , то многократно снижается эффективность травления зоны нарушения кристалла оливина. Химическое травление трека в этом случае происходит при значительно меньшей скорости и для получения видимого канала необходимо проведение намного более длительного времени травления.

По мере замедления ядра, начиная с энергии E_{max} , когда потери становятся больше величины $D - 2 \text{ МэВ}/(\text{мг}\cdot\text{см}^{-2})$, скорость травления начинает превышать скорость травления неповреждённых участков и постепенно растёт,

пока не будет достигнута величина потерь $D + 2 \text{ МэВ}/(\text{мг}\cdot\text{см}^{-2})$ (энергия E_1). На этом участке трека возникает узкий протравленный канал (Рис.2.6).

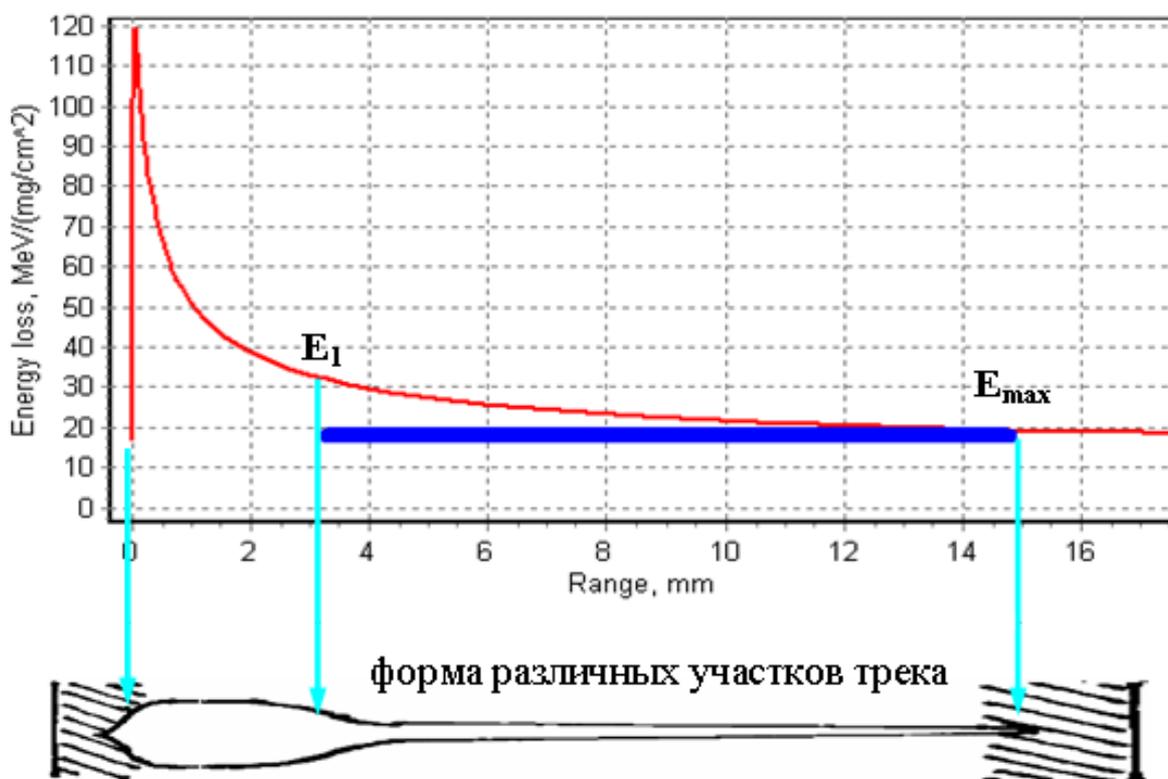


Рис.2.6. Схема формирования травимого участка трека в оливине.

Вверху – удельные ионизационные потери энергии ядра.

Внизу – геометрическая форма различных участков трека.

При дальнейшем торможении частицы ($E < E_1$) скорость травления резко возрастает и, соответственно, травимая область этого участка приобретает большой диаметр. В конце трека перед остановом частицы потери энергии снова падают ниже порога D и канал заканчивается узким остриём (Рис.2.6). Таким образом, полностью протравленные каналы различных участков пути торможения тяжёлых ядер перед их остановкой имеют форму «шприца».

На Рис.2.7 представлены примеры микрофотографий наблюдаемых в оптический микроскоп треков сверхтяжелых ядер, протравленных в кристаллах оливина из метеорита Марьялахти. Видна четкая граница раздела каждого

трека на два участка, диаметр канала в которых различается в 2–3 раза. Более тонкий, конусообразной формы участок относится к «игле шприца», участок большего диаметра, наиболее эффективно растравливаемая основная зона трека практически цилиндрической формы – к «цилиндру шприца». Таким образом, геометрические формы и параметры травимых треков подтверждают описанный выше механизм формирования зон структурного нарушения кристалла вдоль следа торможения ядер.

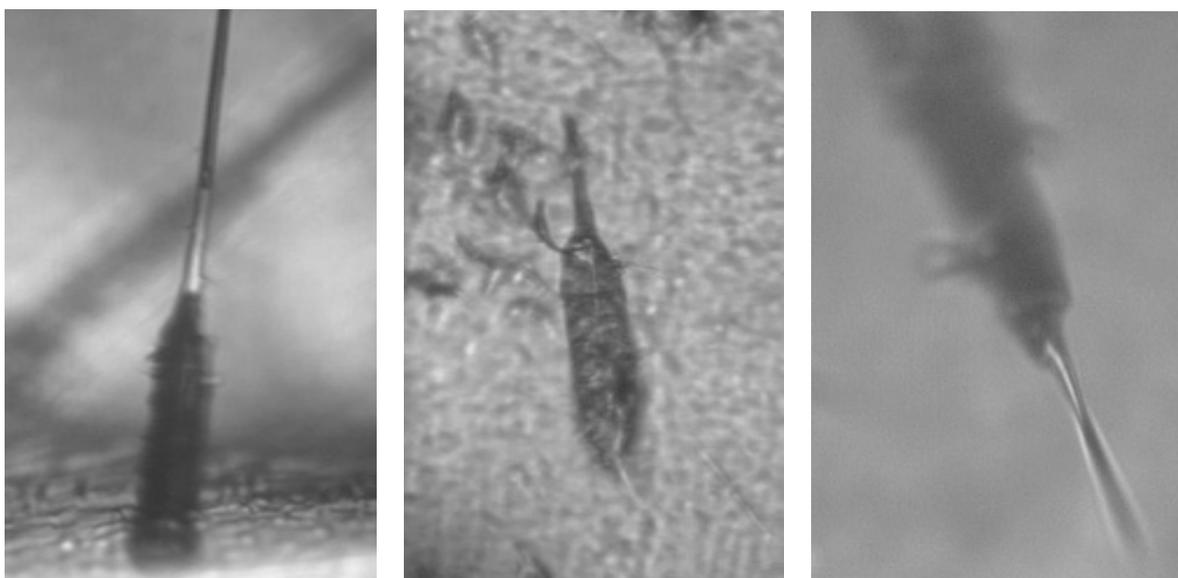


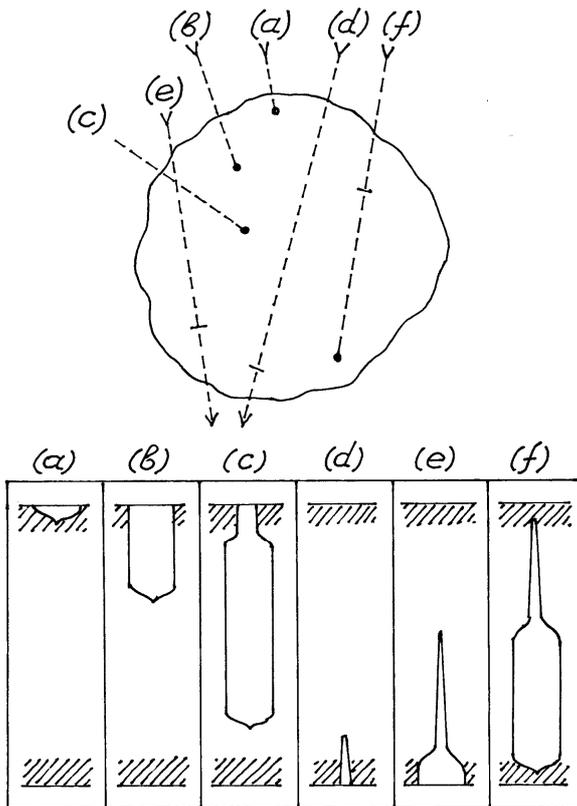
Рис.2.7. Микрофотографии треков ядер сверхтяжелых элементов ГКЛ, травимых в кристаллах оливина из палласитов.

Размер поля зрения на всех микрофотографиях $\sim(100 \times 140)$ микрон.

Как видно на Рис.2.7, длина травимого канала треков для ядер с $Z < 70$ достигает нескольких мм, а для ядер урана около 10 мм. В то же время размеры большинства кристаллов оливина, доступных для проведения трекового анализа, составляют 2–3 мм. Отсюда следует, что для очень тяжёлых ядер часть травимого участка трека оказывается за пределами кристалла.

На Рис.2.8 показаны возможные случаи положения травимого канала по отношению к объёму исследуемого кристалла. Чёрными точками обозначены участки остановки ядер, поперечными штрихами – начало травимого

участка, когда $E = E_{\max}$. Из положений травимого канала (Рис.2.8) следует, что травимая часть каналов может иметь начало или конец внутри объёма кристалла. При этом возникает проблема, связанная с эффективностью поступления травящего раствора в зону нарушения кристалла.



(a) $E \ll E_{\max}$ конечный участок пробега иона перед его остановкой

(b) $E \approx E_1$ наиболее эффективно растравливаемая основная зона трека

(c) $E_{\max} > E > E_1$ травление основной зоны трека через узкий конусообразный участок

(d) $E \gg E_{\max}$ часть конуса начального высокоэнергетического участка зоны формирования трека

(e) $E > E_{\max}$ полностью зафиксированная конусообразная часть с переходным участком основной зоны трека

(f) $E \approx E_{\max}$ начальная и конечная границы зоны формирования химически протравливаемого трека находятся внутри объёма кристалла

Рис.2.8. Возможные положения травимого канала по отношению к объёму кристалла.

В группе В.П. Перелыгина эта проблема решалась методом «трек в треке» [70]. В этом методе до начала травления кристаллы облучались ускоренными тяжёлыми ионами (в основном, Кг и Хе) с энергией $E < E_{\max}$. Во время травления в первую очередь вместе с треками от тяжелых ядер ГКЛ, следы которых пересекали поверхность травления кристалла, происходило травление каналов от ядер Кг или Хе. По этим каналам, плотность которых составляла $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$, раствор проникал внутрь объёма оливина, что приводило к

травлению треков ядер космических лучей, располагающихся внутри объёма и пересекающихся с вновь индуцированными треками. Следует отметить, что эта методика травления треков ядер ГКЛ с помощью химического раствора, поступающего через узкий канал «подводящего раствор» трека от ускоренного ядра, не позволяет проследить динамику травления исследуемых треков, так как эффективность удаления травимого вещества из зоны нарушения кристалла зависит от соотношения травимых длин и диаметров этих треков. В каждом конкретном случае это соотношение может принимать различное значение, учесть которое не представляется возможным.

Другой методологической особенностью трековых исследований В.П. Перелыгина, являлось проведение предварительного, предшествующего процессу травления, термического отжига кристаллов. Целью процедуры являлось существенное сокращение длины травимых треков ядер ГКЛ, а также устранение фона, образуемого треками ядер группы железа, затрудняющего просмотр и выделение треков от более тяжёлых ядер. При этом значительно легче и точнее осуществляется выявление треков и измерение их параметров. Однако, как показали дальнейшие калибровочные эксперименты, предварительный отжиг кристаллов приводит к дополнительным непредсказуемым изменениям длин треков.

Для измерений длины треков на ПАВИКОМ было решено использовать метод последовательного среза и травления исследуемых кристаллов оливина. При этом травление полированной плоской поверхности внутреннего среза кристалла происходит послойно: после травления очередного слоя срезается часть кристалла определенной толщины и продолжается травление вновь вскрытой на большей глубине поверхности. Таким образом, достигается возможность для сканирования треков ядер ГКЛ во всем объеме кристалла.

Толщина удаляемого с поверхности травления слоя находится в пределах (40 – 70) мкм (точность среза порядка нескольких мкм) и подбирается, исходя из наблюдаемого на данном этапе травления распределения глубины

проникновения исследуемых треков. После каждой процедуры травления производятся измерения геометрических параметров каналов. На Рис.2.9 схематично изображены последовательные этапы выявления треков в объеме кристалла. При травлении треков в очередном слое производится процедура его совмещения или сшивки с предыдущим слоем. Для этого используются реперные координатные метки, прослеживаемые на глубину кристалла, превышающую толщину данного среза, длиннопробежные треки ядер ГКЛ (треки 1 и 3 на Рис.2.9(a)). Полная длина таких треков суммируется после проведения всех примененных для данного кристалла этапов «травления – измерения – среза - полировки». Расчет длины треков, травимой на отдельных этапах, проводится с учётом угла наклона их траектории относительно нормали к травимой поверхности кристалла.

Как следует из положений травимого канала по отношению к объёму кристалла (см. Рис.2.8), форма протравленных участков треков в кристаллах оливина может быть двух типов «морковка» и «шприц» (Рис.2.9(б)).

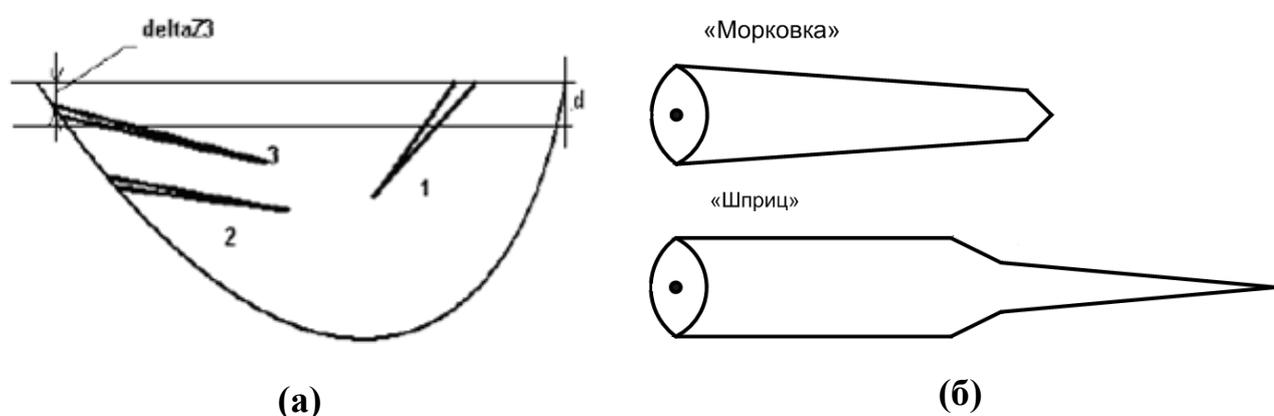
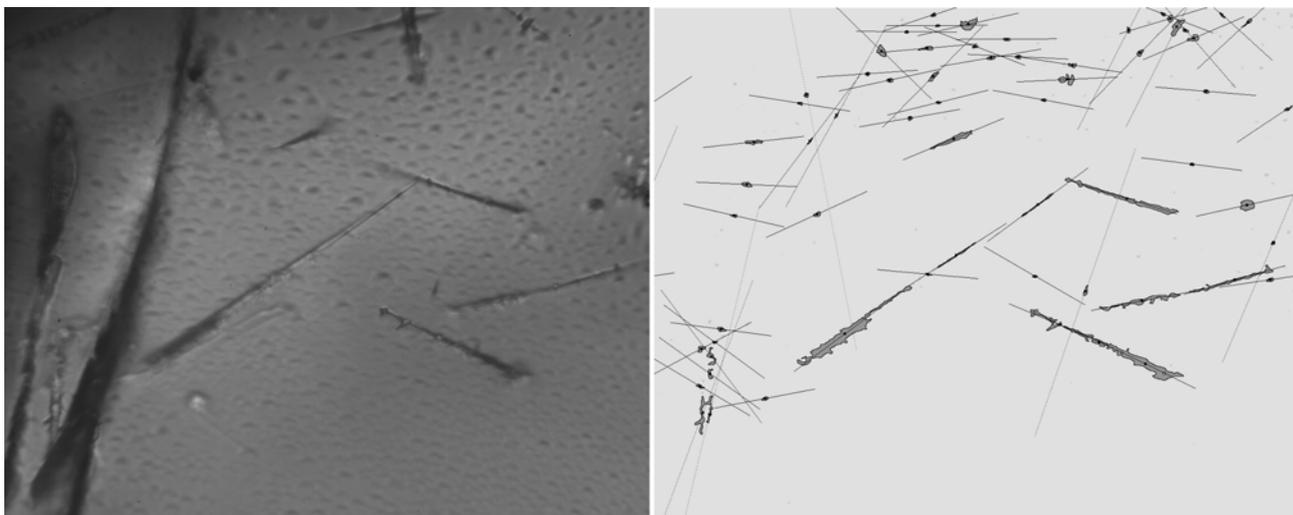


Рис.2.9. (а) Последовательные этапы обработки кристалла оливина для разных типов треков. **(б)** Типы треков наблюдаемых в кристаллах оливина.

На Рис.2.10 приведен пример стандартного поля травимой поверхности кристалла оливина с треками тяжелых ядер ГКЛ, наблюдаемыми в оптический микроскоп (Рис.2.10(a)) и его электронное изображение полученное после

обработки с помощью программного комплекса (Рис.2.10(б)). Тонкими линиями обозначены оси соответствующих кластеров.



(а)

(б)

Рис.2.10. Изображение поля травимой поверхности кристалла оливина, наблюдаемого в оптический микроскоп **(а)** и его электронная обработка с помощью программного комплекса **(б)**.

Глава 3. Методика модельных расчётов.

3.1. Выбор программного обеспечения для вычисления тормозных способностей тяжелых ионов в веществе.

В настоящее время существует несколько программ, которые позволяют вычислять тормозные способности тяжелых ионов в веществе, а также ряд таблиц, где собраны данные по тормозным способностям. Эти данные являются или результатом обобщения имеющихся экспериментальных данных, или результатом расчетов по теоретическим моделям.

Сравнительный анализ [72] с точки зрения достоверности получаемых результатов для большого набора существующих в настоящее время программ и таблиц, предназначенных для вычисления тормозных способностей тяжелых ионов, показал, что для вычисления тормозных способностей в выбранном энергетическом диапазоне можно рекомендовать программный пакет SRIM [14].

При проведении модельных расчетов в данной работе использовались программный пакет SRIM и более полный и поздний по времени создания программный комплекс GEANT4 [15]. Совместное использование программ позволяет проводить сравнение получаемых результатов, и тем самым повышает их надежность.

SRIM включает в себя набор программ для вычисления различных параметров процесса взаимодействия ионов с веществом. В SRIM также содержится обширный фактический материал по тормозным способностям и пробегам ионов в веществе со ссылками на литературные источники, включающий в общей сложности более 500 рисунков и около 20000 экспериментальных точек.

Широкое использование SRIM–алгоритма в задачах моделирования движения ускоренных ионов в твердом теле во многом обусловлено простотой и вместе с тем достаточной корректностью описания процесса упругого

рассеяния ионов на атомах мишени. Исходя из современных тенденций в численном моделировании желательно, чтобы программа была открыта для пользователя, что, во-первых, даст возможность ее тщательно отладить, найти ошибки, которых, как известно, в ранних программах SRIM было достаточно. Во-вторых, выбор языка программирования, операционной системы, построение современной базы данных материалов электронной техники с возможностью ее самостоятельного расширения, возможности распараллеливания вычислений – все эти факторы весьма важны для современного построения расчётов, но не нашли своего отражения в новых версиях SRIM. Программы с открытым доступом к исходным кодам, безусловно, более перспективны, так как могут быть доработаны другими коллективами авторов, имеющих определенные наработки по каким-то достаточно узким направлениям.

Объектно-ориентированный пакет с открытым программным кодом GEANT4, разработанный международной научной коллаборацией в Европейском центре ядерных исследований (CERN – Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire), позволяет проводить полномасштабное моделирование современных экспериментов по физике высоких энергий и астрофизике методом Монте–Карло. В рамках GEANT4 для моделирования прохождения релятивистских частиц через детекторные системы со сложной геометрией используются современные методы объектно-ориентированного программирования.

Открытость программного кода позволяет легко проводить его модернизацию, проводить тестирование реализованных физических моделей большим количеством пользователей со всего мира и быстро находить и устранять возможные ошибки, как в алгоритмах предложенных моделей, так и в программном коде.

Гибкая организация программного пакета GEANT4 позволяет полностью описывать физический эксперимент: геометрию системы с использованием

произвольного набора материалов, типы частиц, участвующих в эксперименте, и физические процессы, происходящие при взаимодействии частиц. GEANT4 представляет собой объектно-ориентированную библиотеку программ на языке C++, включающую в себя описание подавляющего большинства из известных частиц, множества физических процессов, протекающих при взаимодействии излучения с веществом. Использование объектно-ориентированной технологии программирования позволяет достигнуть прозрачности при создании различных программных модулей. Например, алгоритм, с помощью которого вычисляются сечения взаимодействия, полностью отделен от алгоритма, отвечающего за использование этих сечений, что позволяет легко изменить или расширить физическую модель интересующих нас взаимодействий. Пакет состоит из набора классов, которые можно разделить на следующие категории:

- глобальный (global) – содержит систему единиц, констант, генераторы случайных чисел;
- материалы и частицы (materials & particles) – реализует функции необходимые для описания физических свойств частиц и материалов;
- геометрия (geometry) – позволяет описывать геометрию системы;
- процессы (processes) – содержит описание процессов, которые могут состоять как из одной, так и нескольких моделей физических взаимодействий во всем энергетическом диапазоне: электромагнитных, адронных, оптических и других;
- треки (track) – реализует функции, необходимые для определения треков частиц, и передачи необходимой информации чувствительным объемам (детекторам);
- события (events) – управление событиями (запуском начальной частицы и управление всеми образовавшимися вторичными частицами);
- запуск (run) – управление группой событий происходящих при одной и той же конфигурации геометрии системы.

На каждой стадии процесса моделирования в рамках GEANT4 пользователю доступна полная информация о состоянии частицы: ее

координаты, импульс, энергосодержание в элементарном объеме и многое другое. Эта информация и используется при дальнейшем анализе.

3.2. Моделирование потерь энергии в GEANT4.

Рассмотрим, как реализовано моделирование потерь энергии ионов в пакете GEANT4 [73]. Так как вычисления потерь энергии ионов и адронов в GEANT4 основывается на алгоритмах, разработанных для протонов, рассмотрим сначала, как реализовано моделирование потерь энергии протонов.

Дифференциальное сечение рассеяния протона на свободном электроны среды

$$\frac{d\sigma(E, T)}{dT} = 2\pi r_e^2 m_e c^2 Z \frac{z_h^2}{\beta^2} \frac{1}{T^2} \left[1 - \beta^2 \frac{T}{T_m} + \frac{T^2}{2E^2} \right] \quad (1)$$

где E , z_h , β – кинетическая энергия, заряд и скорость налетающей частицы, T – кинетическая энергия дельта-электрона, r_e , m_e – классический радиус и масса электрона, T_m – максимальная энергия, которая может быть передана электрону,

$$T_m = 2m_e (\gamma^2 - 1) / (1 + 2\gamma(m_e / M) + (m_e / M)^2) \quad (2)$$

где γ – релятивистский фактор налетающей частицы, M – ее масса. Сечение образования дельта-электрона можно записать как

$$\sigma(E, T_c) = \int \frac{d\sigma}{dT} dT, \quad (3)$$

где T_c – значение порога образования дельта-электронов. Введение порога необходимо как для оптимизации скорости моделирования, так и для обеспечения условий, при которых выражение (1) справедливо (приближение квази-свободного электрона). Тормозная способность (удельные ионизационные потери энергии) для данной частицы может быть представлена

$$S_r(E) = S_t(E) - \int T \frac{d\sigma}{dT} dT, \quad (4)$$

где $S_t(E)$ – полные потери энергии, а $S_r(E)$ – ограниченные потери энергии. При реальном моделировании используются выражения (3) и (4), причем, с уменьшением величины порога T_c возрастает сечение рождения дельта-электронов и уменьшается величина средних потерь энергии на шаге частицы.

Для ускорения расчетов перед началом моделирования создаются таблицы потерь энергии $S(T)$, пробегов $R(T)$, обратных пробегов $T(R)$ и сечений $\sigma(T)$. В целях экономии оперативной памяти компьютеров и времени для построения таблиц в случае положительно заряженных адронов таблицы потерь энергии и пробегов создаются только для протонов и альфа-частиц. Эти таблицы используются в дальнейшем для вычисления потерь энергии более тяжелых заряженных частиц. Такой подход принципиально важен, поскольку количество стабильных изотопов превосходит 3000 и при взаимодействии адронов с ядрами может образоваться любой из них.

Моделирование в пакете GEANT4 осуществляется путем розыгрыша методом Монте-Карло дискретных шагов частицы в веществе. Вычисление средних потерь энергии ΔE после любого шага производится следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta E &= S_r x, & (S_r x < E \xi) \\ \Delta E &= E - E(R(E) - x), & (S_r x \geq E \xi) \end{aligned} \quad (5)$$

где x – длина шага, ξ – параметр, определяющий условие использования линейного приближения. Вследствие вероятностного характера взаимодействия частицы со средой потери энергии на данном отрезке траектории испытывают заметные флуктуации. В GEANT4 для описания флуктуаций применяются две различные модели, зависящие от параметра k , который равняется нижнему пределу среднего числа взаимодействий частицы на шаге моделирования. В случае достаточно большого числа взаимодействий

$$\Delta E > kT_c \text{ и } T_m \leq 2T_c \quad (6)$$

флуктуации распределены по нормальному закону с дисперсией

$$\Omega^2 = \langle (\Delta E - \langle \Delta E \rangle)^2 \rangle = 2\pi\epsilon_0^2 m_e c^2 N_{el} \frac{z_h^2}{\beta^2} T_c x \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right), \quad (7)$$

где N_{el} – электронная плотность среды. Если условия (6) не выполняются, то применяется более сложная модель флуктуации потерь энергии в тонких поглотителях [74]. В зависимости от числа взаимодействий на шаге частицы реализуются распределения Вавилова или Ландау.

Адроны, проходя через вещество, теряют энергию в основном на ионизацию. Среднее значение ограниченных потерь энергии (4) в случае достаточно быстрых тяжелых частиц задается при помощи формулы Бете–Блоха [75] с поправками

$$-\frac{dE}{dx} = N_{el} \frac{z_h^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 T_c}{I^2} \right) - \beta^2 \left(1 + \frac{T_c}{T_m} \right) - \delta - 2 \frac{C_e}{Z} \right] + F_h, \quad (8)$$

где I – средний потенциал ионизации атома, δ – поправка, учитывающая эффект плотности, C_e/Z – член, учитывающий взаимодействие с электронами на внутренних оболочках атомов, Z – атомный номер, F_h – поправки высших порядков.

Для скорости заряженного адрона $\beta < 0,05$ (энергия 1 МэВ для протона) формула (8) становится неточной. В этом случае скорость адрона становится сравнимой со скоростью атомных электронов. Поэтому для протонов формула (8) применяется при $T > 2$ МэВ. При меньших энергиях в GEANT4 применяется параметризация потерь энергии. Для 72 материалов, доступных в базе данных Национального института по стандартам и технологиям США (NIST) [76], прямо используются NIST таблицы. Для остальных материалов применяется параметризация [77], предложенная Международной комиссией по радиологическим единицам и измерениям (ICRU):

$$S_{te} = A_1 E^{1/2}, \quad E < 10 \text{ кэВ}, \quad (9)$$

$$S_{te} = \frac{S_{low} S_{high}}{S_{low} + S_{high}}, \quad S_{low} = A_2 E^{0,45}, \quad S_{high} = \frac{A_3}{E} \ln \left(1 + \frac{A_4}{E} + A_5 E \right), \quad 10 \text{ кэВ} < E < 2 \text{ МэВ},$$

где S_{te} – полная тормозная способность, связанная с передачей энергии электронам, A_i – пять параметров, используемых для аппроксимации, причем они индивидуальны для протонов и α -частиц для каждого атома в диапазоне атомных чисел от 1 до 92. Отметим, что при очень низких энергиях ($\beta < 0,01$) модель свободного электронного газа [78] предсказывает, что тормозная способность пропорциональна скорости адрона, что согласуется с используемой параметризацией (9).

Для низких энергий учитываются также неионизационные (ядерные) потери S_n , параметризация которых проводится согласно рекомендации ICRU [79]. Полные энергетические потери

$$S_t = S_e + S_n . \quad (10)$$

Точность формулы Бете-Блоха оценивается в 2–3% для энергий $E > 5$ МэВ, точность вычислений потерь энергии протонов в интервале энергий $100\text{кэВ} < E < 5$ МэВ оценивается в 5%, при более низких энергиях ухудшается с 5 до 20 % при 1 кэВ.

Для не очень больших энергий $\gamma m_e / M \ll 1$ сечение (3), ионизационные потери (8) и (9) не зависят от массы адрона, а только от скорости. Исключение составляет поправка F_h к формуле Бете–Блоха (8). Поэтому потери энергии $S_{ei}(T)$ заряженного адрона или иона с кинетической энергией T могут быть выражены через потери энергии протона, движущегося с той же самой скоростью

$$S_{ei}(T) = Z_{eff}^2 S_{ep}(T_p) + F_i(T) - F_p(T_p), \quad T_p = T(M_p / M), \quad (11)$$

где Z_{eff} – эффективный заряд иона, M_p – масса протона, S_{ep} – тормозная способность протона, которая соответствует «масштабированной» кинетической энергии T_p . Величины $S_{ep}(T)$ и пробеги вычисляются из таблиц, поправки высокого порядка F_i вычисляются на каждом шаге моделирования.

Также на каждом шаге вычисляется эффективный заряд иона. При высоких скоростях ион целиком лишен электронов, поэтому его заряд не отличается от заряда ядра. Для медленных ионов ситуация кардинально

изменяется, потому что начинается захват электронов атомов вещества на электронные оболочки иона, что приводит к уменьшению его заряда, в результате чего его потери энергии уменьшаются. При движении в плотной среде наряду с захватом электронов происходит и передача электронов атомам среды, что приводит с одной стороны к установке равновесия между ионом и средой, с другой – к дополнительным флуктуациям потерь энергии из-за флуктуаций заряда иона [80]. До настоящего времени отсутствует достаточно развитая теория этого процесса, но предложено несколько количественных эмпирических соотношений. Эффективный заряд иона выражается через обычный заряд иона $Z_{eff} = \gamma_i Z_i$, а величина γ_i параметризована в соответствии с формулами, предложенными Дж. Зиглером [79].

3.3. Сравнение результатов применения программных пакетов SRIM и GEANT4.

С использованием программ SRIM и GEANT4 нами были проведены расчеты потерь энергии ионов ^{131}Xe и ^{238}U в оливине $(\text{Mg}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})_2\text{SiO}_4$ в широком диапазоне энергий (Рис.3.1). Результаты расчетов пробега ионов в оливине по программе GEANT4 хорошо согласуются с расчетами пробега по программе SRIM.

В рамках нашего исследования были проведены тестовые расчеты прохождения ядер ^{131}Xe , ^{207}Pb , ^{238}U через вещество в широком спектре энергий и материалов (Рис.3.2 и Рис.3.3). Выбор материалов определялся следующим образом: либо они входили в состав оливина как компоненты, либо широко использовались в экспериментах по физике высоких энергий для изготовления деталей детекторов. Результаты модельных расчетов сравнивались с таблицами [81], в которых представлены тормозные способности и пробеги ионов с зарядами $2 < Z < 103$ для диапазона энергий от 2,5 до 500 МэВ/нуклон в различных материалах.

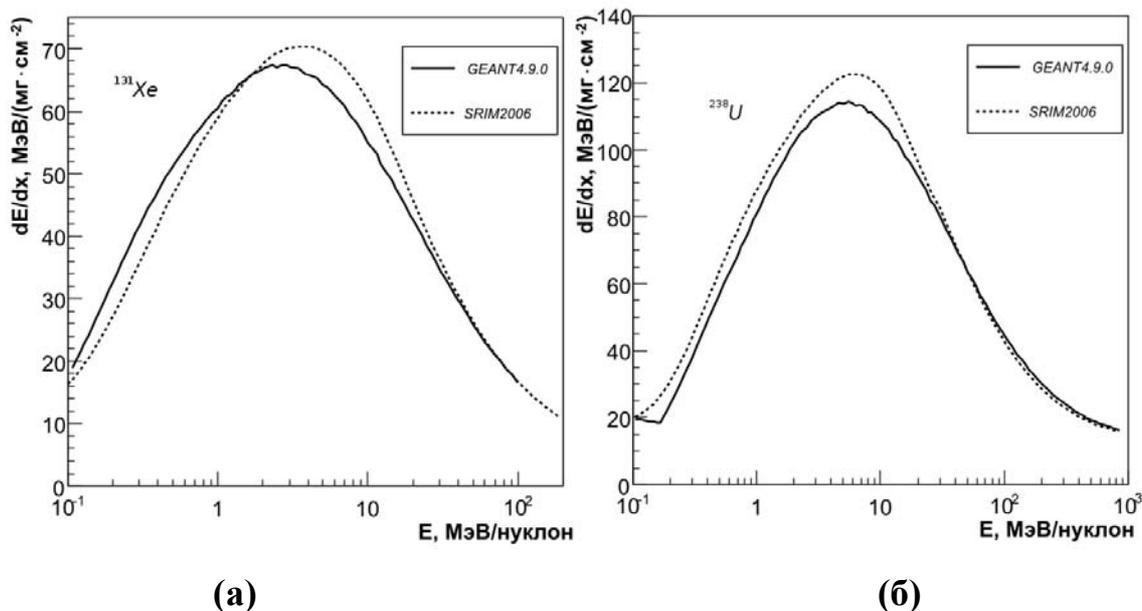


Рис.3.1. Зависимость потерь энергии для ионов ^{131}Xe (а) и ^{238}U (б) в оливине $(\text{Mg}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})_2\text{SiO}_4$.

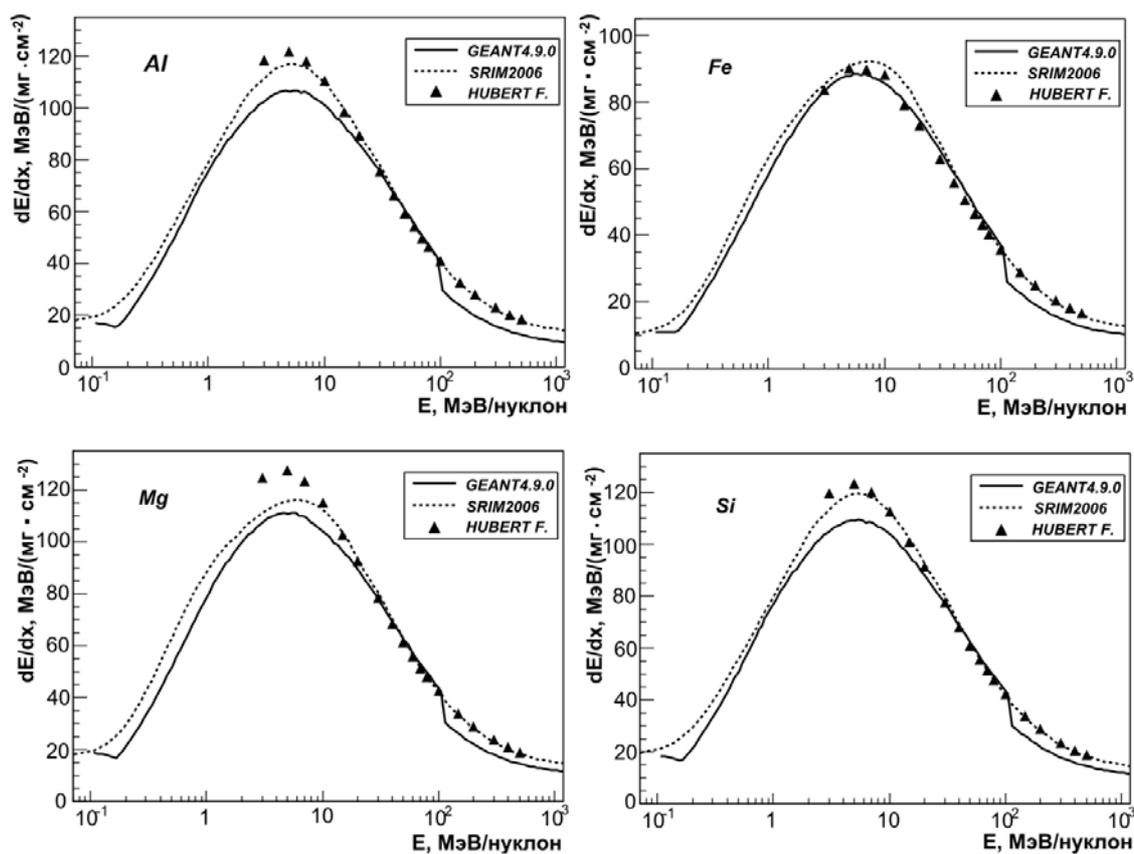


Рис.3.2. Сравнение зависимостей потерь энергии ионов ^{238}U , полученных по результатам расчетов с помощью программ GEANT4 и SRIM2006 и из таблиц [81], от энергии тормозящихся частиц в алюминии, железе, магнии и кремнии.

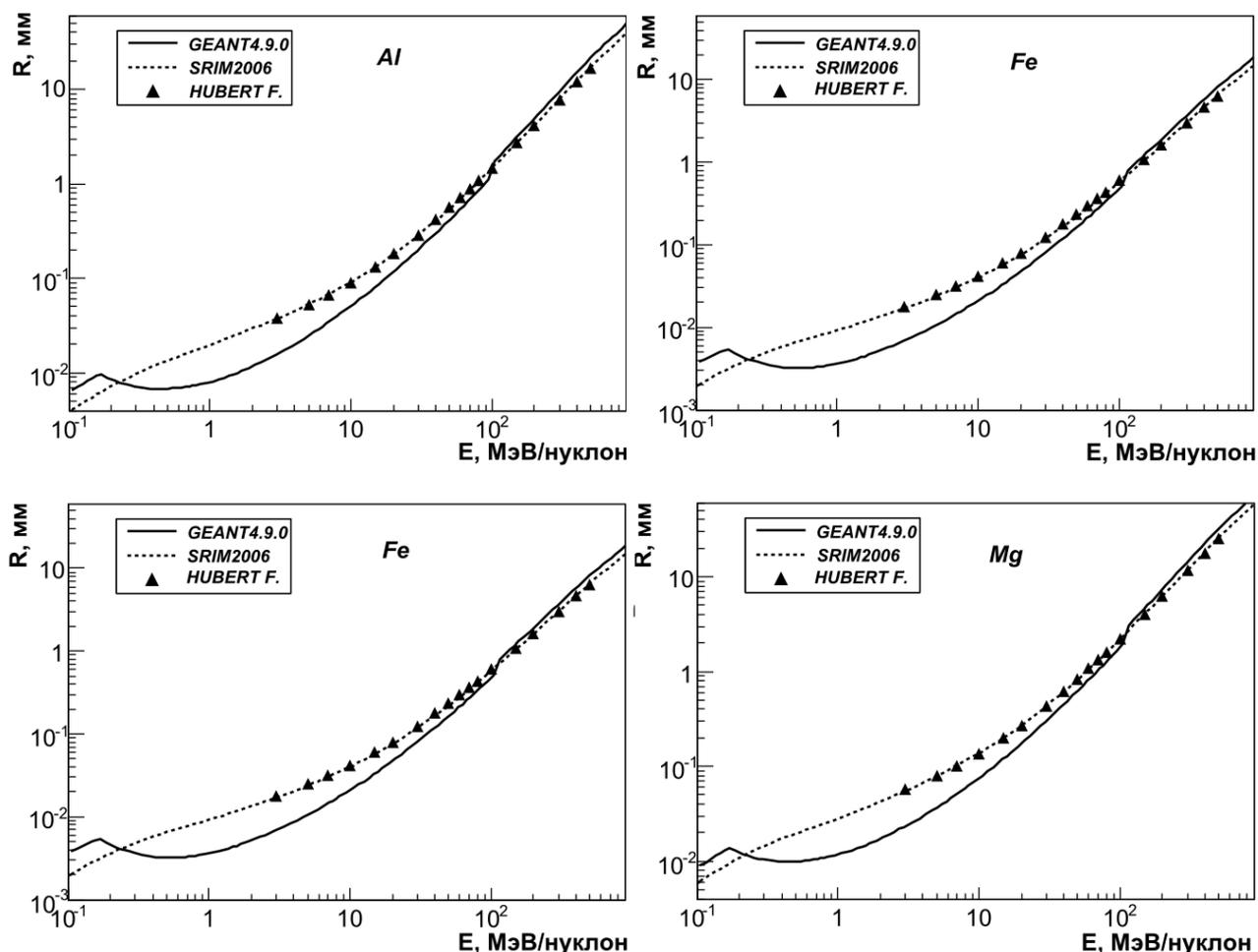


Рис.3.3. Сравнение зависимостей пробегов ионов ^{238}U от энергии частиц в алюминии, железе, магнии и кремнии, полученных по результатам расчетов с помощью программ GEANT4 и SRIM2006 и из таблиц [81].

Стоит заметить, что результаты расчетов с помощью GEANT4 и SRIM демонстрируют неплохое согласие между собой и с табличными данными [81]. Но благодаря гораздо более широким возможностям, заложенным в GEANT4, именно этот программный продукт был выбран для моделирования прохождения ядер ГКЛ сквозь вещество.

3.4. Основные концепции GEANT4.

GEANT4 предоставляет необходимые библиотеки и сервисы, включая визуализацию и возможность интерактивного режима работы [82]. Задача же

создания приложения для моделирования своего эксперимента лежит на самом пользователе.

Программа в GEANT4 должна содержать определение нескольких основных классов, которые включают 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 основные:

- G4VUserDetectorConstruction, содержащий определение геометрии установки, и, обычно, определение используемых материалов и назначение чувствительных областей;
- G4VPhysicsList, подключающий моделирование интересующих физических процессов;
- G4VUserPrimaryGeneratorAction, описывающий источник первичных частиц в моделировании;

так и дополнительные классы, без которых моделирование возможно: G4UserRunAction, G4UserEventAction и G4UserSteppingAction, позволяющие модифицировать поведение GEANT4 на том или ином этапе моделирования.

Определение каждого класса помещается в соответствующий отдельный файл, а в главном файле проекта ExampleG4.cc происходит сведение всего воедино и регистрация классов в G4RunManager.

Файл начинается с подключений заголовочных файлов. В Си++ объявления классов (то есть описание их полей, функций и констант) обычно размещаются в специальных заголовочных файлах с расширением *.h* или *.hh*, которые затем подключаются в файлы *cc* директивой *#include*, например:

```
#include<G4RunManager.hh>
#include<G4UImanager.hh>
#include<G4UITerminal.hh>
#include<G4VisExecutive.hh>
#include<G4Material.hh>
```

```
#include<G4UserRunAction.hh>
```

Настройка генератора случайных чисел работает таким образом, что по умолчанию он возвращает одну и ту же последовательность случайных чисел, что удобно при отладке.

Геометрические характеристики моделирования в GEANT4 задаются с помощью класса `G4VUserDetectorConstruction`. Чтобы сделать это, необходимо определить класс, наследующий `G4VUserDetectorConstruction` и определить в нем функцию `Construct()`, которая будет автоматически вызвана на этапе инициализации. Объявление класса `DetectorConstruction` находится в файле `DetectorConstruction.hh`. Далее идет объявление конструктора и деструктора класса `DetectorConstruction` — функций, которые автоматически вызываются при создании и уничтожении объекта. Функция `Construct` включает в себе основную функциональность класса `DetectorConstruction`. Она создает геометрию и материалы.

В GEANT4 все используемые в моделировании физические процессы должны быть заранее подключены. За реализацию этой задачи отвечает класс `PhysicsList`. В нем должны создаваться определения всех частиц и для каждой частицы должны выбираться процессы, в которых она может участвовать. При необходимости, можно описать свой набор физических процессов. Но так как создание такого пакета вручную довольно сложное дело, где надо учесть массу деталей, обычно «физические листы» выбираются из набора «стандартных», заранее подготовленных для различных задач списков физических процессов. Причем корректность работы всех этих «стандартных» списков постоянно проверяется путем их сопоставления с новейшими экспериментальными данными.

Код класса `PhysicsList` находится в файлах `PhysicsList.hh` и `PhysicsList.cc`. Один из важных параметров, который часто приходится подбирать при моделировании для получения наилучших результатов – это так называемый «cut» – порог образования дельта-электронов. Он задается в `PhysicsList.cc`:

```

PhysicsList::PhysicsList(): G4VUserPhysicsList()
{
    defaultCutValue = 0.1*cm;
    SetVerboseLevel(1);
}

```

Эта величина может иметь размерность длины, а может пересчитываться в единицы энергии. Смысл ее в том, что для каждого типа частиц – электронов, фотонов и т. д., – и для каждого материала вычисляется энергия, при которой эта величина совпадает со средним пробегом в данной среде. Затем, в ходе моделирования, если на некотором шаге должна родиться вторичная частица, но ее энергия меньше, чем энергия порога, то эта частица не рождается, а считается поглощенной в среде в данной точке. При этом ее энергия добавляется к TotalEnergyDeposit.

PrimaryGeneratorAction отвечает за создание первичной частицы, с которой начинается процесс моделирования события. Первичной частицей может быть электрон из ускорителя, фотон, излученный из радиоактивного источника, или вообще любая другая частица.

Команды verbose контролируют количество отладочных сообщений, которые выводит на экран GEANT4 в ходе работы. 0 – минимальное количество, 9 – максимальное (/run/verbose 0).

Запуск моделирования. Запускается требуемое количество первичных частиц, например 100000 электронов:

```

/gen/particle e-
/run/beamOn 100000.

```

Существует несколько вариантов взаимодействия конечного пользователя с программой моделирования. Наиболее распространенным является задание параметров моделирования с помощью файла сценария.

При выполнении диссертационной работы в качестве основного инструмента моделирования прохождения ядер ГКЛ через кристаллы оливина

был создан пакет *iion*, который представляет собой модернизированную в соответствии с задачами нашего исследования версию приложения *Nadr01*, входящего в состав *GEANT4* в качестве официального примера его применения. В пакете *iion* были добавлены описания новых материалов, используемых при моделировании, и реализована возможность изучать многие параметры ядер, проникающих на различную глубину в теле облучаемого метеорита. Чтобы генерировать сложные энергетические, пространственные и угловые распределения первичных ядер, необходимые для целей нашего исследования, использовался подпакет *G4GeneralParticleSource* [83], который является частью пакета *GEANT4*. Результатом модельных расчётов являются позволяющие проводить дальнейший анализ распределения по различным параметрам ядер как первичных, так и вторичных, образованных в процессе фрагментации.

Моделируемый детектор состоит из *FeNi/FeNi-Olivine* тормозной мишени толщиной от 10 мм до 100 мм. Нормально к мишени падает пучок ядер с анализируемой энергией, заданной в единицах МэВ/нуклон, в результате множества различных процессов, и в частности фрагментации, происходит изменение спектра первичного излучения. Задача состоит в измерении параметров вылетевших из мишени вторичных ядер, как пролетевших насквозь мишень, так и образовавшихся в ней (см. Рис.3.3).

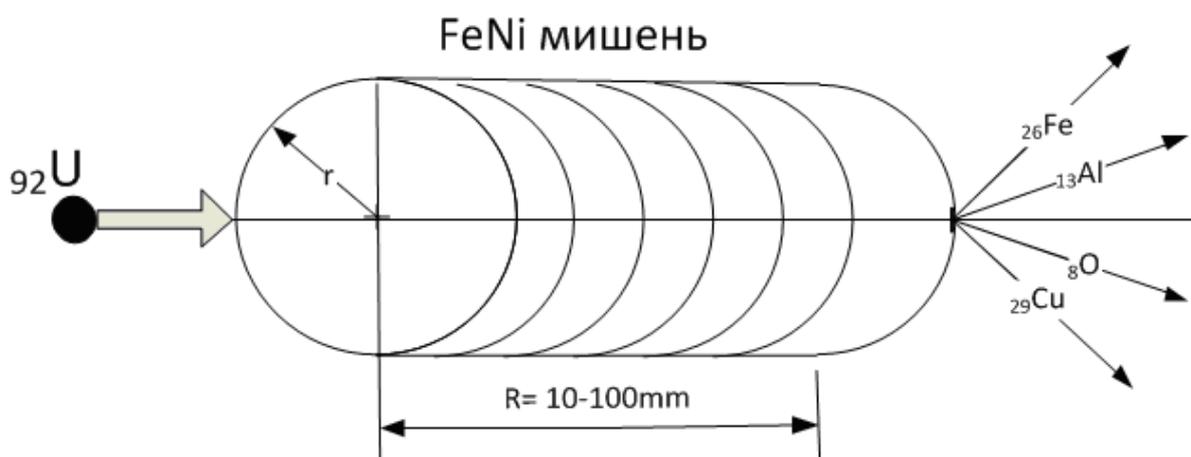


Рис.3.3. Схема моделируемого детектора

В нашем примере для описания адронных процессов использовался «физический лист» QBBC, который используется во многих приложениях, подготовленных с помощью GEANT4. QBBC содержит описание большого количества физических моделей адронных процессов, в том числе модели бинарного (Binary) каскада для ионов [84]. Выбор именно этого «физического листа» состоялся благодаря рекомендации экспертов коллаборации GEANT4 и наличию положительного опыта работы с ним. Он использовался при моделировании Брэгговского пика: распределение энергосвечения по глубине мишени. Сравнение результатов моделирования Брэгговского пика с экспериментальными данными для различных ионных пучков очень важно для физики высоких энергий, так как заметная часть адронных ливней выделяется вследствие процессов ионизации адронов/ионов. Это существенно и для космических и особенно для медицинских приложений, так как оптимизация радиационной терапии является одним из основных современных направлений исследований в физической медицине. И для всех этих задач требуется высокая точность моделирования. Использование «физического листа» QBBC позволило достичь стабильности положения Брэгговского пика, а также стабильности его формы на уровне 0,1 % при хорошем согласии с экспериментальными данными при моделировании прохождения углеродного и протонного пучков через водяную мишень [73]. Это все позволило сделать вывод о возможности использования разработанного пакета `iion` в GEANT4 для данного эксперимента.

Глава 4. Поиск и идентификация сверхтяжелых ядер ГКЛ.

4.1. Результаты модельных расчётов.

Проведено полномасштабное моделирование реального эксперимента с использованием программного пакета SRIM и программного комплекса GEANT4. Пакет SRIM в основном использовался для вычисления ионизационных потерь энергии ядер в веществе. Использование пакета GEANT4 для моделирования прохождения ионов в веществе позволило учесть все возможные процессы взаимодействия, в частности, фрагментацию.

Для модельных расчётов использовался набор ядер из интервала зарядов ($50 < Z < 92$), относительное содержание которых в Солнечной системе принято по данным Г. Зюсса, Г. Юри и А. Дж. У. Камерона (см. Табл.1) [85]. Моделирование проводилось для каждого ядра отдельно, а затем вклад от отдельных ядер суммировался. Так как разброс значений относительной распространенности изучаемых ядер составляет два порядка величины, а проведение расчетов для одного сорта ядер, особенно для тяжелого, занимает довольно много времени, то для ^{238}U , ядра с наименьшей в рассматриваемом диапазоне распространенностью, использовалось первоначальное количество ядер равное 1000. Количество других ядер было рассчитано пропорционально заданному числу ядер ^{238}U и отношению их относительных распространенностей.

Для реализации возможности учета различных процессов взаимодействия ядер с целью анализа изменения их количества в зависимости от расстояния от поверхности облучаемого метеорита было смоделировано прохождение набора ядер (с одной энергией, заданной для всех ядер) через мишени из $\text{Fe}_{0,9}\text{Ni}_{0,1}$ (FeNi) с плотностью $(7,9 \pm 0,1) \text{ г/см}^3$. На Рис.4.1 представлены результаты моделирования прохождения таких ядер с энергией 1000 МэВ/нуклон через FeNi мишени различной толщины (10 мм, 40 мм, 70 мм и 100 мм). Из полученных результатов следует, что, например, ядра урана могут оставить

след в оливине после прохождения слоя толщиной более 10 мм вещества тормозящей среды метеорита, если они имеют энергию, превышающую 1000 МэВ/нуклон.

Таблица 1. Состав и относительное содержание наиболее распространенных в Солнечной системе ядер ГКЛ из интервала зарядов (50 – 92).

№ пп	Элемент	Относительная распространенность ¹
1	${}_{50}\text{Sn}^{112-124}$	0.764
2	${}_{53}\text{J}^{127}$	1.27
3	${}_{55}\text{Cs}^{133}$	0.39
4	${}_{56}\text{Ba}^{130-138}$	2.595
5	${}_{63}\text{Eu}^{151,153}$	0.047
6	${}_{67}\text{Ho}^{165}$	0.092
7	${}_{74}\text{W}^{180-186}$	0.079
8	${}_{77}\text{Ir}^{191,193}$	0.383
9	${}_{78}\text{Pt}^{195}$	0.411
10	${}_{79}\text{Au}^{197}$	0.21
11	${}_{82}\text{Pb}^{207}$	1.094
12	${}_{92}\text{U}^{238}$	0.02

¹ Распространенность ядер относительно ядер VН-группы железа ГКЛ: VН-группа (${}_{24}\text{Cr}$, ${}_{25}\text{Mn}$, ${}_{26}\text{Fe}$, ${}_{27}\text{Co}$, ${}_{28}\text{Ni}$), суммарная относительная распространенность которой составляет 8.064×10^5 ядер.

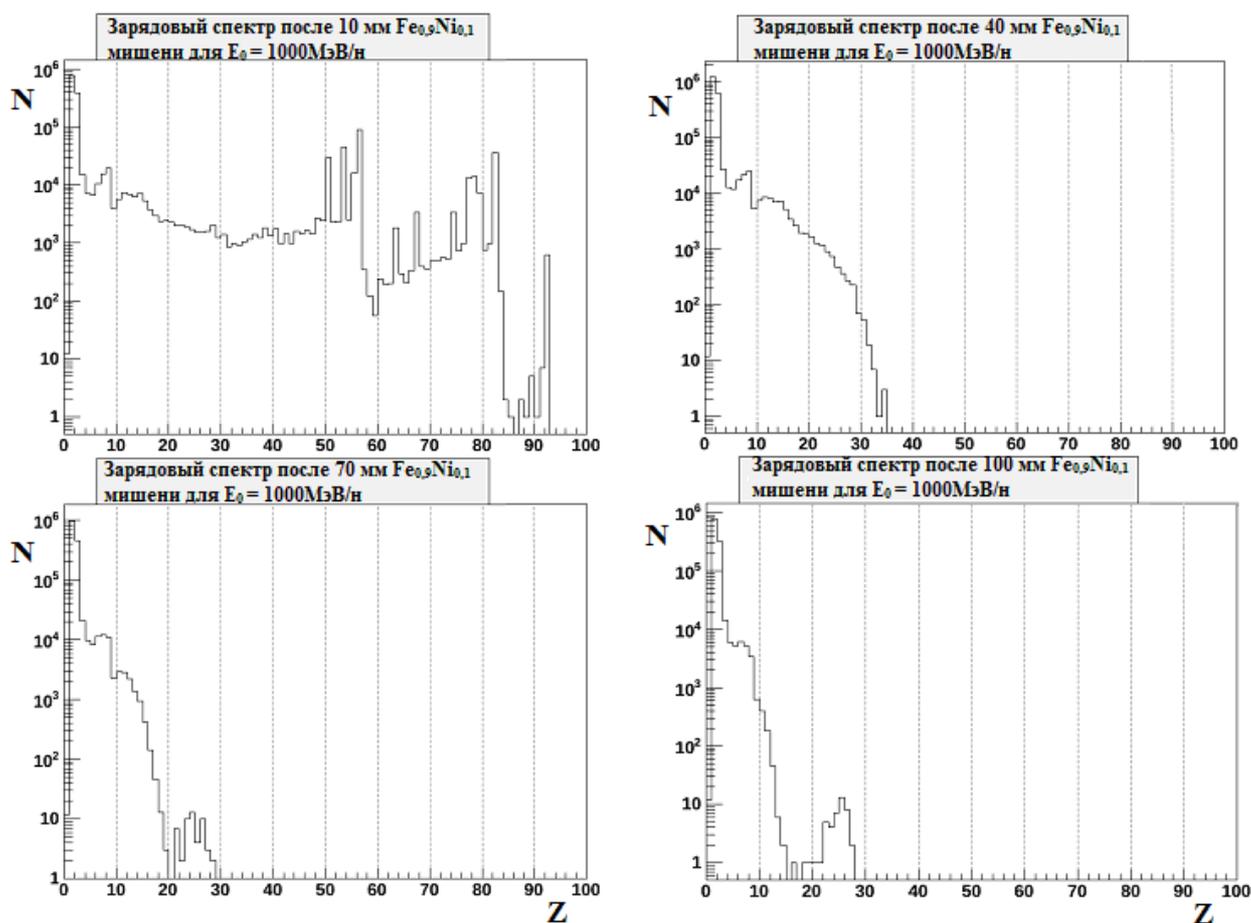


Рис.4.1. Зарядовые спектры ядер после прохождения различных толщин (10/40/70/100 мм) железо–никелевой мишени для набора ядер из интервала зарядов (50-92) с первоначальной энергией 1000 МэВ/нуклон.

Известно, что оливин является пороговым детектором. Критическая величина ионизационных потерь энергии для оливина $18 \text{ МэВ}/(\text{мг}\cdot\text{см}^{-2})$ [65]. В ходе выполнения расчетов пороговые значения энергии $E_{1\text{пор}}$ и $E_{2\text{пор}}$ (см. Рис.4.2) определяли из кривой потерь энергии для соответствующего ядра. Таким образом, в оливине могут образовывать травимый канал только те ядра, энергия которых лежит в диапазоне $(E_{1\text{пор}} - E_{2\text{пор}})$. Сделав такую оценку для предыдущих результатов, следует отметить, что в рассчитанном интервале энергий от начального потока всех ядер остаётся порядка 30%. Таким образом, в большинстве случаев первичные ядра или полностью фрагментируют, или они проникают на большую глубину в теле метеороида, имея энергию, превышающую пороговое значение ($E_{2\text{пор}}$) (см. Рис.4.3.).

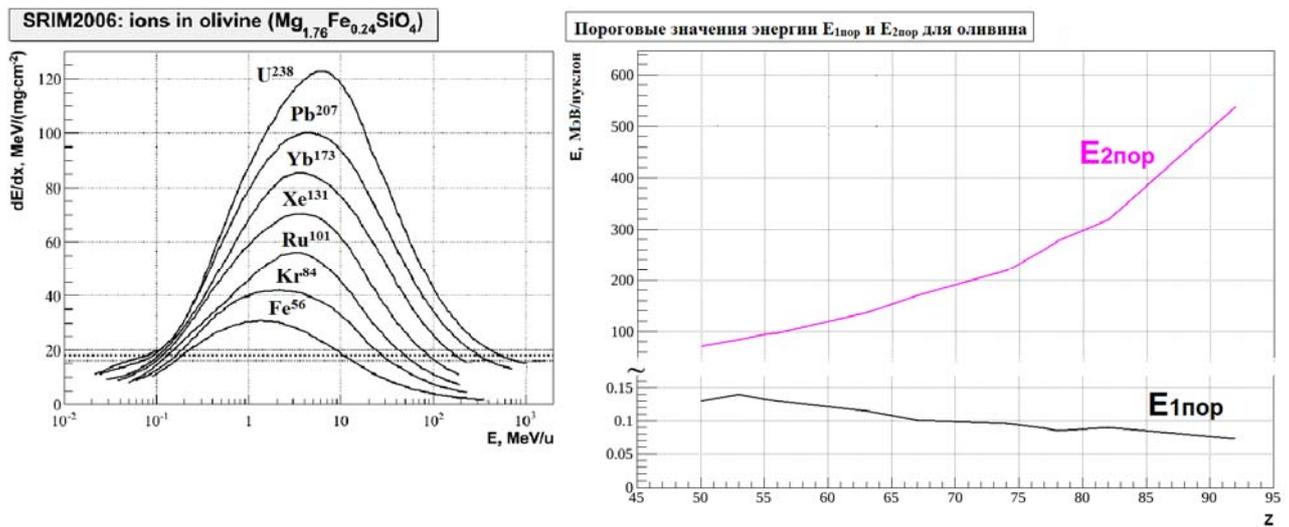


Рис.4.2. Зависимость потерь энергии dE/dx ядер различных элементов от энергии при торможении в оливине и пороговые значения энергии $E_{1пор}$ и $E_{2пор}$ для оливина, полученные для $dE/dx = 18$ МэВ/(мг·см⁻²) в интервале зарядов (50 – 92).

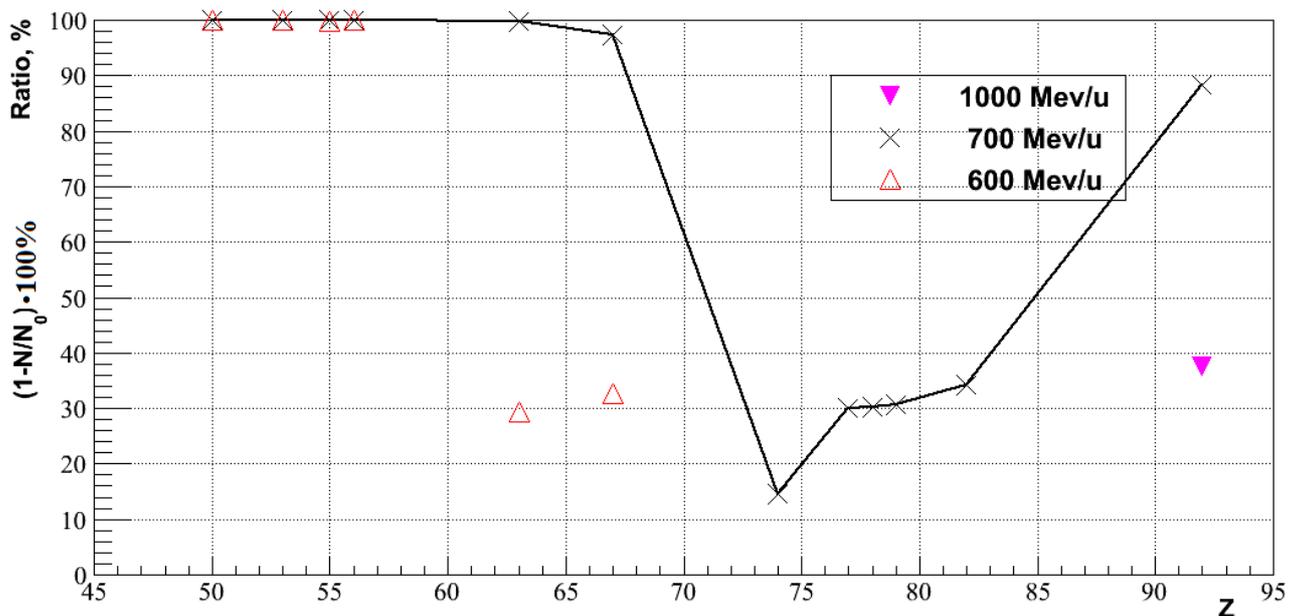


Рис.4.3. Процентное отношение доли ядер от первоначального количества после прохождения 10 мм вещества железо–никелевой мишени для всего набора промоделированных энергий.

Кристаллы оливина располагаются на разной глубине в теле метеороида, и первичные ядра ГКЛ и вторичные ядра–фрагменты тормозятся не только при

прохождении железо–никелевой матрицы, но и окружающих исследуемый кристалл оливина соседних кристаллов оливина. Поэтому при моделировании прохождения ядер в теле метеороида были проведены также расчеты для среднего химического состава вещества метеороида-палласита: 65 об. % $(Mg_x, Fe_{1-x})_2SiO_4$ и 35 об. % $Fe_{0,7}Ni_{0,3}$ (FeNi-Olivine). Для сравнения было промоделировано прохождение ядер урана (^{238}U) с энергиями 500 МэВ/нуклон, 700 МэВ/нуклон и 1000 МэВ/нуклон через мишень с таким средним химическим составом. Полученные данные сопоставляются с результатами для FeNi мишени (см. Рис.4.4). Результаты показывают, что при энергии 500 МэВ/нуклон ядра урана фрагментируют полностью с образованием более лёгких ядер с зарядом $Z < 55$ после FeNi мишени, в то время как в спектре вторичных ядер для FeNi-Olivine незначительная часть первичных ядер урана еще присутствует. Однако с возрастанием энергии первичных ядер урана заметно, что вклад вторичных частиц в группу ядер с $Z = 60 - 75$ существенен только для FeNi мишени. Дальнейшие расчёты были продолжены для обоих типов мишеней, однако большее внимание уделялось процессам прохождения ядер через FeNi-Olivine мишень.

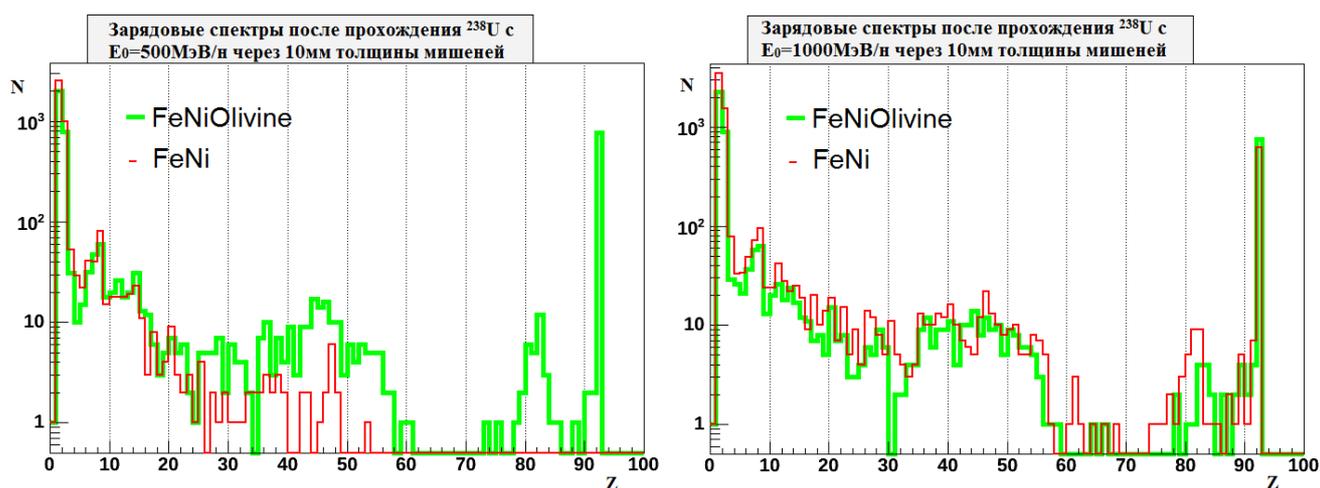


Рис.4.4. Зарядовые спектры после прохождения ядер урана с энергиями 500 и 1000 МэВ/нуклон через 10 мм толщину FeNi и FeNi-Olivine мишеней.

Для получения более точных оценок количественного вклада различных первичных ядер ГКЛ при прохождении через метеорит необходимо учитывать вид энергетического спектра космических лучей. При энергиях в исследуемом диапазоне экспериментальные данные о спектре частиц обычно представляют в «степенном» виде $N(E) \sim 1/E^\gamma$, где N – число частиц с заданной энергией E , γ – дифференциальный показатель спектра. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные о величине показателя спектра имеют значительный разброс. В данной работе принята величина $\gamma = 2,5$, которую иногда используют для процедуры «сглаживания» спектра по данным различных экспериментов [38].

При регистрации треков в отдельных кристаллах оливина важно знать не только количество образовавшихся ядер – продуктов фрагментации – в слое тормозящего вещества метеорита определенной толщины, но и сколько этих ядер с определенной пороговой энергией (соответствующей формированию треков в оливине) вылетает с поверхности слоя никелистого железа, непосредственно прилегающего к кристаллу оливина–детектора (регистрация в условиях 2π -геометрии). Согласно созданной для наших расчетов модели энергия каждого ядра, распределенная по закону $\sim E^{-2,5}$, в специально рассчитанном диапазоне должна соответствовать средней длине пробега ядра, превышающей конкретную расчетную толщину железо–никелевой матрицы метеорита. При этом энергия ядра на выходе из этой мишени должна находиться в пределах пороговых значений формирования треков для оливина ($E_{1\text{пор}} - E_{2\text{пор}}$), т.е. такое ядро может быть зарегистрировано в кристаллическом оливине. Количество налетающих ядер каждого сорта задавалось пропорционально их распространенности в составе ГКЛ. Для расчета диапазона начальных энергий для каждого ядра использовалась зависимость обратных потерь энергии от энергии. Вычислялся интеграл:

$$L = \int_{E_{1\text{пор}}}^{E_{1\text{вх}}} \frac{dE}{(dE/dx)}, \text{ где } E_{1\text{вх}} \text{ — минимальное значение входной энергии.}$$

Зная заданную толщину мишени L , после нескольких итераций определяли $E_{1ВХ}$. Аналогично определялась величина $E_{2ВХ}$. Диапазоны входных энергий $E_{1ВХ} - E_{2ВХ}$ отличаются для разных ядер, но, зная общий вид зависимости количества ядер от энергии можно определить пересчетный коэффициент, на который надо умножить число первичных ядер. Таким образом, мы значительно сократили время расчетов, исключив из них случаи, когда ядро, прошедшее сквозь железо–никелевую матрицу не сможет образовать трек в оливине. Рассчитаны значения энергии ядер из интервала зарядов $50 < Z < 92$ на входе в FeNi и FeNi-Olivine мишени различных толщин (см. Рис.4.5).

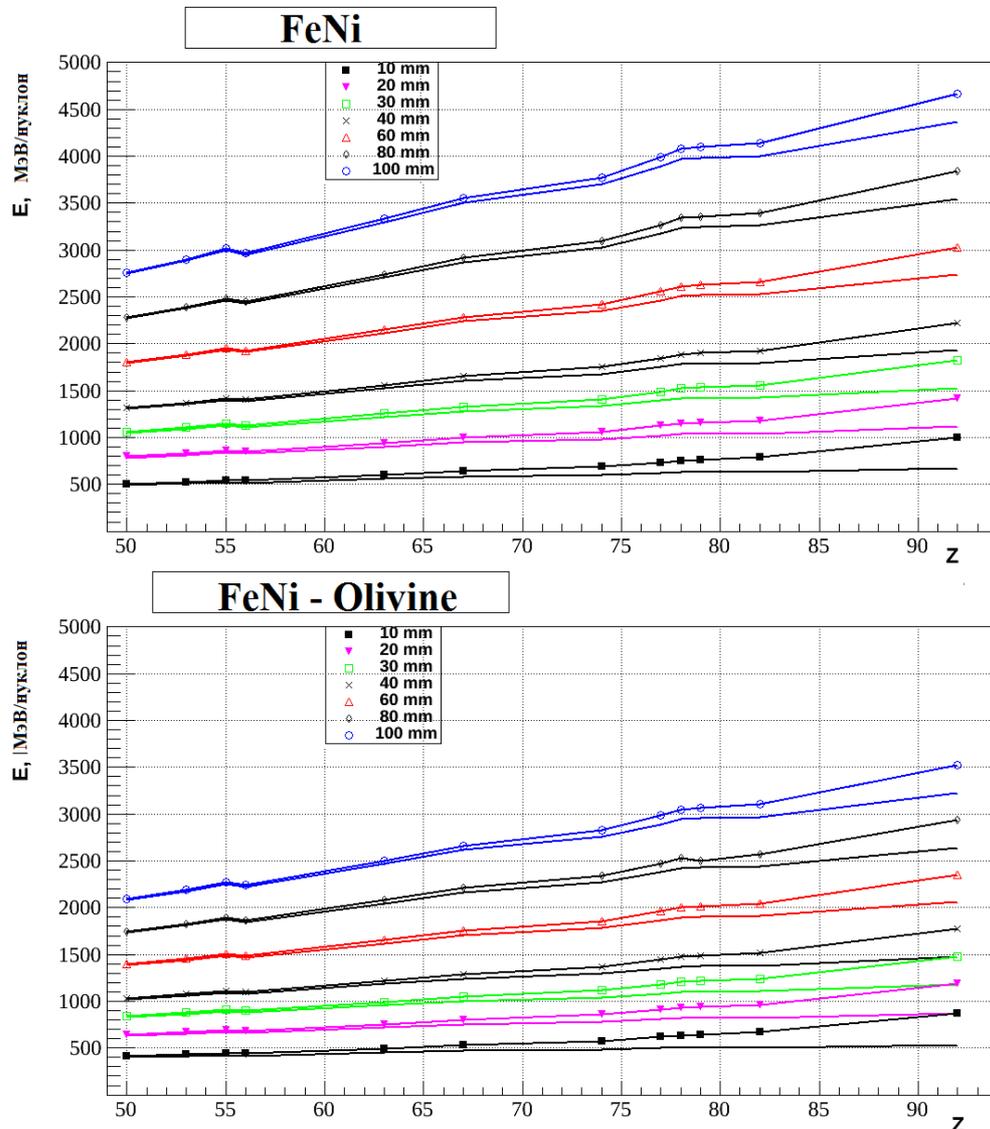


Рис.4.5. Пороговые значения энергии ядер из интервала зарядов (50–92) на входе в FeNi и FeNi-Olivine мишени различных толщин.

Задавая энергию в интервале рассчитанных значений для пакета $iion$, удалось еще уменьшить время расчетов путем исключения случаев, когда ядро, прошедшее сквозь железо–никелевую матрицу не сможет образовать трек в оливине. Дальнейшие расчёты с поправками были проведены для 10 мм толщины FeNi мишени, а также для 10 мм и 40 мм толщин FeNi-Olivine мишени (см. Рис.4.6). Результаты показывают, что теперь действительно во всех случаях при заданных таким образом начальных условиях все ядра могут быть зарегистрированы в оливине. Также можно оценить уменьшение потока ядер в зависимости от толщины мишени.

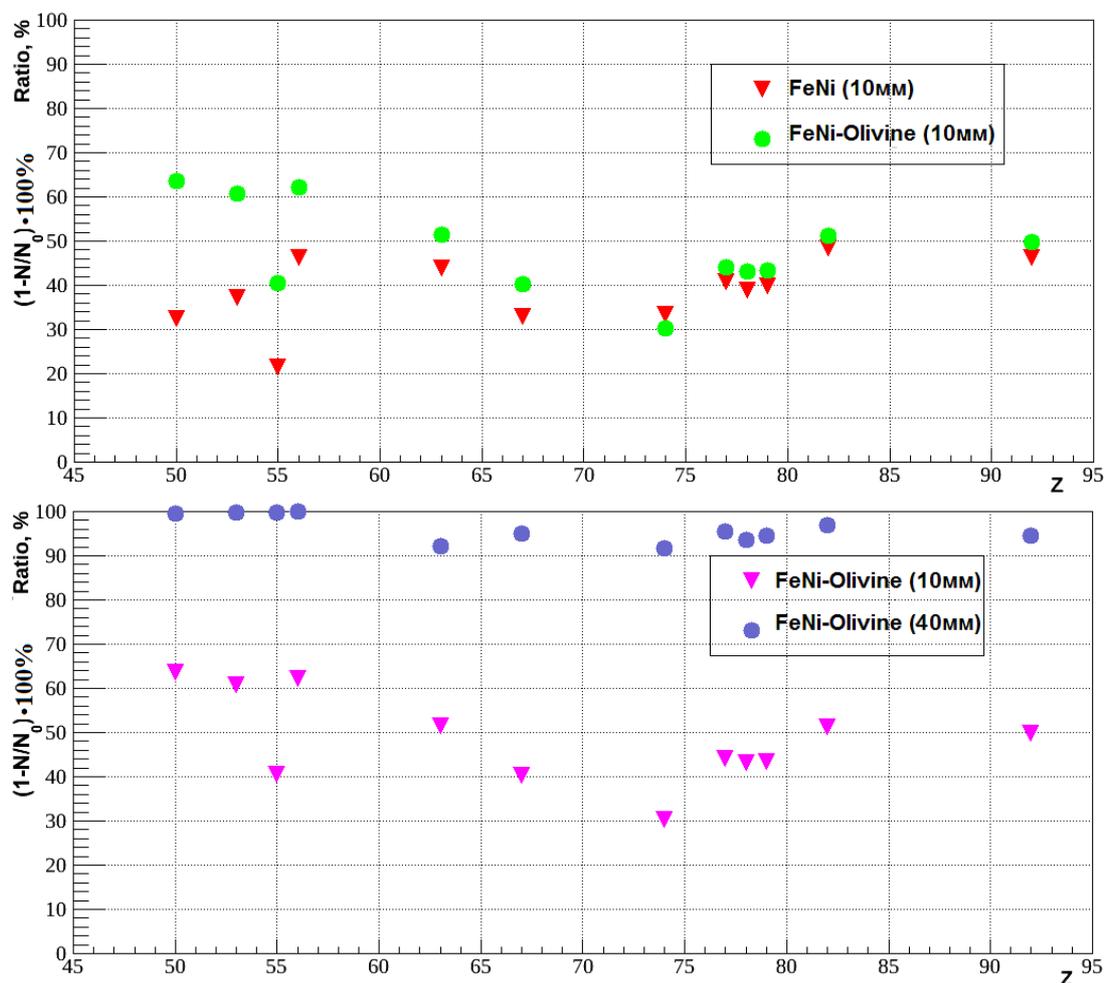


Рис.4.6. Процентное отношение доли ядер от первоначального количества после прохождения 10 мм FeNi-Olivine и FeNi мишеней для интервала энергий ядер, которые остановятся в контактирующем оливине–детекторе треков.

4.2. Идентификация заряда ядер сверхтяжелых элементов ГКЛ.

Как уже указывалось, основная задача данного исследования заключается в определении зарядового состава ГКЛ в области тяжёлых и сверхтяжёлых ядер. Величина заряда связана с характеристиками протравленного трека. Основной из них является травимая длина L , однако для ядер с зарядом $Z > 70$, она превышает средние размеры исследуемых образцов кристаллов оливина и в большинстве случаев не может быть полностью измерена.

Для выхода из создавшегося положения было предложено использовать дополнительный параметр – скорость травления трека в длину (V_{TR}). Величина скорости при травлении разных участков трека изменяется существенным образом, возрастая в среднем в 5 раз при переходе от конусообразной зоны трека к его основной части (см. Рис.2.6). Максимальные значения скорости травления, характерные для ядер различных элементов, достигаются по мере приближения траектории движения ядер к точке их остановки [86]. На Рис.4.7 показана зависимость скорости травления треков от остаточной длины пробега ($RR_{Z,i}$) ядер Fe, Kr, Xe и U.

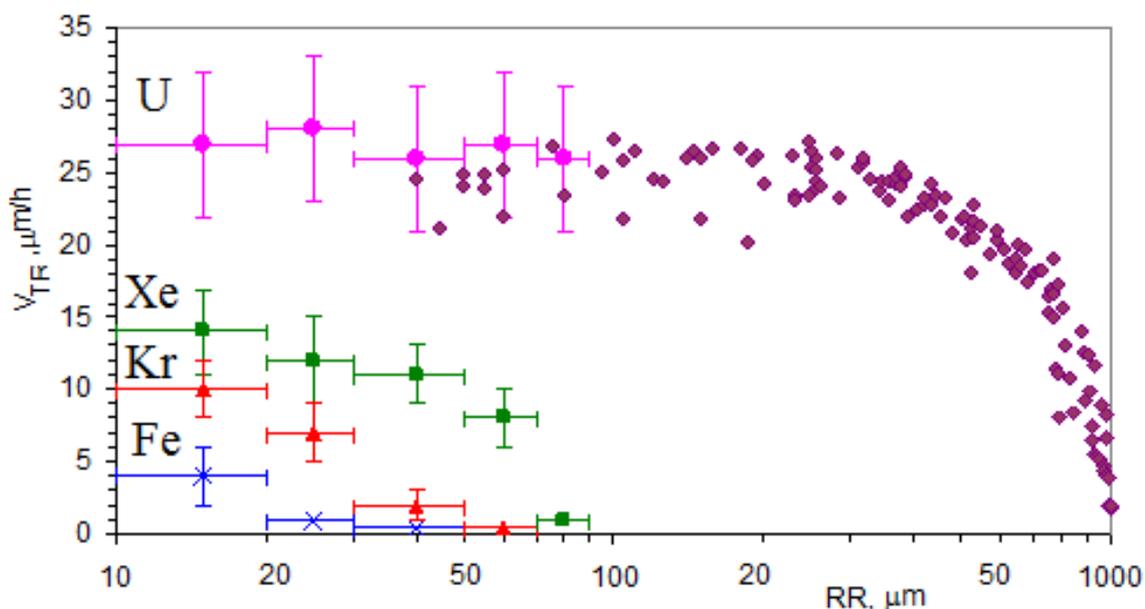
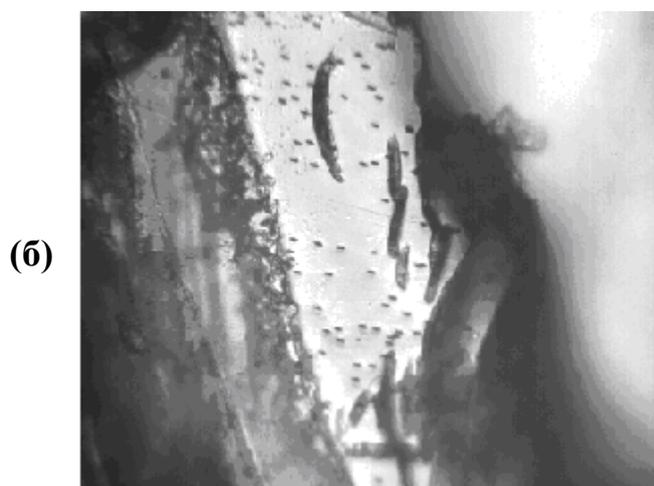


Рис.4.7. Зависимость скорости травления треков от остаточной длины пробега ($RR_{Z,i}$) ядер Fe, Kr, Xe и U.

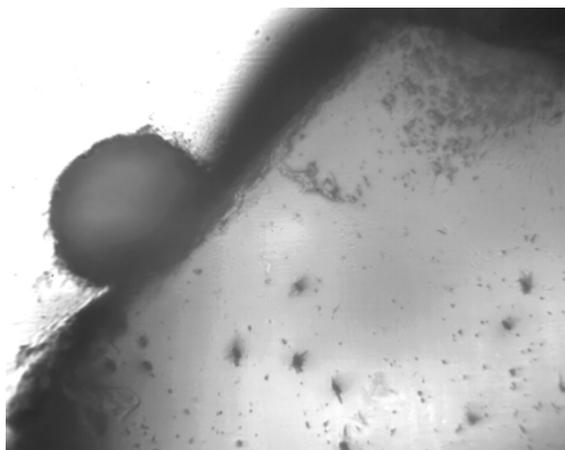
При этом за величину $RR_{Z,i}$ принимается длина пути торможения ядра с зарядом Z от точки траектории движения с энергией E_i до его полной остановки [87].

К сожалению, доступные во время работы группы В.П. Перелыгина экспериментальные зависимости скорости травления от L и Z были не полными и для их дополнения были проведены калибровочные эксперименты, которые не успели обработать. Такая обработка для ядер Хе была проведена в группой сотрудников ФИАН и ГЕОХИ. На Рис.4.7 новые результаты для U, Хе, и Кг показаны точками с ошибками.

На Рис.4.8(а) и Рис.4.8(б) показаны фотографии треков ядер Хе с энергией 10 МэВ/нуклон на поверхности кристаллов оливина [88][23]. К настоящему времени в рамках проекта ОЛИМПИА [12] проведено дополнительное облучение кристаллов оливина ядрами Au и U с энергией 11,4 МэВ/нуклон на ускорителе в Дармштадте (Рис.4.8(в)). На Рис.4.9 показано соответствующее распределение длин треков. Сравнение полученной в эксперименте величины длины (77 ± 5 мкм) и рассчитанной нами по программам SRIM и GEANT4 (69 ± 6 мкм) находятся в хорошем согласии. В ближайшее время планируется продолжение программы калибровочных облучений другими ядрами.



(в)



(а) - (б) ^{132}Xe ($E_{\text{max}} = 10$ МэВ/нуклон)

(в) Au ($E_{\text{max}} = 11,4$ МэВ/нуклон)

Рис.4.8. Микрофотографии входных лунок травления треков от ускоренных ядер, наблюдаемых на протравленной в стандартных условиях поверхности кристаллов оливина из палласита Марьялахти.

Размер каждого поля зрения $\sim 280 \times 220$ мкм.

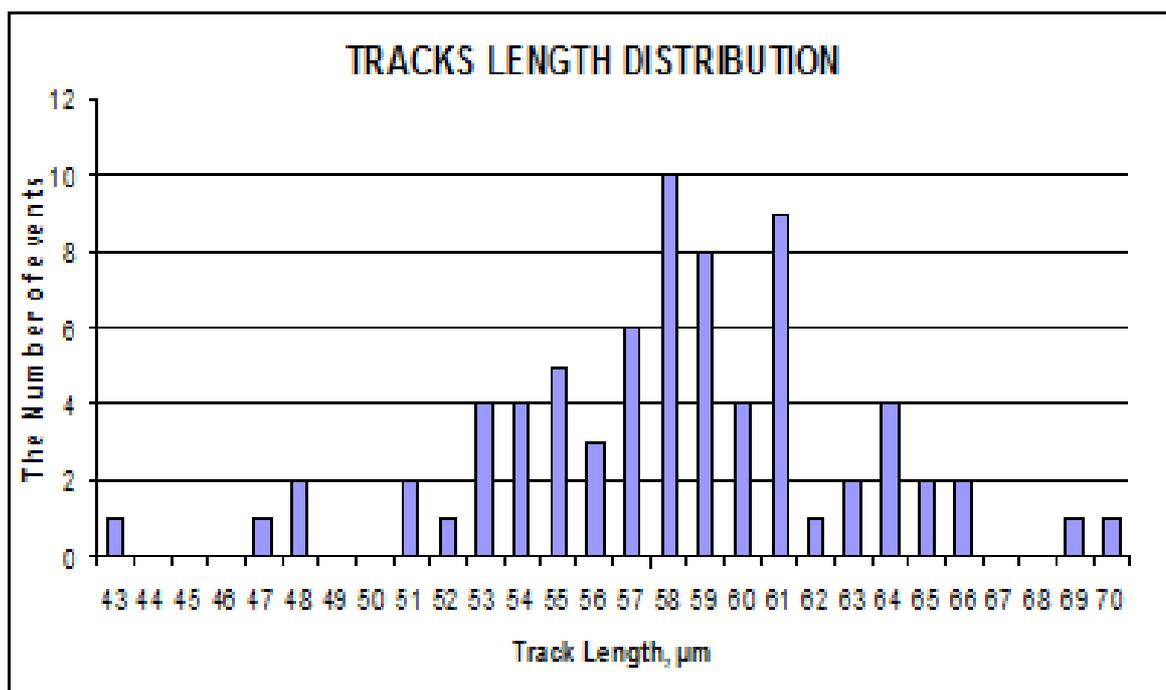


Рис.4.9. Распределение треков по длине L для кристаллов оливина, облученных ускоренными ядрами Au с $E_{\text{max}} = 11,4$ МэВ/нуклон.

Зависимость скорости травления V_{TR} от заряда Z и остаточной длины L может быть представлена в виде поверхности, изображённой на Рис.4.10, значения которой для отсутствующих зарядов получены путём интерполяции.

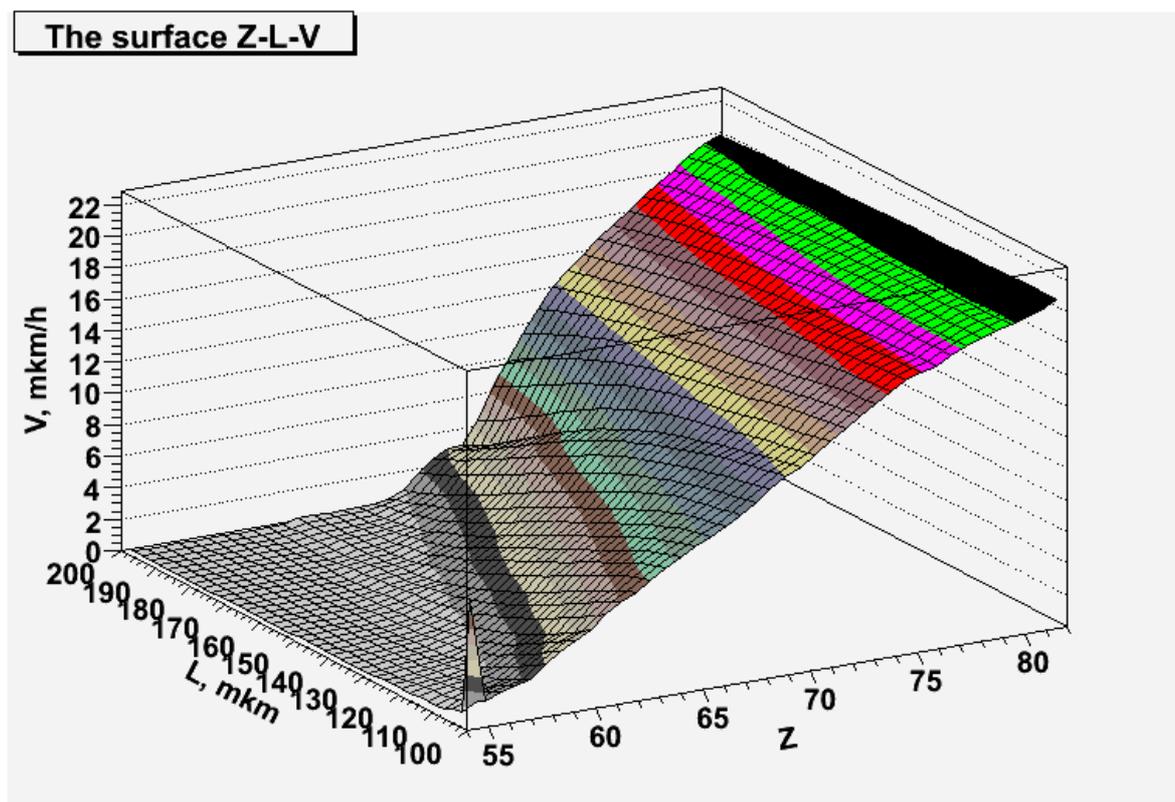


Рис.4.10. Расчетная зависимость между величинами травимой длины треков (L), скоростью травления треков в длину (V_{TR}) и зарядом (Z) образующих данный трек ядер (поверхность $Z - L - V_{TR}$).

Методика оценки величины заряда заключается в двумерной интерполяции поверхности (Рис.4.10) по измеренным значениям величин V_{TR} и L для протравленного в оливине трека. На Рис.4.11 показан результат такой процедуры для самых тяжёлых ядер ($83 \leq Z \leq 92$). Семейство кривых, изображённых цветными квадратами, представляет собой двумерную зависимость заряда от скорости травления и остаточного пробега. Размер ошибок по вертикали и горизонтали отражает точность измерений. Видно, что точность определения заряда зависит от положения точек на плоскости (V_{TR}, L) и составляет от ± 1 до ± 2 .

На Рис.4.12 показаны суммарные результаты обработки оливинов из метеоритов Марьялахти (Marjalahti) (Рис.4.12(а)) и Игл Стейшен (Eagle Station) (Рис.4.12(б)). Всего обработано более 6000 треков, из них около 2500 с зарядом более 55.

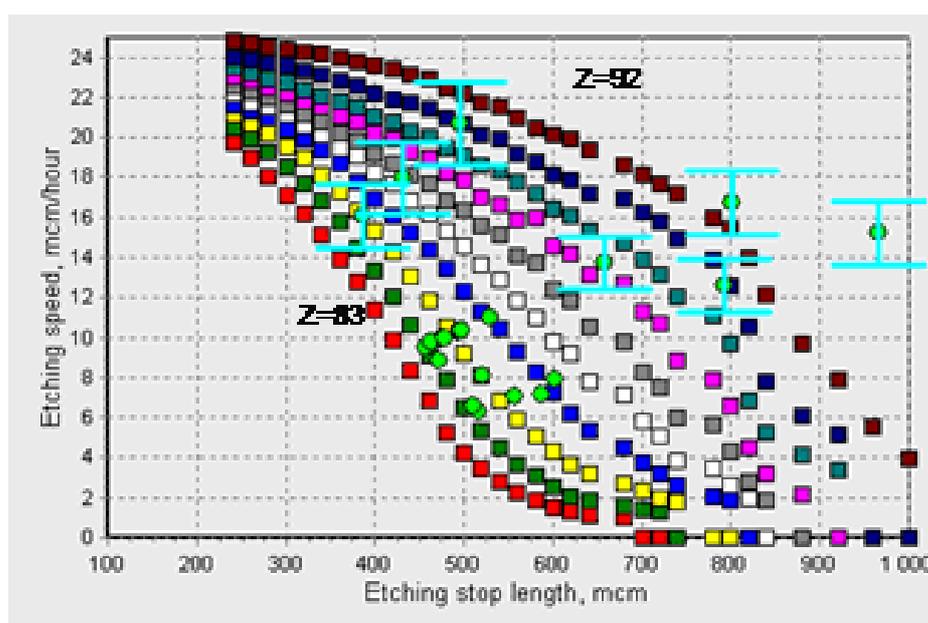
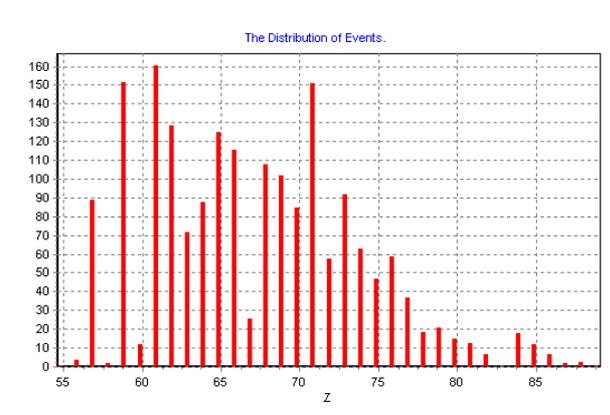
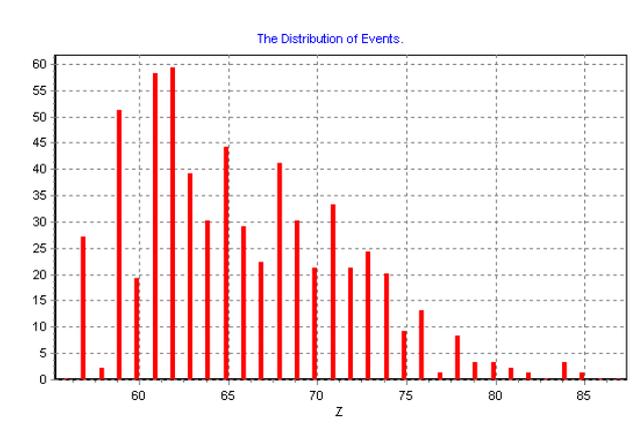


Рис.4.11. Результаты интерполяции поверхности $Z - L - V_{TR}$ по измеренным значениям величин V_{TR} и L для протравленного в оливине трека. Голубые кружки с ошибками – результат наших измерений.



(а)



(б)

Рис.4.12. Суммарные результаты обработки оливинов из метеоритов: **(а)** Марьялахти (Marjalahti) и **(б)** Игл Стейшен (Eagle Station).

Ранее уже говорилось о том, что измерения длины L не всегда дают полную травимую длину из-за малости размеров кристаллов оливина. Поэтому распределения на Рис.4.12 представляют собой распределение нижних границ зарядов ядер, прошедших через оливин.

С учётом этого для сопоставления наших результатов (Рис.4.12) [89][90][91][92] с экспериментальными данными других авторов [16][17], распределения были нормированы на величину распространённости элементов, так, что относительная распространённость ядер железа равна 10^6 . Результаты такого преобразования показаны на Рис.4.13. Видно, что имеется хорошее согласие между нашими данными и результатами других экспериментов.

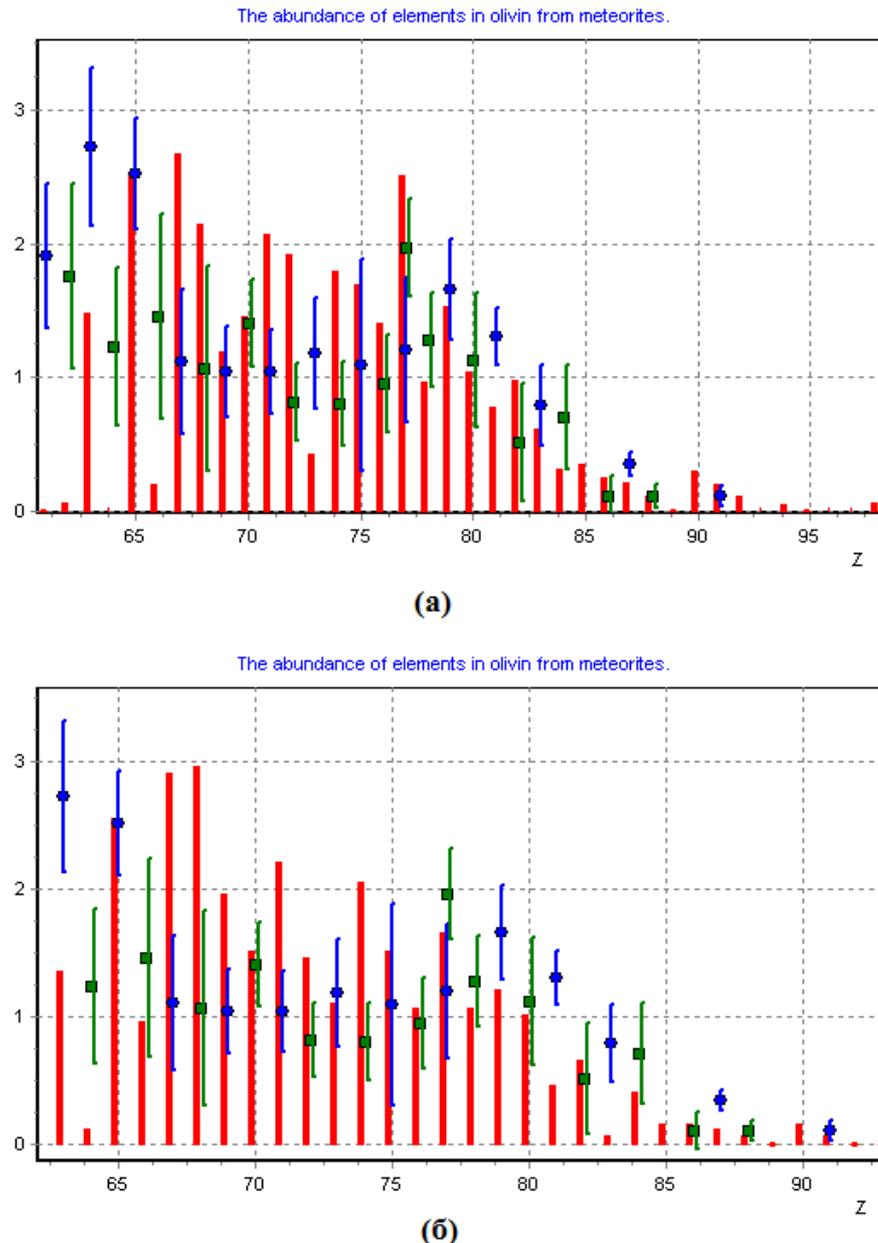


Рис.4.13. Распространённость сверхтяжёлых галактических ядер в оливине из метеорита Марьялахти (а) и Иглстейшен (б). Зелёные квадраты - Agiel 6 [16], синие круги - HEA0-3 [17], красные столбцы – ОЛИМПИЯ.

Помимо зарядового распределения большой интерес представляет также и энергетический спектр частиц. В области сверхтяжёлых ядер он практически не изучен. В данной работе представлена новая методика его оценки. Особенность процедуры травления треков ядер в оливине, связанная с ограниченностью доступного интервала энергий, даёт возможность произвести оценку энергии частицы. На Рис.4.14 для разных ядер приведены интервалы энергий, при которых травление трека соответствующей частицы приводит к видимому в оптический микроскоп каналу.

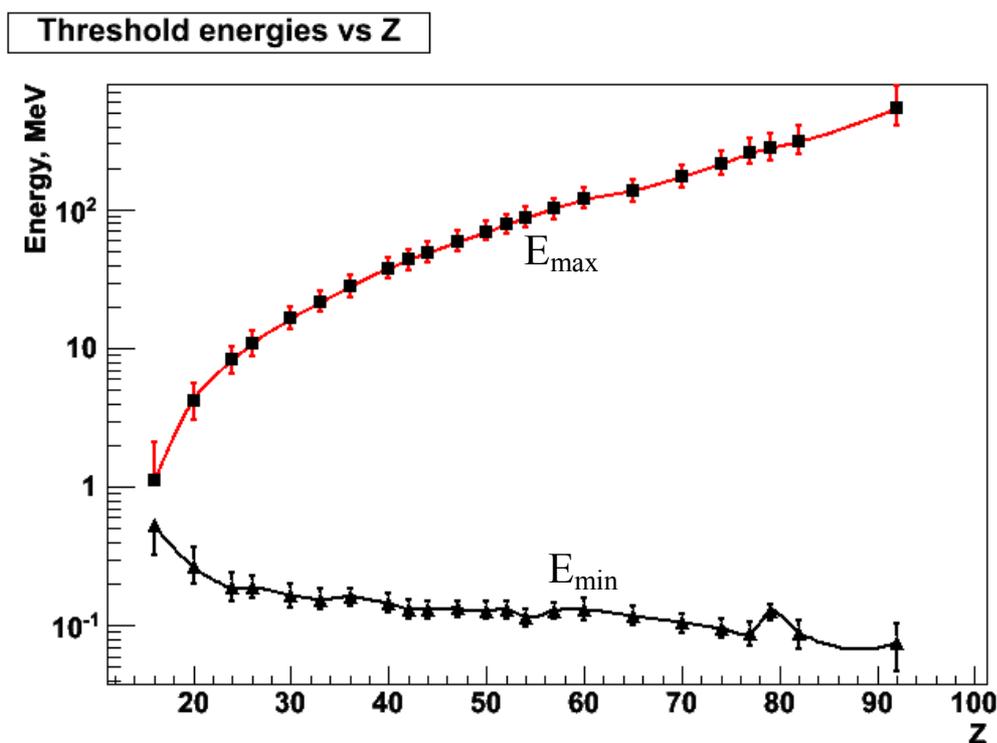


Рис.4.14. Интервалы энергий для разных ядер, при которых травление трека соответствующей частицы приводит к видимому в оптический микроскоп каналу.

Для U, например, этот интервал составляет $0,1 < E^U < 500$ МэВ/нуклон. Однако прежде, чем космическая частица достигнет кристалла оливина, она проходит некоторое расстояние L через материал самого метеорита и тормозится в нём. Если расстояние L известно, то можно рассчитать интервал энергий (E_{max} , E_{min}),

внутри которого находилась энергия частицы до входа в метеорит. Результат такого расчёта приведён на Рис.4.15 для ядра урана. Видно, что, например, если ядро урана прошло в железно-никелевой оболочке метеорита расстояние 40 мм и дало при травлении видимый трек, то при входе в метеорит оно имело энергию в интервале $1900 < E^U < 2200$ МэВ/нуклон. Ясно, что для каждого ядра существует свой набор кривых типа показанных на Рис.4.15.

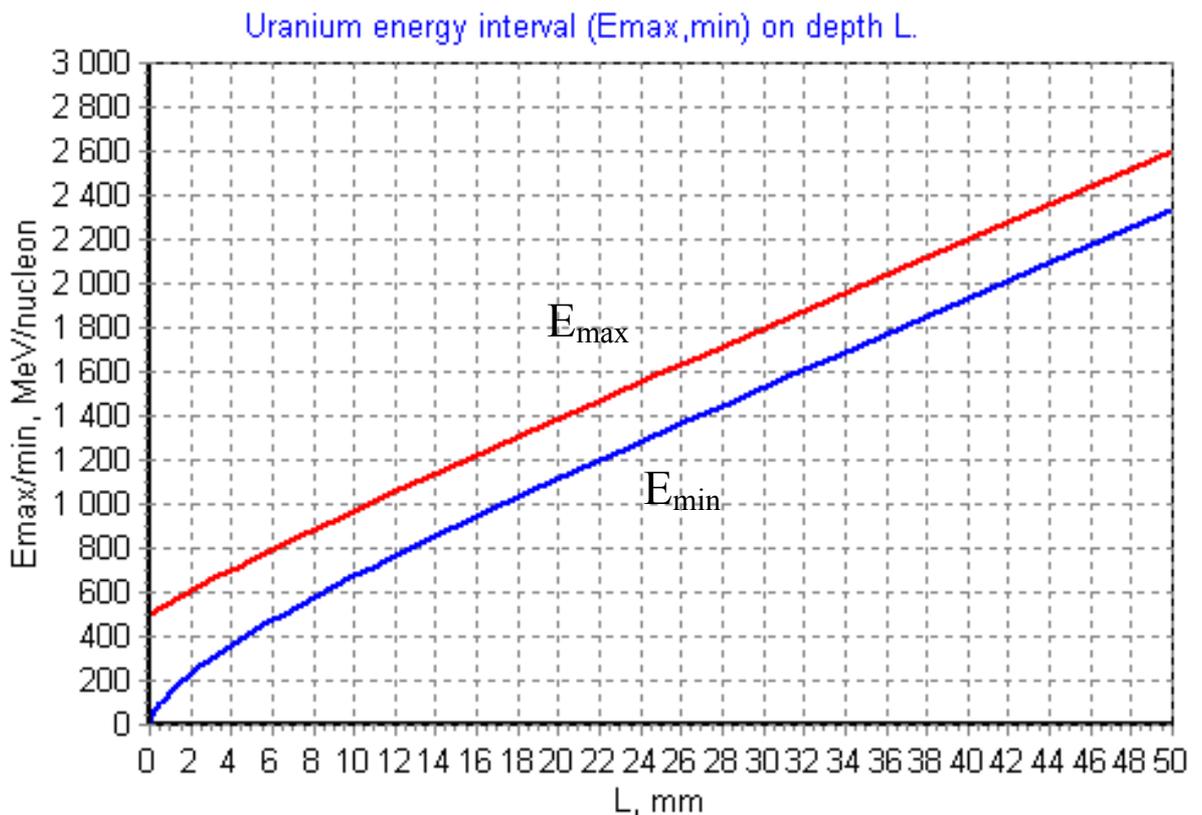


Рис.4.15. Интервал энергий (E_{max} , E_{min}), внутри которого находилась энергия частицы до входа в метеорит.

Для оценки величины L предложена методика, основанная на использовании известной зависимости плотности потока ядер группы железа от глубины залегания оливина h по отношению к доатмосферной поверхности метеорита (Рис.4.16) [68]. В соответствии с этой методикой прежде, чем производится просмотр основных треков, осуществляется подсчет плотности

треков группы железа² и таким образом оценивается глубина залегания кристалла h .

Далее, если найти ещё распределение треков железа по углам θ и φ относительно некоторой системы координат, связанной с поверхностью кристалла оливина, то максимум этого распределения укажет направление на точку, ближайшую к доатмосферной поверхности. Для определения расстояния L для космической частицы внутри метеорита необходимо определить угол Θ по отношению к этому направлению. Тогда может быть найдена величина L .

Один из вариантов заключается в предположении о сферичности метеорита (Рис.4.17) и оценке его радиуса R . В этом случае определение L является простой геометрической задачей:

$$L = R \frac{\sin(\Theta)}{\sin(\Phi)}, \quad \text{где} \quad \Theta = \Phi - \arcsin\left(\left(1 - \frac{h}{R}\right) \sin(\Phi)\right).$$

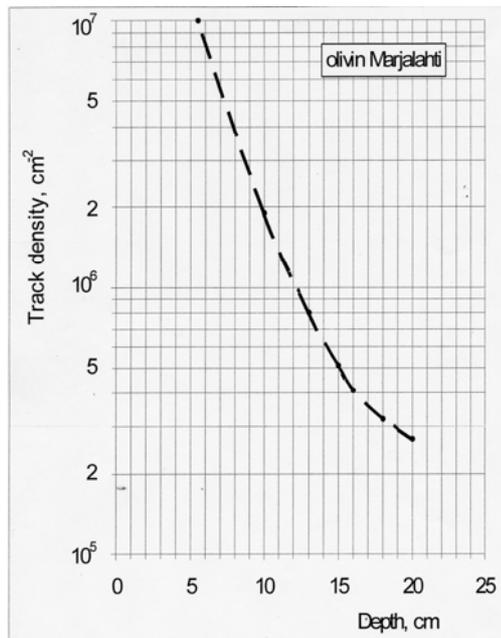


Рис.4.16.

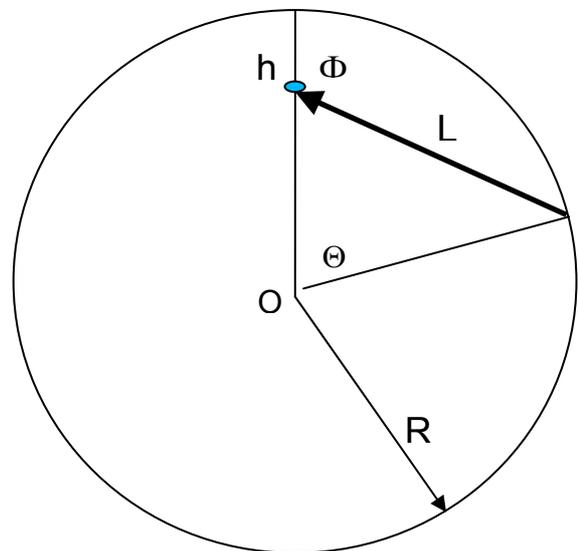


Рис.4.17.

² Плотность треков группы железа на много порядков больше плотности треков сверхтяжёлых ядер ($Z > 60$), но их длина намного короче ($L \sim 3-5$ мкм). По этой причине до просмотра треков ядер с $Z > 60$ производится полировка поверхности оливина, чтобы убрать с неё сетку от многочисленных треков железа.

Другой вариант основывается на более точном измерении угловых распределений $F(\theta, \varphi)$ ядер железа в оливине. Это распределение отражает распределение расстояний до кристалла оливина от доатмосферной поверхности и отклонение формы метеорита от сферической в зависимости от (θ, φ) . По тому, какова плотность треков группы железа в определённом направлении (θ, φ) , можно судить о расстоянии до доатмосферной поверхности $L(\theta, \varphi)$. Затем эту зависимость можно использовать для анализа треков сверхтяжёлых ядер.

Если треков сверхтяжёлых ядер достаточно много, то подобную зависимость от (θ, φ) можно получить и для них. На Рис.4.18(а) показано распределение треков ядер с $Z > 50$ по углам для одного кристалла оливина с большим числом треков (около 200). Видно, что имеются области сгущения треков. На Рис.4.18(б) треки Рис.4.18(а) собраны на участках со сторонами $\Delta\theta = 10^\circ$ и $\Delta\varphi = 20^\circ$, причём диаметры кругов пропорциональны количеству треков на соответствующем участке. Виден пик в районе углов $\theta = 70^\circ$, $\varphi = 40^\circ$.

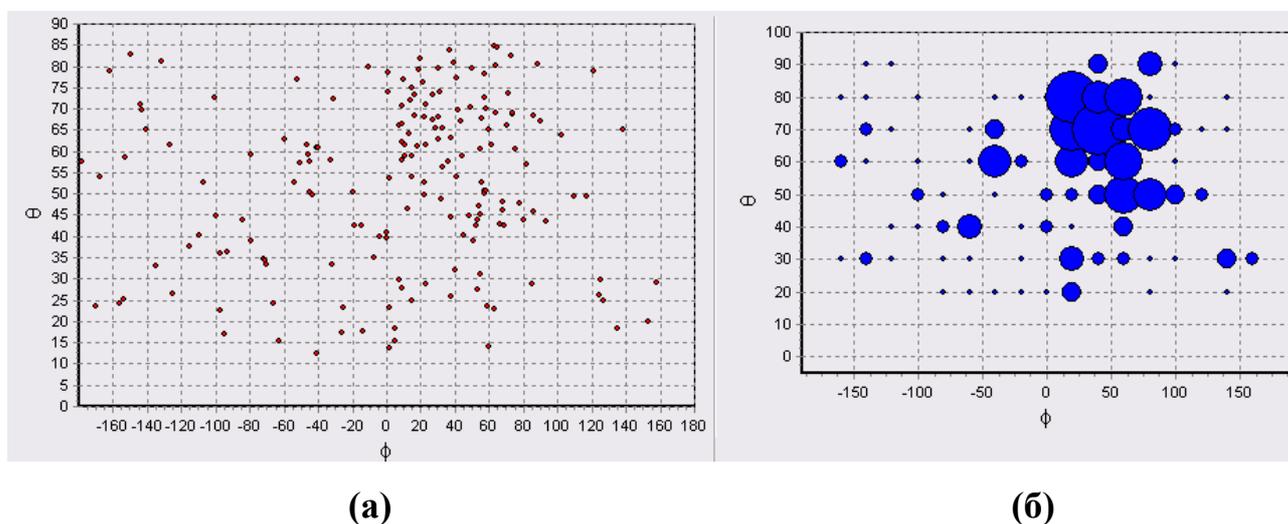


Рис.4.18. Распределение треков ядер с $Z > 50$ по углам для одного кристалла оливина с большим числом треков (около 200).

Следовательно, распределение по θ и φ даёт возможность оценить размеры метеорита, длину пути ядра в нём до попадания в оливин и в результате дать оценку величины энергии до входа в метеорит.

Таким образом, разработана методика, основанная на определении зарядов ядер по двум параметрам: зависимости заряда от остаточной длины трека и экспериментально установленной зависимости между скоростью травления трека вдоль следа торможения ядра и величиной его остаточного пробега. На основе данной методики в исследованиях треков галактических космических ядер в кристаллах оливинов из метеоритов обнаружены и идентифицированы 6000 ядер с зарядом более 55. Полученное зарядовое распределение ядер хорошо согласуется с данными экспериментов ARIEL-6 [16] и HEAO-3 [17] (см. Рис.4.19).

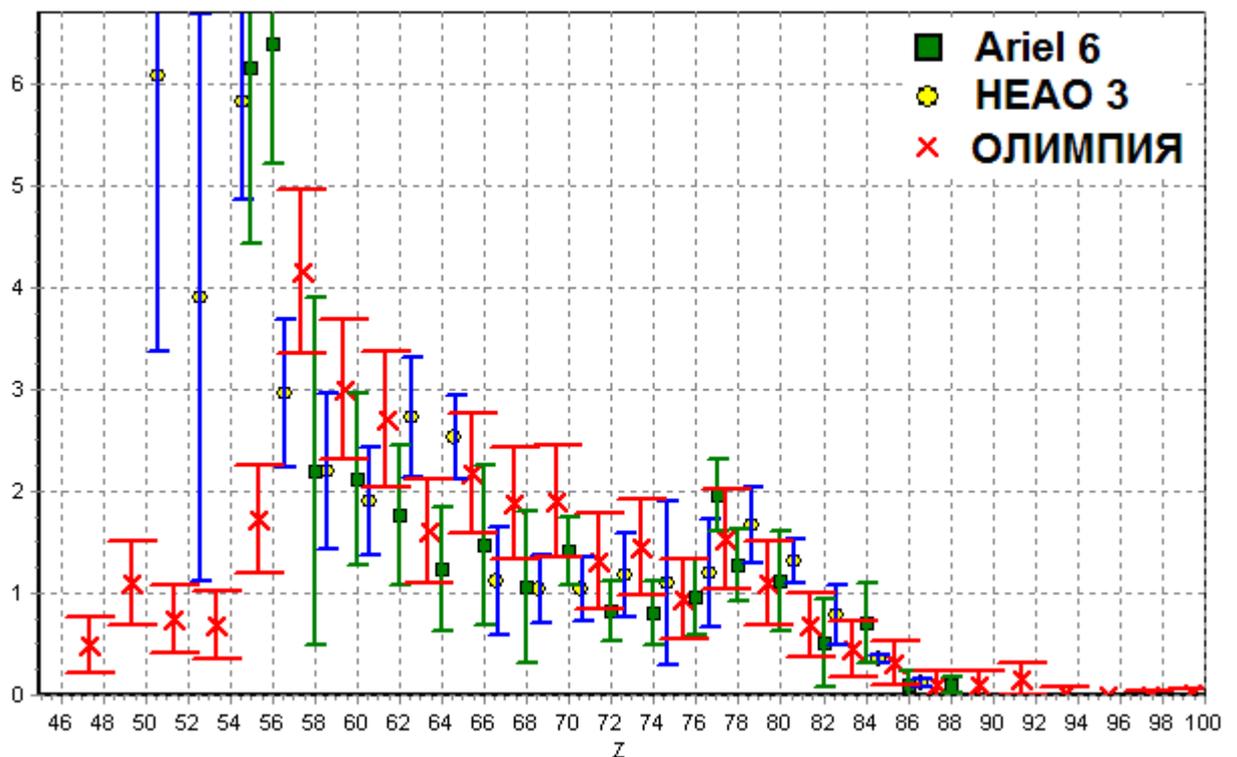


Рис.4.19. Распределение ядер по зарядам, полученное в данной работе в сравнении с экспериментальными данными HEAO-3 и ARIEL-6 [24].

В результате фрагментации тяжелых ядер ГКЛ происходит как занижение числа регистрируемых ядер ГКЛ данного сорта, так и увеличение потока более легких вторичных ядер – продуктов фрагментации, что является существенным. Учет процессов взаимодействия тяжелых ядер с веществом метеорита, включая их фрагментацию, изучение влияния данных процессов на изменение зарядового состава ГКЛ стал одной из целей выполнения модельных расчетов.

Заключение

Таким образом, в диссертационной работе:

1. Выполнен анализ существующих в настоящее время обобщенных экспериментальных данных и теорий механизмов образования элементов. Постановка экспериментов по поиску и регистрации ядер ультратяжёлых элементов в природе, прежде всего, в космических лучах, представляет собой весьма актуальную и реальную задачу современной ядерной физики, хотя поток этих ядер очень мал. Длительная экспозиция метеоритов в космосе приводит к значительному преимуществу данного метода поиска треков сверхтяжелых стабильных ядер в метеоритах по сравнению с другими.
2. Создан и модернизирован с учётом экспериментальных данных программный пакет из комплекса GEANT4.
3. Проведено сравнение расчётов с использованием программ SRIM и GEANT4. Для этого были проведено моделирование прохождения ядер ^{131}Xe , ^{207}Pb и ^{238}U через вещество разного состава в широком диапазоне энергий. Полученные результаты моделирования сравнивались с табличными данными, в которых представлены тормозные способности и пробеги ионов с зарядами $2 \leq Z \leq 103$ для диапазона энергий от 2.5 до 500 МэВ/нуклон в различных материалах. Результаты расчётов показали хорошее согласие в пределах статистических ошибок.
4. Проведены калибровочные эксперименты по облучению кристаллов оливина ядрами ^{131}Xe , ^{238}U , ^{197}Au на ускорителе, подтвердившие правильность выполненных модельных расчетов.
5. Использование расчетных данных позволило определить изменения спектров заряженных частиц с целью внесения поправок в исследуемый спектр космического излучения. Получены расчетные характеристики зарядового и энергетического спектров ядер сверхтяжелых элементов

ГКЛ на входе в регистрирующий кристалл оливина после прохождения определенной толщины вещества метеороида.

6. Впервые детально проанализирована фрагментация тяжелых ядер ГКЛ ($Z > 60$) при их прохождении в веществе метеорита-палласита. Показано, что в результате происходит как занижение числа регистрируемых ядер ГКЛ данного сорта, так и увеличение потока более легких вторичных ядер – продуктов фрагментации. Полученные результаты позволили провести анализ не только характера изменения выхода ядер - продуктов фрагментации с глубиной от поверхности облучаемого тела палласита, но и количественно оценить вклад в группу ядер с $Z = 60 - 75$ от ядер более тяжелых элементов ГКЛ, распавшихся при фрагментации в веществе метеорита-палласита. Учет процессов взаимодействия тяжелых ядер с веществом метеорита, включая их фрагментацию, изучение влияния данных процессов на изменение зарядового состава ГКЛ стал одним из основных результатов выполненных модельных расчетов.
7. Разработанная новая методика идентификации и измерения параметров следов торможения ядер ГКЛ в объеме кристаллов оливина из метеорита позволила обнаружить и идентифицировать 6000 ядер с зарядом более 55. Полученное зарядовое распределение ядер хорошо согласуется с данными спутниковых экспериментов ARIEL-6 и HEAO-3.
8. Результаты данной работы, могут дать объяснение целому ряду событий, наблюдавшихся в экспериментах на спутниках при изучении состава космических лучей в области сверхтяжёлых ядер $Z > 65$ [64][93][94]. Помимо стабильных ядер с $Z \leq 92$, в этих экспериментах были зарегистрированы отдельные сигналы от частиц с зарядом в интервале $94 < Z < 100$. Частицы с таким зарядом не могут входить в состав первичного космического излучения в силу их очень малого времени жизни. Авторы указанных статей природу этих частиц не комментируют. По мнению авторов проекта ОЛИМПИА, события с $Z > 92$ появляются не

из-за методических неточностей или сбоя в работе аппаратуры, а являются результатом фрагментации более тяжёлых ядер из области «острова стабильности». Несколько таких событий было обнаружено и в наших исследованиях треков сверхтяжёлых частиц в оливинах из метеоритов.

Благодарности

Автор выражает особую благодарность научному руководителю А.В. Багуле за постановку задачи, научное руководство и взаимопонимание. Отдельная благодарность за помощь и поддержку в подготовке диссертации Н.Г. Полухиной, Л.Л. Кашкарову и Н.И. Старкову, сотрудникам Лаборатории элементарных частиц.

Список литературы

- [1] Elster J., Geitel H., Phys. Zs., (1900), v. 2, p. 560.
- [2] Wilson C. T. R., Proc. Camb. Phys. Soc., (1900), v.11, p. 32.
- [3] Hess V., Phys. Zs., (1912), v.13, p. 1084.
- [4] Гинзбург В.Л., Какие проблемы физики и астрофизики представляются сейчас наиболее важными и интересными?, УФН, (1999), т. 169, с. 419.
- [5] Strutinsky V.M., Nucl. Phys., (1967), v. A95, p. 420.
- [6] Оганесян Ю.Ц., Вестн. РАН, (2001), т. 71, с. 590; «117-ый – наш», Известия, от 15 апреля 2010 г.
- [7] Silk E.C.H. and Barnes R.S., Examination of fission fragment tracks with an electron microscope, Phil. Mag., (1959), 4, p. 970.
- [8] Fleisher R.L., Price P.B., Walker R.M., Nuclear Tracks in Solids, Principles and Applications. Univ. of Calif. Press, Berkeley, (1975), p. 605.
- [9] Fleisher R.L., Price P.B., Walker R.M., Maurette M. and Morgan G., J. Geophys. Res., (1967), 72(1), p. 355.
- [10] Флеров Г.Н., Отгонсурен О., Перельгин В.П., Поиск следов тяжёлых и сверхтяжёлых элементов в метеоритах, Изв. АН СССР, (1975), т.39, 2, с. 388-391.
- [11] Perehygin V.P. et al., Nucl. Tracks Radiat. Meas., (1989), v.19, p. 703.
- [12] Ginzburg V.L., Polukhina N.G., Feinberg E.L., Starkov N.I., Tsarev V.A., Problems and Horizons of the Search for Tracks of Heavy and Superheavy Nuclei in Olivine Crystals from Meteorites (OLIMPIYA project), Doklady Physics, (2005), v.50, № 6, p. 283-285.
- [13] Aleksandrov A.B. et al., Completely Automated Measurement Facility (PAVICOM) for Track-Detector Data Processing, Nucl. Instr. and Meth., (2004), A535, p. 542-545.
- [14] Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U., The Stopping and Range of Ions in Solids, Pergamon Press, NY, Oxford, (1985).

- [15] GEANT4 Collaboration (Agostinelli S. et al.), (2003), Nucl. Instr. And Meth. A506, p. 250-303.
- [16] Fowler P.H., Walker N.F., Mashed R.W. et al., ARIEL 6 measurements of the fluxes of ultraheavy cosmic rays, *Astrophys. J.*, (1987), v. 314, p. 739-746.
- [17] Binns W.R., Garrard T.L., Gibner P.S. et al., Abundances of ultraheavy elements in the cosmic radiation: results from HEAO-3, *Astrophys. J.*, (1989), v. 346, p. 997-1009.
- [18] Okatyeva N.M., Polukhina N.G., Aleksandrov A.B. et al., Chemical composition of the galactic cosmic rays by the track investigation in olivine crystals from the Marjalahti pallasite, *Meteoritics & Planetary Science* 2009, v. 44 Supplement, p. A159, abstract №5081.
- [19] Okatyeva N.M., Aleksandrov A.B., Bagulya A.V. et al., Energy of the galactic cosmic ray nuclei by the track data in olivine crystal from the Marjalahti pallasite, *Abstracts 22nd European Cosmic Ray Symposium. 3-6 August 2010, Turku, Finland*, p. 270-271.
- [20] Окатьева Н.М., Александров А.Б., Багуля А.В. и др., Параметры треков заряженных частиц в зернах оливина с разной кристаллической структурой из палласита Марьялахти, *Материалы II-й Всероссийской молодежной научной конференции «Минералы: строение, свойства, методы исследования», Миасс 23-26 марта 2010г.*, с. 273-276.
- [21] Александров А.Б., Багуля А.В., Владимиров М.С. и др., Методика определения заряда ядер космических лучей по трекам в кристаллах оливина из метеоритов, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, (2008), № 7, с. 19-27 (ISSN издания 0455-0595).
- [22] Александров А.Б., Багуля А.В., Владимиров М.С. и др., Изучение зарядового распределения галактических космических лучей и поиск следов сверхтяжёлых ядер в кристаллах оливина из метеоритов, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, (2008), № 9, с. 34-47.

- [23] Александров А.Б., Багуля А.В., Владимиров М.С. и др., Калибровочные измерения характеристик треков ядер сверхтяжелых элементов в кристаллах оливина из метеоритов, Приборы и техника эксперимента, №2, с. 38–42.
- [24] Александров А.Б., Багуля А.В., Владимиров М.С. и др., Зарядовый спектр ядер галактических космических лучей в оливинах из метеоритов, УФН, (2010), т.180, №8, с. 839-842.
- [25] Александров А.Б., Багуля А.В., Владимиров М.С. и др., Методика определения энергии ядер сверхтяжелых элементов ($Z>30$) галактических космических лучей по трекам в кристаллах оливина из палассита Марьялахти, Вестник ОНЗ РАН, NZ6015, (2010), с. 110-119.
- [26] Александров А.Б., Багуля А.В., Владимиров М.С. и др., Моделирование прохождения ядер галактических космических лучей в веществе метеорита-палласита, Краткие сообщения по физике ФИАН, (2013), т. 40, № 5, с. 29-38.
- [27] Aleksandrov A.V. et al., Discovery of the Tracks due to Transuranic Galactic Cosmic Ray Nuclei in the Olivine Crystals from Meteorites, Journal of Physics: Conference Series 409, (2013), 012047, doi:10.1088/1742-6596/409/1/012047.
- [28] Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., Строение и эволюция Вселенной, М: Наука, (1975).
- [29] Пиблс П., Физическая космология, М.: Мир, (1975).
- [30] Толмен Р., Относительность, термодинамика и космология, М.: Наука, (1974).
- [31] Gamow G., Kongl. Dan. Viden. Sels., (1953), 27, p. 10.
- [32] Hayashi C., Progr. Theor. Phys., (1950), 5, p. 224-235; Alpher R. A., Follin J.W., Herman R. C., Phys. Rev., (1953), 92, p. 1347-1361.
- [33] Bondi H., Cosmology, Cambridge, 1952.
- [34] Beskow G., Treffenberg L., Ark. Mat. Astron. Fysik, (1947), 34, №13 and 17.

- [35] van Albada G.B., Bull. Astron. Inst. Netherlands, (1946), 10, p. 16; Astrophys. J., (1947), 105, p. 393.
- [36] Hoyle F., Monthly Notices Roy. Astron. Soc., (1946), 106, p. 343; Proc. Phys.Soc., (1947), 59, p. 972.
- [37] Савельев И. В., Курс общей физики, т. 3, М.: Наука, (1970).
- [38] Мурзин В.С., Введение в физику космических лучей, М.: Изд. МГУ, (1988).
- [39] Lodders K., Palme H., Gail H.P., Abundance of the elements in the Solar System, Landolt-Bornstein - Group VI Astronomy and Astrophysics, v. 4B: Solar system, (2009).
- [40] Cameron A. G. W., Abundances of the elements in the solar system, Space Science Rev., (1973), 15, p. 121-146.
- [41] Франк-Каменецкий Д.А., Надёжин Д.К., Распространенность элементов, в кн.: Физика космоса, 2 изд., М., (1986); Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., (1986).
- [42] Бисноватый-Коган Г.С., Чечеткин В.М., УФН, (1979), т. 127, с. 263-296.
- [43] Панов И.В., Корнеев И.В., Тилеман Ф.К., Сверхтяжёлые элементы и r-процесс, Ядерная физика, (2009), т. 72, № 6, с. 1070-1077.
- [44] Lattimer J.M., Schramm D.N., Astrophys. J. Lett., (1974), v. 192, L145.
- [45] Shirk E.K., Price P.B., Charge and energy spectra of cosmic rays with $Z \geq 60$: the SKYLAB experiment, Astrophys. J., (1978), v. 220, p. 719.
- [46] O'Sullivan D. et al., Nucl. Track and Rad. Meas., (1988), v. 15, p. 673.
- [47] Donnelly J., Thompson A., O'Sullivan D. et al., The abundances of actinide nuclei in the cosmic radiation as clues to cosmic ray origin, Proceedings of 27-th ICRC, Hamburg, Germany, (2001), p. 1715.
- [48] Font J., Domingo C., Dependence of the propagation of ultra-heavy cosmic ray nuclei of first ionization potential, Acta Physica Polonica, (1998), v. 29 B, p. 357.
- [49] Weaver B.A., Westphal A.J., Astrophys. J., (2002), v. 569, p. 493.
- [50] Fowler P.H. et al., Proc. Roy. Soc. A, London, (1970), v. 318, p. 1.

- [51] Price P.B. et al., Phys. Rev. D, (1971), v. 3, p. 815.
- [52] Blanford G.E., In: Proc. 12 Inter. Cosmic Ray Conf., Hobart, Australia, (1971), v. 1, p. 269.
- [53] Meyer J.P., Proc. of the 16-th Cosmic Ray Conf., Kyoto, (1979), v. 1, p. 374.
- [54] Otgonsuren O., Perelygin V.P., Stetsenko S.G. et al., Abundance of $Z > 52$ nuclei in galactic cosmic rays: long-term averages based on studies of pallasites, Astrophys. J., (1976), v. 210, p. 258.
- [55] Доливо-Добровольская Г.И. и др., Геохимия, (1976), №10, с. 1476.
- [56] Perelygin V.P. et al., Long-term averaged abundances of VVH cosmic-ray nuclei from studies of olivines from Marjalahti meteorite, Nuclear Track Detection, (1977), v. 1, с. 199-205.
- [57] Лхагвасурен Д. и др., Изв. АН СССР, (1975), сер. физ., 39, с. 388.
- [58] Katz R., Kobetich E.J., Phys. Rev., (1968), v. 170, p. 391-401.
- [59] Cameron A.G.W., Abundances of the elements in the solar system, Space. Sci. Rev., (1973), 15, p. 121-146.
- [60] Перельгин В.П., Стеценко С.Г., Поиск следов галактических космических ядер с $Z \geq 110$ в оливинах из метеоритов, Письма в ЖЭТФ, (1980), т. 32, вып.10, с. 622-625.
- [61] Lhagvasuren D. et al., Solid State Track detectors, Pergamon Press, Oxford, 997, (1980).
- [62] Перельгин В.П., Стеценко С.Г., Флёров Г.Н., Поиск следов тяжёлых и сверхтяжёлых космических ядер в оливинах из метеоритов, Краткие сообщения ОИЯИ, № 7-85, (1985), с. 5-11.
- [63] Перельгин В.П., Стеценко С.Г., Результаты калибровки оливинов из метеоритов ядрами ^{238}U на ускорителе Бэвалак, Письма в ЖЭТФ, (1989), т. 49, с. 257-260.
- [64] Perelygin V.P., Bondar Yu.V., Brandt R. et al., On search and identification of relatively short-lived superheavy nuclei ($Z \geq 110$) by fossil track studies of

meteoritic and lunar olivine crystals, Nuclear Physic, (2003), v. 66, №8, p. 1612-1616.

- [65] Horn P. et al., Zeitschrift fur Naturforschung, (1967), v. 22a, №11, p. 1793.
- [66] Егоров В.К., Кашкаров Л.Л., Полухина Н.Г., Царев В.А, О некоторых структурных особенностях кристаллов оливина из метеорита Марьялахти, «Структура и разнообразие минерального мира», Материалы Международного минералогического семинара, Сыктывкар, Республика Коми, Россия 17-19 июня 2008 г., с.139-140 (ISSN издания 978-5-98491-026-2).
- [67] Дюррани С., Балл Р., Твердотельные ядерные детекторы, М., Энергоатомиздат, (1990).
- [68] Флейшер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М., Треки заряженных частиц в твёрдых телах, в 3-х частях, М., Энергоатомиздат, (1981).
- [69] Lhagvasuren D., Otgonsuren O., Perelygin V.P. et al., Solid State Nuclear Tracks Detector, Oxford: Pergamon Press, (1980), p. 997.
- [70] Lal D., Rajan R.S., Tamhane A.S., Chemical Composition of Nuclei of $Z > 22$ in Cosmic Rays using Meteoritic Minerals as Detectors, Nature, (1969), v. 221, p. 33.
- [71] Perron C., Bourot-Denise M., Perelygin V.P. et al., Relation of heavy ion tracks in olivine: orientation dependent annealing or etching?, Nucl. Tracks Radiat. Meas., (1988), v. 15, №1-4, p. 231.
- [72] Paul H. and Schinner A., Nucl. Instrum. Methods, (2003), v. B209, p. 252-258.
- [73] Багуля А.В., Владимиров М.С., Иванченко В.Н., Старков Н.И., Краткие сообщения по физике ФИАН, (2009), №5, с. 13-14.
- [74] Lassila-Perini K., Urban L., Nucl. Instr. Meth., (1995), v. A 362, p. 416.
- [75] Caso C. et al., Europ. Phys. Jour. C 3, (1998), 1.
- [76] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/>
- [77] Allisy A. et al., Stopping powers and ranges for protons and alpha particles, ICRU Report 49, (1993).

- [78] Linhard J. and Winther A., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 34, (1963), № 10.
- [79] Ziegler J.F. and Manoyan J.M., *Nucl. Instr. and Meth.*, (1988), v. B 35, p. 215.
- [80] Кумахов М.А., Комаров Ф.Ф., *Энергетические потери ионов в твердых телах*, Мн.: Изд-во БГУ, (1979).
- [81] Hubert F., Bimbot R., Gauvin H., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 46, (1990), p. 1-213.
- [82] Демичев М.А., Жемчугов А.С., *Компьютерное моделирование физических процессов в детекторах с использованием пакета GEANT4, курс лекций* (<http://mipt.jinr.ru>).
- [83] <http://reat.space.qinetiq.com/gps>
- [84] Folger G., Ivanchenko V.N. and Wellisch H.P., *Eur. Phys. J.*, (2004), v. A 21, p. 407.
- [85] Камерон А.Дж.У., *Ядерная астрофизика под ред. Бориса Ч., Клейтона Д., Шрама Д.*, М.: Мир, (1986), с. 33-52.
- [86] Perron C., Maury M., *Very heavy ion track etching in olivin*, *Int. J. Radiat. Appl. Instrum., D Nuclear Track*, (1986), v. 11, № 1/2, p. 73.
- [87] Perron C., Bourot-Denise M., *Heavy ion track etch rate measurements and track structure in a mineral*, *Int. J. Radiat. Appl. Instrum., D Nuclear Track*, (1986), v. 12, № 1-6, p. 29.
- [88] Александров А.Б., Багуля А.В., Гончарова Л.А., Ивлиев А.И., Калинина Г.В., Кашкаров Л.Л., Коновалова Н.С., Полухина Н.Г., Русецкий А.С., Старков Н.И., Калибровочные измерения динамических и геометрических параметров треков в кристаллах оливина, образованных ускоренными ядрами Хе и U, *Вестник ОНЗ РАН*, (2007), № 1(25) (ISSN 1819 – 6586).
- [89] Kashkarov L.L., Polukhina N.G., Starkov N.I., Kalinina G.V., Ivliev A.I., Alexandrov A.B., Goncharova L.A., Apacheva I.Yu., *Geometrical Track Parameters in the Pallasite Olivine: Identification of the Cosmic Ray Heavy Nuclei*, 23rd International Conference on Nuclear Tracks in Solids, Program&Abstracts, p. 226; Beijing, China, September 11-15, (2006).

- [90] Kashkarov L.L., Polukhina N.G., Starkov N.I., Kalinina G.V., Ivliev A.I., Aleksandrov A.B., Goncharova L.A., Tarasova I.Yu., Geometrical track parameters in the pallasite olivine: identification of the cosmic ray heavy nuclei, *Radiation Measurements*, (2008), v. 43, p. 266-268.
- [91] Goncharova L.A., Ivliev A.I., Kalinina G.V., Kashkarov L.L., Polukhina N.G., Rusetskii A.S., Starkov N.I., Tsarev V.A., Vladimirov M.S., Charge spectrum of the cosmic ray heavy nuclei determination, XXXVI Lunar and Planetary Science Conference, March 12-16, (2007), League City, Texas.
- [92] Bagulya A.V., Goncharova L.A.; Ivliev A.I.; Kalinina G.V.; Konovalova N.S.; Okatyeva N.M.; Polukhina N.G.; Rusetskii A.S.; Starkov N.I.; Tsarev V.A., Charge composition of the VVH nuclei cosmic rays at the 1-2 GeV/nucl of energy: the results of track investigations of the olivine from the pallasite Marjalahti, *Radiation Measurements*, (2009), v. 44, p. 898-900.
- [93] Shirk E.K., Price P.B., *Astrophys. J.*, (1978), v. 220, p. 719.
- [94] Donnelly J., Thompson A., O'Sullivan D. et al., *Proceedings of 27-th ICRC*, Hamburg, Germany, (2001), p. 1715.