

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

На правах рукописи

Тан Найнг Со

**Облученные космическими лучами метеоритные оливины как
инструмент поиска сверхтяжелых элементов в природе**

Специальность 01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук
Старков Н.И.

Москва 2022

Содержание

Содержание	2
Введение	4
Глава. 1. Космические лучи. Происхождение, состав, распространенность. Сверхтяжелые элементы – синтез в земных условиях и поиск в природе.....	11
Глава.2. Метеориты как природные детекторы частиц космических лучей. .	24
Глава.3. Прохождение частиц через вещество.....	33
3.1. Физические процессы при прохождении ионов через вещество.....	33
3.1.1. Взаимодействие ядра иона с электронными оболочками вещества	33
3.1.2. Взаимодействие электронов иона с ядрами атомов вещества	36
3.1.3. Взаимодействие ядра иона с атомами вещества.....	36
3.2. Модели возникновения травимых треков	39
3.2.1. Модель теплового всплеска	40
3.2.2. Модель ионного взрыва	41
3.3. Характеристики протравленных каналов, условия их возникновения и методы их измерения.....	43
3.4. Типы трековых детекторов и области их применения.....	46
3.5. Автоматизированный анализ характеристик российской ядерной эмульсии.....	51
Глава.4. Эксперимент ОЛИМПИЯ , установка ПАВИКОМ.	65
4.1. Эксперимент ОЛИМПИЯ.....	65
4.2. Установка ПАВИКОМ	67
4.3. Методика измерения характеристик треков ионов в оливинах из метеоритов.	73

4.4. Обработка изображений треков ядер космических лучей из кристаллов оливина на ПАВИКОМ	89
4.5. Ошибки измерения длин треков ядер космических лучей	94
4.5.1. Определение ошибок прямых измерений координат	99
4.5.2. Определение относительной ошибки длины трека	106
4.6. Алгоритм определения толщины срезаемого слоя оливина при определении зарядов галактических ядер	108
4.7. Калибровочные эксперименты	114
4.8. Зарядовые распределения ядер космических лучей в метеоритах Marjalahti и Eagle Station.	119
4.9. Оценка времени жизни ядер трех сверхтяжелых ядер	125
Глава. 5. Особые случаи при анализе треков ядер КЛ в оливинах из метеоритов	132
5.1. Изучение радиационной истории палласита по данным о градиенте плотности треков ядер солнечных космических лучей	132
5.2. Особенности зарядовых спектров ядер из некоторых кристаллов метеоритного оливина	139
5.3. Анализ причин возникновения треков необычной формы	148
5.4. Исследование особенностей треков ядер в оливинах из метеорита Сеймчан	167
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	174
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	183

Введение

Актуальность работы

Настоящая работа связана с актуальными задачами современной физики, решаемыми на основе использования трековых детекторов. В частности, в ней детально описывается реализуемый автором в составе фиановской группы эксперимент по поиску сверхтяжелых элементов в природе - треков ядер в оливинах из метеоритов. В работе изложена оригинальная методика работы с оливинами, представлены результаты исследования в виде зарядового распределения ядер галактических космических лучей. Разработанные авторские методики работы с трековыми детекторами (в том числе, с ядерной фотоэмульсией) успешно применяются также в исследованиях на ускорителях элементарных частиц - в международных экспериментах по поиску явлений Новой физики [1,2].

Проблема существования и регистрации частиц темной материи – одна из важнейших проблем Новой физики. В последние десятилетия проводятся эксперименты по поиску этих частиц, но пока надёжного доказательства их существования нет [3-15]. Автор настоящей работы является участником двух международных экспериментов, в которых, в частности, предполагается проводить поиск частиц тёмной материи – SHiP и NEWSdm. В состав аппаратуры этих экспериментов входят детекторы на основе ядерных фотоэмульсий, в том числе, производимых российской компанией ОАО «АВК Славич». В настоящее время эмульсия этой компании соответствует мировому уровню качества, тем не менее, для сверхчувствительных экспериментов по поиску тёмной материи необходимы дополнительные проверки ее характеристик. Более того, специфические задачи таких экспериментальных исследований потребовали модернизации технологии производства эмульсии на российском предприятии. Автором настоящей работы была разработана методика и созданы программы на языке C++ для оценки качества эмульсии, которые позволили целенаправленно менять химические и технологические параметры ее технологии изготовления.

Основной целью работы было исследование зарядового распределения тяжёлых и сверхтяжёлых космических ядер - одной из самых актуальных задач физики XXI века. Это задача связана с предсказаниями теории о возможном существовании «острова стабильности» трансфермиевых элементов и успешными работами на ускорителях по синтезу новых искусственных элементов. Поэтому поиски таких ядер в природе ведутся уже много лет. Ядра первичного космического излучения не доходят до поверхности Земли, поэтому эксперименты по их регистрации проводятся на большой высоте – на баллонах и спутниках. К сожалению, время экспозиции детекторов на спутниках не более нескольких лет, которых недостаточно для регистрации малых потоков тяжелых ядер и набора достаточной статистики. В то же время в космосе существуют природные детекторы ядер - метеориты.

Большим преимуществом метеоритов при их использовании в качестве детекторов космических ядер является огромное время экспозиции - сотни миллионов лет. Все это время они подвергаются облучению космическими лучами, в том числе тяжёлыми и сверхтяжёлыми ядрами. Для поиска и исследования треков космических ядер на оптическом микроскопе лучше всего подходят палласиты, в которых содержатся кристаллы оливина – полупрозрачного минерала. В месте прохождения ядра через оливин возникают треки- области повреждений, обладающие повышенной скоростью травления по сравнению с неповреждёнными областями. В результате после травления специальными химическими растворами – травителями, в оливине возникает полый канал, повторяющий траекторию движения ядра и видимый в оптический микроскоп. Геометрические и динамические характеристики протравленного канала связаны с зарядом ядра.

Полученные автором в составе фиановской группы результаты позволяют говорить о существовании и распространенности сверхтяжелых элементов в природе, и утверждать, что изучение треков галактических космических лучей в кристаллах оливина из метеоритов открывает новые возможности в исследовании потоков и спектров космических лучей,

имеющих большое значение для ядерной физики, физики элементарных частиц и астрофизики.

Целью диссертационной работы является поиск и идентификация тяжёлых и сверхтяжёлых ядер космических лучей в оливинах из метеоритов.

Для достижения этой цели были поставлены и решены следующие основные задачи:

- Поиск и идентификация тяжёлых и сверхтяжёлых ядер космических лучей в оливинах из метеоритов.
- Разработка алгоритмов и создание программ на языке C++ для автоматизированного анализа и идентификации следов частиц в трековых детекторах.
- Построение зарядового спектра, исследование его особенностей.
- Исследование влияния отжига треков на зарядовый спектр ядер космических лучей по результатам измерений в оливинах из метеоритов.
- Анализ возможных причин возникновения треков особой формы.
- Анализ фрагментации сверхтяжёлых ядер при их прохождении через вещество метеорита.
- Изучение особенностей треков ядер в метеорите Сеймчан.
- Адаптация созданного программного обеспечения для обработки данных трековых детекторов с целью анализа характеристик высокочувствительной ядерной фотоэмульсии.

Научная новизна работы и практическая значимость работы

Научная новизна работы проделанной работы заключается в следующем:

- Создана уникальная, не имеющая аналогов, база экспериментальных данных о зарядовом составе галактических космических лучей, включающая около 26000 треков ядер с $Z > 40$.
- Разработаны алгоритмы и созданы программы на языке C++ для успешно реализованного автоматизированного анализа и идентификации

следов частиц в трековых детекторах.

- Выполнены оценки распределений вторичных частиц, возникающих при прохождении через метеорит тяжелых ионов и оценки влияния фрагментации ионов на зарядовый спектр на основе расчетных моделей, разработанных на базе программного пакета Geant4.

- Разработана программа на языке C++ для демонстрации влияния отжига треков на зарядовый спектр ядер космических лучей.

Личный вклад

Все используемые в диссертации экспериментальные результаты были получены автором лично или при его определяющем непосредственном участии. Автором были найдены и идентифицированы около 26000 треков ядер с $Z > 40$. Автором разработаны алгоритмы и создана программа на языке C++ для автоматизированного анализа и идентификации следов частиц в трековых детекторах, создана программа вычисления толщины срезаемого слоя оливина при определении зарядов ядер, реализован алгоритм оценки влияния отжига треков на зарядовый спектр ядер космических лучей. На основе пакета Geant4 автором были построены расчетные модели используемых детекторов и успешно выполнено моделирование возможных причин возникновения треков особой формы. Автор успешно использовал свой опыт и созданные программные комплексы для международных проектов SHiP (Search for hidden particle) в ЦЕРНе, Женева, Швейцария и NEWSdm (Nuclear Emulsion for WIMP search –directional measurement) в Национальной лаборатории Гран-Сассо Национального института ядерной физики (LNGS, INFN), Италия.

Основные положения, выносимые автором на защиту:

1. Получены данные о зарядовом составе около 26000 ядер космических лучей с зарядом > 40 , в том числе более 22000 с $Z > 55$, которые согласуются с данными других экспериментов. Обнаружены три ядра

космических лучей с зарядом 119^{+10}_{-6} .

2. Разработана новая методика исследования характеристик треков ядер космического излучения в полном объеме кристаллов оливина из метеоритов (включая процедуры травления, автоматизированные алгоритмы измерения и анализа).

3. Выполнены модельные расчеты прохождения тяжелых ядер через оливин, проведен анализ фрагментации сверхтяжелых ядер при их прохождении через вещество метеорита. По калибровочным измерениям подтверждена правильность модельных расчетов и измерений.

4. Исследовано влияние отжига треков на зарядовый спектр ядер космических лучей и проведен анализ возможных причин возникновения треков особой формы в оливинах.

Апробация работы

Результаты диссертации излагаются в 27 печатных публикациях, 25 из которых были изданы в журналах, рекомендованных ВАК, Scopus, Web of Science. В базы данных Scopus включены 10 публикаций автора, в базы данных Web of Science- 9, в базы данных ВАК- 6 и 4 работы в виде препринтов.

Основные результаты диссертации представлялись и докладывались на семинарах и многих международных и национальных конференциях:

1. A.V. Bagulya, M.M. Chernyavsky, L. A. Goncharova, G. V. Kalinina, N. S. Konovalova, N. M. Okat'eva, T.A. Pavlova, N. G. Polukhina, N. I. Starkov, **Than Naing Soe**//Search for Superheavy Elements in Galactic Cosmic Rays //International Conference of Computational Methods in Sciences and Engineering (ICCMSE 2015, Athens, Greece, March 20-23, 2015)

2. Polukhina, Natalia , Volkov, Alexander; Shchedrina, Tatyana ; Starkov, Nikolai; **Than Naing Soe**; Vladymyrov...//A study of the composition of galactic cosmic rays based on meteorite olivine data//SHIM 2015 (Swift heavy ions in matter conference, May 18-21,2015, Darmstadt, Germany.

3. Н.Г.Полухина, Н.И.Старков, А.Б. Александров, Н.М.Окательева,

Л.А. Гончарова, **Тан Найнг Со** // Поиск треков сверхтяжелых ядер галактических космических лучей в кристаллах оливина из метеоритов//XVI Международная конференция "Физико-химические и петрофизические исследования в науках о Земле", 28 сентября 2015 г., ГЕОХИ им. В.В. Вернадского.

4. A.V. Bagulya, M.M. Chernyavsky, L. A. Goncharova, G. V. Kalinina, N. S. Konovalova, N. M. Okat'eva, T.A. Pavlova, N. G. Polukhina, N. I. Starkov, **Than Naing Soe**, M.S.Vladymyrov, A.E.Volkov//Search for Nuclei of Galactic Cosmic-Ray Superheavy elements in olivine crystals from meteorites//18th international conference on Radiation Effects In Insulators (REI-18, Jaipur, Rajasthan, India October 26 to 31, 2015), Proceedings, page 17.

5. 13th SHiP Collaboration meeting, 14 - 16 March 2018, CERN, Geneva, Switzerland.

6. **Тан Найнг Со**//Исследование особенностей протравленных треков сверхтяжёлых ядер в оливинах из метеоритов//13-е Черенковские чтения "Новые методы в экспериментальной ядерной физике и физике частиц", 14 апреля 2020 г, ФИАН, Москва.

7. Andrey Alexandrov, Victor Alexeev, Alexander Bagulya, Aigerim Dashkina, Mikhail Chernyavsky, Alexei Gippius, Lyudmila Goncharova, Sergei Gorbunov, Victor Grachev, Galina Kalinina, Nina Konovalova, Tatiana Pavlova, Ruslan Rymzhanov, Nikolai Starkov, **Than Naing Soe**, Tatiana Shchedrina, Alexander Volkov and Natalia Polukhina//Investigations of the tracks of galactic cosmic ray nuclei in olivines from meteorites //43rd COSPAR scientific assembly, International convention centre, 28.1.2021-4.2.2021 Sydney, Australia.

8. **Тан Найнг Со**//Аномалия зарядового спектра ядер галактических космических лучей в оливинах // Одиннадцатые Зацепинские Чтения, 28 Май 2021, ИЯН РАН, Москва.

9. **Тан Найнг Со** //Зарядовый спектр тяжелых и сверхтяжелых ядер галактических космических лучей по результатам измерений в оливинах из метеоритов //Семинар отдела космических излучений, 29 марта 2022, ОЯФА

ФИАН, Москва

10. **Тан Найнг Со** //Методика поиска и исследования треков тяжелых и сверхтяжелых ядер галактических космических лучей по результатам измерений в оливинах из метеоритов// Семинар, 6 апреля 2022, ОИЯИ, Дубна.

Глава. 1. Космические лучи. Происхождение, состав, распространенность. Сверхтяжелые элементы – синтез в земных условиях и поиск в природе.

Космические лучи (космическое излучение) - частицы, заполняющие межзвездное пространство и постоянно бомбардирующие Землю. Они были открыты в 1912 г. Нобелевским лауреатом, физиком В. Гессом с помощью ионизационной камеры на воздушном шаре. Максимальные энергии космических лучей $\sim 3 \times 10^{20}$ эВ, т.е. на несколько порядков превосходят энергии, доступные современным ускорителям на встречных пучках (максимальная эквивалентная энергия Теватрона $\sim 2 \times 10^{15}$ эВ, ЛHC - около 10^{17} эВ). Поэтому изучение космических лучей играет важную роль не только в физике космоса, но также и в физике элементарных частиц. Ряд элементарных частиц впервые был обнаружен именно в космических лучах (позитрон - К.Д. Андерсон, 1932 г.; мюон (μ) – К.Д. Андерсон и С. Неддермейер, 1937 г.; пион (π) - С. Ф. Пауэлл, 1947 г.[16]). Хотя в состав космических лучей входят не только заряженные, но и нейтральные частицы (особенно много фотонов и нейтрино), космическими лучами обычно называют заряженные частицы. В частности, различают следующие типы космических лучей:

1. Галактические космические лучи – космические частицы, приходящие на Землю из нашей галактики. В их состав не входят частицы, генерируемые Солнцем.

2. Солнечные космические лучи – космические частицы, генерируемые Солнцем.

Кроме этих двух основных типов космических лучей рассматривают также метагалактические космические лучи - космические частицы, возникшие вне нашей галактики. Их вклад в общий поток космических лучей невелик. Космические лучи, не взаимодействовавшие с атмосферой Земли, называют первичными (рис.1). Поток галактических космических лучей,

бомбардирующих Землю, примерно изотропен и постоянен во времени. Плотность энергии галактических космических лучей ~ 1 эВ/см³, что сравнимо с суммарной энергией электромагнитного излучения звёзд, теплового движения межзвёздного газа и галактического магнитного поля. Таким образом, космические лучи – важный компонент Галактики. Состав космических лучей приведен в таблице 1 [16].

Таблица. 1. Характеристики первичных космических лучей

Характеристики первичных космических лучей (галактических и солнечных)		
	Галактические космические лучи	Солнечные космические лучи
Поток	$\sim 1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Во время солнечных вспышек может достигать $\sim 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Состав	<ol style="list-style-type: none"> 1. Ядерная компонента - $\sim 95\%$ протонов, $\sim 4\text{-}5\%$ ядер гелия, $<1\%$ более тяжелых ядер 2. Электроны ($\sim 1\%$ от числа ядер) 3. Позитроны ($\sim 10\%$ от числа электронов) 4. Антиадроны $<1\%$ 	98-99% протоны, $\sim 1.5\%$ ядра гелия
Диапазон энергий	$10^6 - 3 \cdot 10^{20}$ эВ	$10^5 - 10^{11}$ эВ

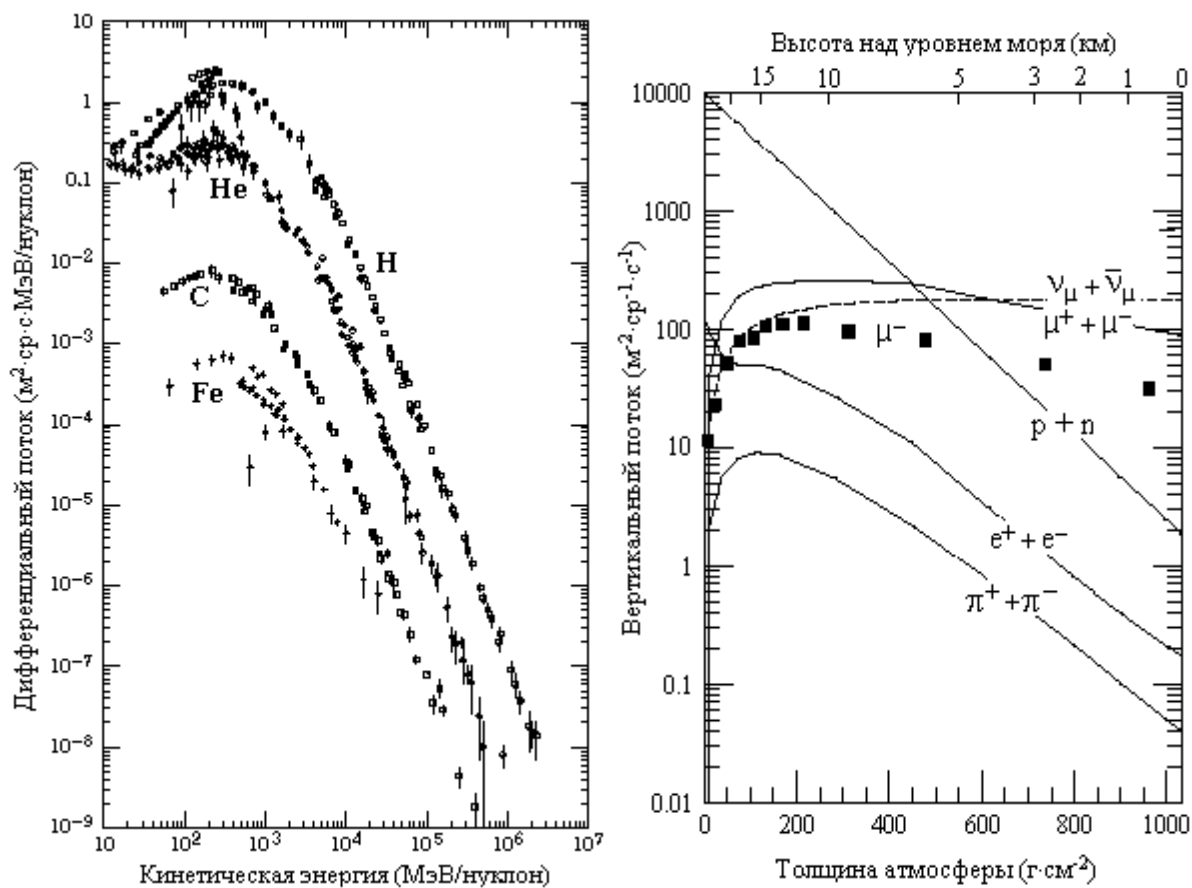


Рис. 1. Состав и характеристики космических лучей. Слева - энергетические спектры главных компонент первичных космических лучей. Справа - вертикальные потоки главных компонент космических лучей с энергией > 1 ГэВ на разных глубинах атмосферы Земли [17,18].

Поток космических лучей на уровне моря ($\sim 0.01 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$) примерно в 100 раз меньше потока первичных космических лучей. Основными источниками первичных космических лучей являются взрывы сверхновых звезд (галактические космические лучи) и Солнце. Большие энергии (до 10^{16} эВ) галактических космических лучей объясняются ускорением частиц на ударных волнах, образующихся при взрывах сверхновых. Природа космических лучей сверхвысоких энергий пока не имеет однозначной интерпретации [19].

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 [20] Вопрос о существовании сверхтяжелых ядер имеет важнейшее значение для понимания свойств ядерной материи.

Прежде всего, представляет интерес проверка предсказания [21] значительного увеличения стабильности ядер вблизи магических чисел $Z = 114$ и $N = 184$ (N - число нейтронов), которое могло бы приводить к существованию в этой области "островов стабильности" сверхтяжелых ядер. Подтверждения этого предсказания получены в экспериментах под руководством Ю.Ц. Оганесяна на ускорителе Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [22] где недавно 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 многих нестабильных ядер с меньшим зарядом. Несмотря на этот успех, 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 - это на много порядков больше, чем у ядер, находящихся в зоне нестабильности ($92 < Z < 100$), но на много порядков величины меньше того времени жизни, которое, согласно теоретическим оценкам, должны иметь ядра в зоне «островов 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, в частности, путем исследования космических лучей. 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 "островов стабильности" для еще более тяжелых ($Z > 118$) ядер. Можно предположить, что для поиска и обнаружения таких трансфермиевых 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. Также отсутствуют какие-либо данные и о возможном существовании экзотических сверхтяжелых ядер.

Согласно существующим представлениям, элементы, начиная с углерода и тяжелее, образуются в недрах звезд и при взрывах сверхновых [20]. 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 $T < 10^8 \text{ K}^\circ$ [23]. Такая

ситуация может реализоваться в неравновесных оболочках нейтронных звезд, выбросы из которых приведут к появлению ультрасверхтяжелых элементов в межзвездной среде, звездах и планетах [24].

Рассмотрим более детально проблему образования сверхтяжёлых элементов в процессах, происходящих во Вселенной, на примере последних результатов, полученных в оболочечной модели строения ядер [25]. 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 [26] или струй с поверхности нейтронных звёзд. В этих условиях начальное для r-процесса отношение числа нейтронов к зародышевым ядрам достаточно велико (более 300) [25].

В работе [25] 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. 2. 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. 3). 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.

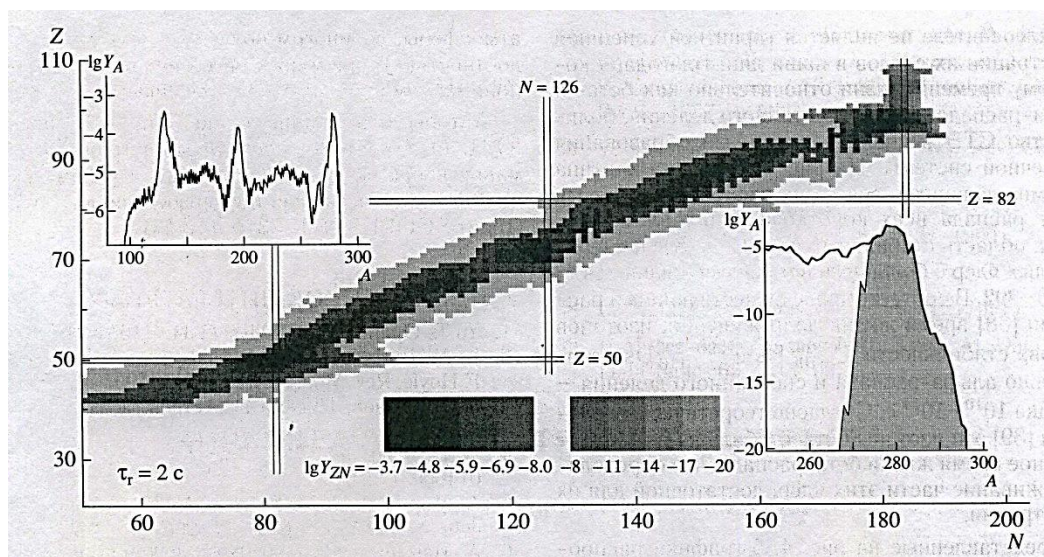


Рис. 2. Различными оттенками серого показана распространённость изотопов в условиях высокой плотности нейтронов.

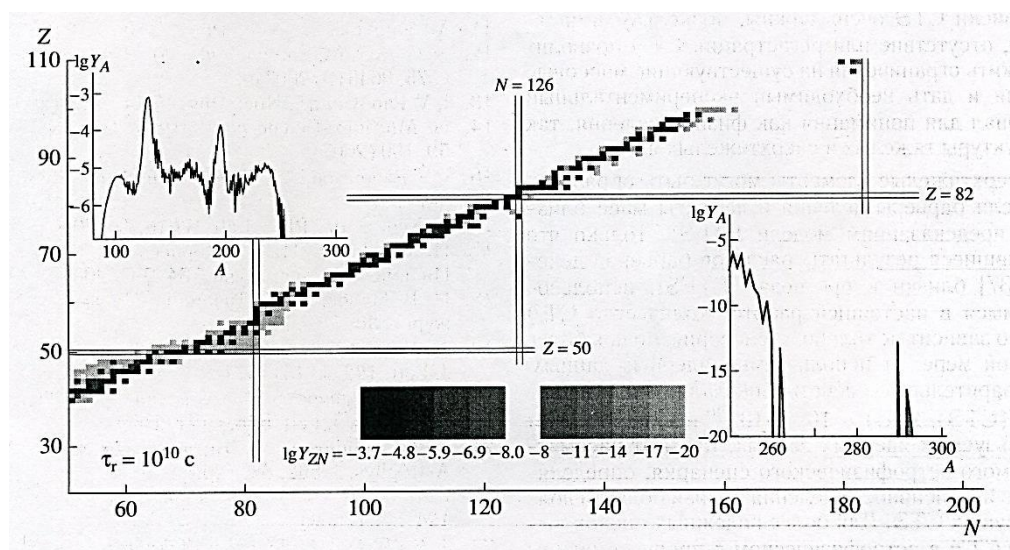


Рис. 3. Распространённость элементов через 10^{10} с после окончания r-процессов.

Измерение тяжёлых элементов в составе космических лучей чрезвычайно затруднено ничтожностью величины их потоков вблизи Земли. На рисунке 4 приведены существующие в настоящее время обобщенные данные о распространности элементов, полученные при исследованиях на баллонах, аэростатах, спутниках и с помощью метеоритов [27]. 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.

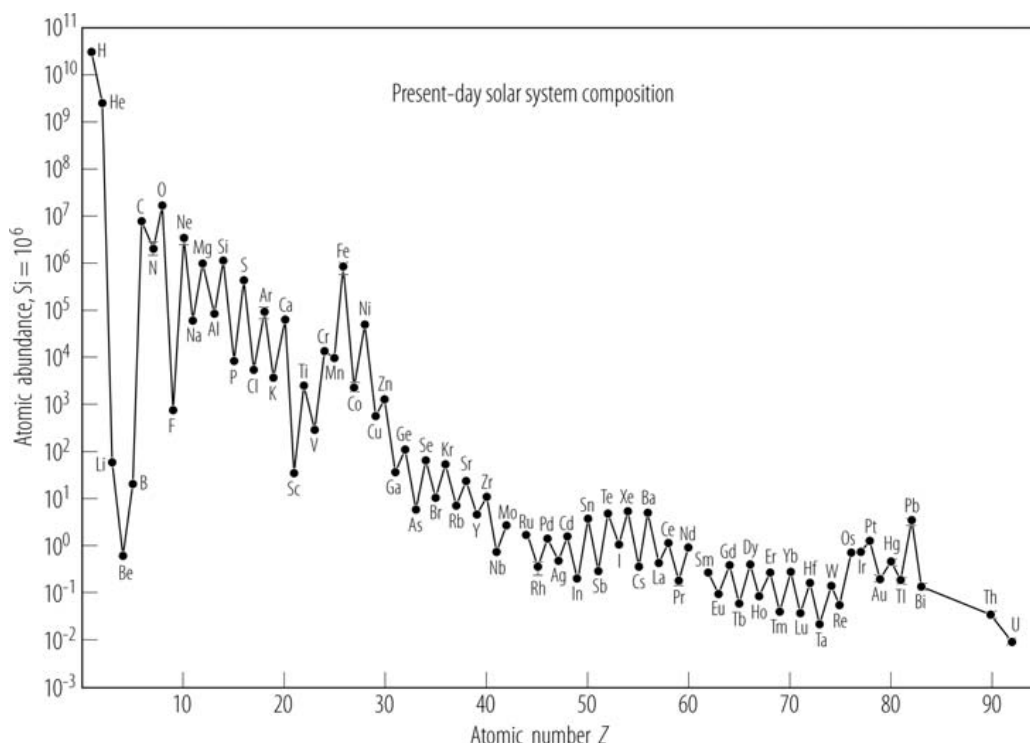


Рис. 4. Содержание элементов в космических лучах в солнечной системе, все относительно кремния = 10⁶.

В современных работах по физике космических лучей проводятся экспериментальные исследования распространенности 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, экспонированной 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 некоторых наиболее успешных экспериментов, проведённых до настоящего времени с использованием ИСЗ.

Skylab [28]. 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 составило 253 дня. Идентификация заряда осуществлялась по величине скорости травления пластика. Результат измерений зарядового спектра приведён на рис. 5.

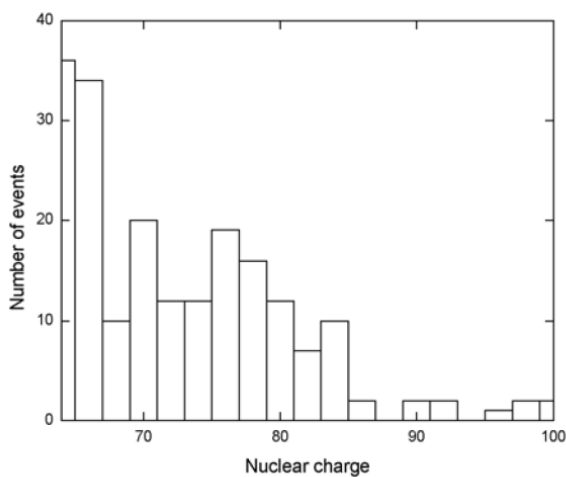


Рис. 5.

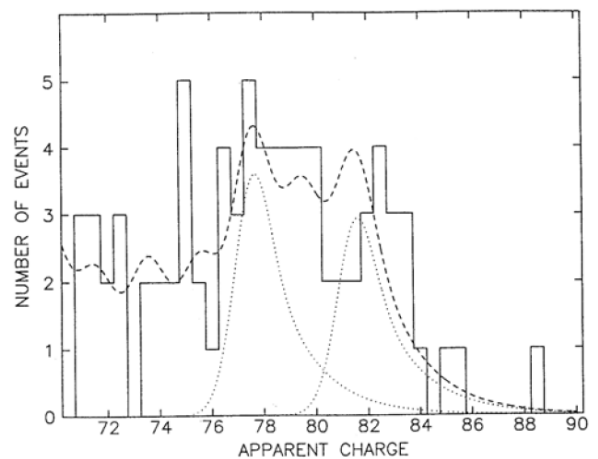


Рис. 6.

Рис. 5. Зарядовый спектр по данным **Skylab**; Е.К. Shirk, Р.В. Price [28]; 1978 $Z \geq 65$. Спутник, 430 км, 230 дней, пластик (стопки лексана)

Рис. 6. Зарядовый спектр по данным **Ariel 6**; Р.Н. Fowler et al. 1987 $Z \geq 70$. Спутник, 625 км, 427 дней, электроника [29].

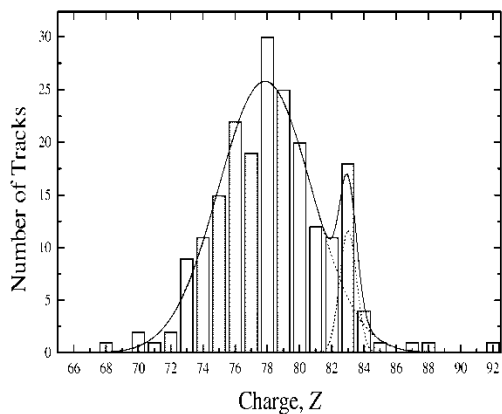


Рис. 7.

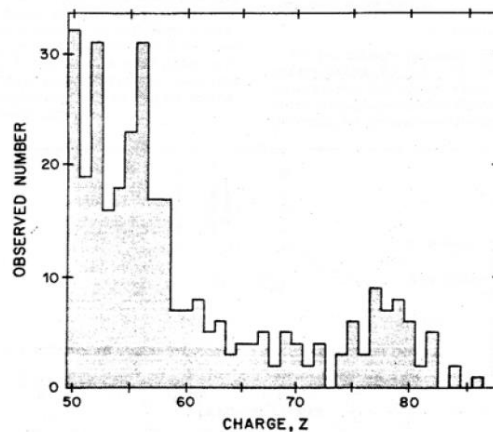


Рис. 8.

Рис. 7. Зарядовый спектр по данным **HNE (HEAO 3)**; W.R. Binns et al. 1989 $Z \geq 50$. Спутник, 495 км, 454 дня, электроника [30].

Рис. 8. Зарядовый спектр по данным **UHCRE**; C. Domingo, J. Font et al. 1995 $Z \geq 68$. Спутник, 450 км, 6 лет, пластик (стопки лексана) [31].

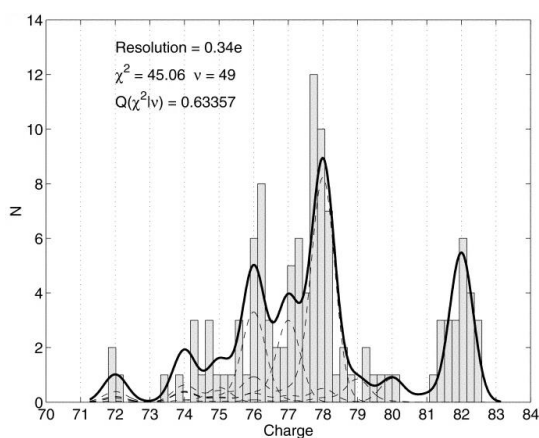


Рис. 9.

Рис. 9. Результаты **UHCRE**; J. Donnelly, ICRC-2001 [31].

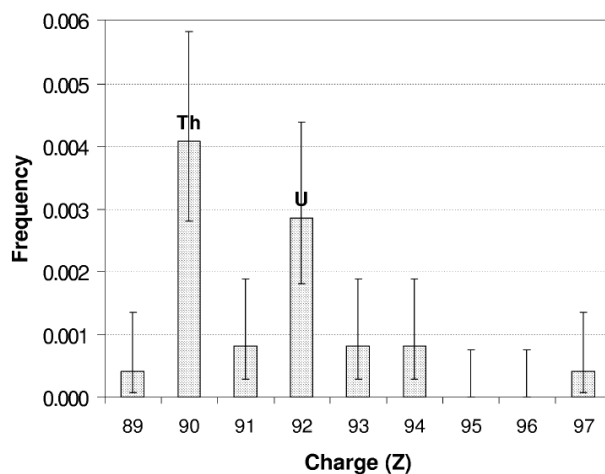


Рис. 10.

Рис. 10. Результаты **Trek**; В. А. Weaver, А. J. Westphal. Станция "Мир", 5 лет, 450 км, стопки стёкол [33].

Ariel 6. ИСЗ Ariel 6 был запущен в июне 1979 г. и имел в своём составе сферическую камеру, заполненную сцинтиллирующей 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 рисунке 6 [29].

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 [30]. Результаты измерений показаны на рисунке 7 [30].

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 [34]. 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 рисунках 8 и 9 приведены примеры полученных в данной работе результатов [31,32].

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) [33]. После травления было найдено несколько сотен следов, принадлежащих сверхтяжёлым ядрам с $Z > 70$ (рис. 10).

Как видно, в частности, 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 (Фаулер и др. [35], Прайс и др. [36], Блэнфорд и др. [37]), а затем на ИСЗ (эксперимент на Skylab [28] и UNCRE [32]). Однако, к сожалению, эти данные оказались крайне ненадёжными, так как они допускают другую интерпретацию, например, как события, связанные с ядрами урана ($Z = 92$).

Как уже говорилось выше, главная трудность при проведении экспериментальных исследований распространённости ядер ультратяжёлых ($Z > 86$) элементов в составе космических лучей состоит в ничтожно малых величинах потока этих ядер: $F \sim (1-2)$ ядра на m^2 в год. Преодолеть эту трудность возможно двумя путями: либо значительно (на несколько порядков) увеличивая площадь детекторов, что в условиях космоса сделать довольно трудно, либо увеличивая время экспозиции детектора в космическом пространстве. Эксперименты на ИСЗ и космических станциях длятся в течение нескольких лет, что, однако, оказывается недостаточным для осуществления эффективной регистрации сверхтяжёлых ядер.

В то же время в природе существуют твёрдотельные «детекторы», облучавшиеся длительное время (десятки и сотни миллионов лет) частицами космического происхождения - это метеориты. Интересно отметить, в связи с этим, что наибольшее количество информации, которое легло в основу построения обобщенной кривой распространённости элементов Солнечной системы, получено из данных по содержанию изотопов элементов, находящихся в веществе метеоритов [27]. На рисунке 11 [27], например, показана относительная распространённость элементов, полученная путём изучения фотосферы Солнца и вещества хондритов. Видно, что эти данные хорошо согласуются между собой.

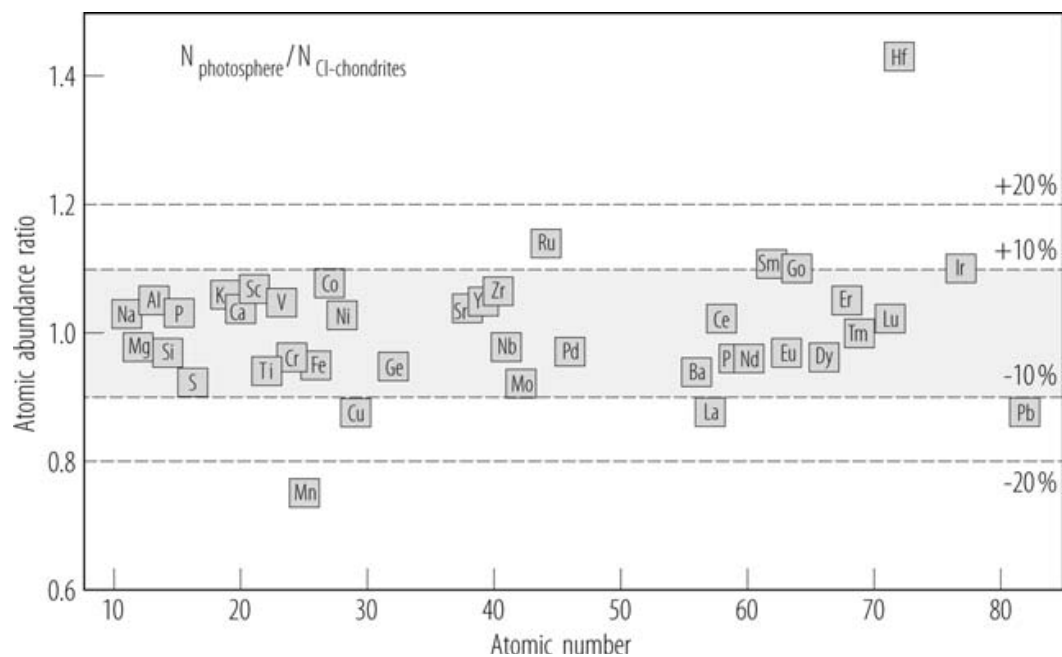


Рис. 11. Относительная распространённость элементов, полученная путём изучения фотосферы Солнца и хондритов из метеоритов.

Глава.2. Метеориты как природные детекторы частиц космических лучей.

Метеориты — это осколки пространственной материи, упавший на поверхность планеты. Они представляют большую научную ценность. Метеориты позволяют изучить происхождения Земли и раннюю историю Солнечной системы и.т.д. Источниками метеоритов являются пояс астероидов, находящийся между Марсом и Юпитером. По минералогическому и химическому составу все метеориты делят на три группы: каменные, железо-каменные, железные [38].



Рис. 12. Три основные группы метеоритов

Изучение химического состава галактических космических лучей с помощью естественных детекторов [39], таких как железо-каменные метеориты класса палласитов [40] которые состоят из пористой железо-никелевой матрицы с включениями кристаллов оливина [41] началось в

середине 60-х годов прошлого века. Впервые в метеоритах тяжелые ядра группы железа ($Z \approx 26$) галактических космических лучей (ГКЛ) были обнаружены в 1964 г. [39]. Ядра более тяжёлых элементов были зарегистрированы в 1967 г. [42] (Fleischer et al.).

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 [43]. В этой группе была разработана эффективная методика выявления треков ядер сверхтяжелых ($Z > 60$) элементов путем химического травления образцов кристаллов оливина, предварительно подвергнутых высокотемпературному термическому отжигу. Целью последнего было практически полное удаление треков от значительно более распространенных ядер с зарядом $26 < Z < 40$, поскольку поиск и измерение характеристик треков проводилось визуально микроскопистом. Среди выявленных таким образом треков сверхтяжелых ядер более 1000 было отнесено к трекам ядер группы тория-урана, измеренная полная длина отождествленных треков для которых находилась в интервале 190-220 мкм. Вместе с тем, было обнаружено несколько треков длиной 365 мкм, которые авторы интерпретировали как треки ядер с $Z \geq 110$ (рис. 13) [43-47].

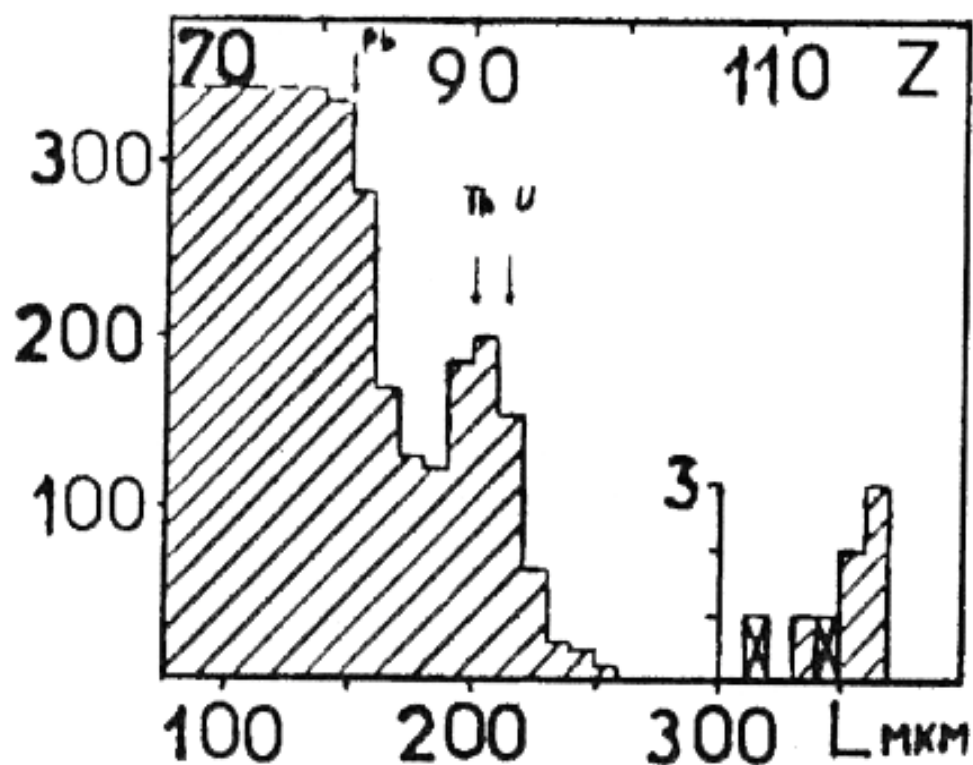


Рис. 13. Зарядовый спектр по результатам измерений в группе В.П.Перелыгина [45].

Приведённый результат возвращает нас к известному вопросу о существовании ядер трансурановых элементов ($Z > 92$) в природе.

В 2005 г. в ФИАНе был предложен эксперимент ОЛИМПИА (ОЛИвины из Метеоритов - Поиск тяжелых и сверхтяжелых Ядер), в котором для просмотра образцов оливиновых кристаллов из метеоритов, поиска и идентификации треков ядер космических лучей предусматривалось использование современного высокоэффективного измерительного комплекса ПАВИКОМ (Полностью Автоматизированный Измерительный КОМПлекс) [48]. Как и в предыдущих работах с оливинами, в эксперименте ОЛИМПИА используется метод распознавания частицы по производимым ими радиационным повреждениям в оливине. При поиске реликтовых треков, образованных частицами космических лучей в кристаллах силикатных минералов (оливинов, пироксенов и др.), входящих в состав метеоритов [49, 50], используется способность этих кристаллов,

регистрировать и сохранять в течение длительного времени ($>10^8$ лет) треки ядер с $Z>26$ [42].

Наиболее подходящими для проведения трековых исследований химического состава космических лучей (КЛ) являются метеориты типа палласитов, около 60% объема которых занимают кристаллы оливина. В эксперименте ОЛИМПИА использовались палласиты, радиационный возраст которых и, следовательно, время их экспозиции в потоке КЛ достигает ~ 175 млн. лет (Marjalahti) и ~ 75 млн. лет (Eagle Station). Именно поэтому кристаллы оливина из этих двух метеоритов могут содержать большое число треков космических ядер, являясь, таким образом, перспективными детекторами для регистрации ядер тяжелых элементов КЛ. Как показывают оценки [44, 51], в 1 см^3 кристаллов оливина из этих палласитов, расположенных на глубине меньше ~ 5 см от доатмосферной поверхности метеороида, за 10^8 лет может быть образовано 10^2 - 10^3 треков ядер с $Z>90$, а в кристаллах из приповерхностных участков метеорита (глубина до ~ 1 см) до 10^4 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, экспонированных в течение многих лет на искусственных спутниках Земли (ИСЗ), космических станциях и аэростатах. Следует дополнительно отметить, что измерение параметров треков в кристаллах оливина из метеоритов дает возможность не только идентифицировать заряд ядер, но и оценивать их энергию.

Оливин распределяется в палласитах в форме кристаллов размером от нескольких миллиметров до 1-2 см (рис. 14). Согласно современным представлениям, палласиты являются либо продуктом незавершенной дифференциации вещества в силикатную фазу и металла в гравитационном поле, либо результатом агломерации силикатного вещества с железом. Существует несколько моделей, описывающих образование палласитов,

включая кристаллизацию у поверхности нагреваемого снаружи астероида, кристаллизацию ударного расплава и небулярную конденсацию [52].

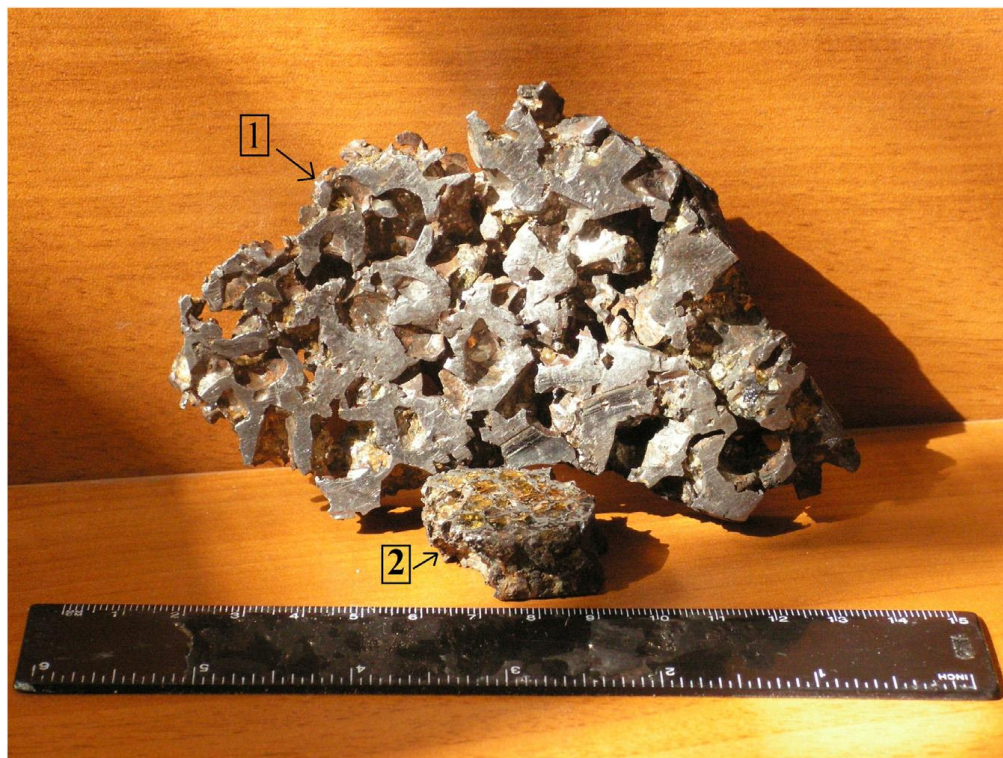


Рис. 14. Фрагменты палласита Marjalahti (1) и Eagle Station (2), использованные в эксперименте ОЛИМПИА.

По своей кристаллической структуре оливин ($(Mg_xFe_{1-x})_2SiO_4$) относится к силикатам с изолированным островным расположением (несосиликаты) кремниево-кислородных тетраэдров (SiO_4), связанных с помощью катионов Mg или Fe [53]. При прохождении через вещество тяжелые ионы ($M > 20$ аму) с удельной энергией $E > 1$ МэВ нуклон⁻¹ теряют большую часть своей энергии ($> 95\%$) из-за возбуждения электронной подсистемы материала. Последующая релаксация крайне возбужденной электронной подсистемы, сопровождающаяся передачей части ее избыточной энергии в решетку, приводит к образованию ионных треков. Размеры этих треков составляют несколько нанометров в диаметре и много десятков или более микрометров в длину. Следы состоят из материалов, которые были сильно повреждены (структурные изменения, разорванные связи и т. д.), что приводит к повышенному уровню химической активности по сравнению с

неповрежденной окружающей матрицей [54] Селективность процесса травления (скорость травления трека значительно выше, чем у массива) превращает каждую отдельную трек в открытый канал [55,56], который можно легко определить с помощью оптического микроскопия.

Авторами проекта ОЛИМПИА было показано [57-59], что эффективность травления треков ядер в кристаллах оливина одинакова для поликристаллической высоко ориентированной регулярной текстуры и монокристаллической текстуры, т.е. длина треков и их скорость травления не зависят от ориентации треков относительно оливиновых кристаллографических осей. Эта особенность имеет большое значение для анализа характеристик треков ядер в оливинах.

Метеоритные кристаллы оливина, использованные в этой работе, располагались относительно близко (до глубины 5–6 см) к поверхности предатмосферного метеорита. Таким образом, предполагается, что эти кристаллы могут регистрировать ядра сверхтяжелых элементов КЛ с энергиями до $\sim 1,5\text{--}5$ ГэВ / нукл [60]. Согласно оценкам, основанным на феноменологических моделях [61, 62], на глубине около 1 см до 10^4 ионных треков группы VH ($26 < Z < 30$) могли накопиться за 10^8 лет экспозиции в космическом пространстве.

В отличие от других типов детекторов треков (ядерная эмульсия, пластик), оливин не содержит треков легких ядер с $Z \leq 26$, потому что порог потери энергии для создания протравливаемых треков в этом материале достаточно высок (около $18 \text{ МэВ } \text{см}^{-2} \text{мг}^{-1}$ или 5 кэВ / нм) [63]. Принимая во внимание этот порог, в оливине могут быть обнаружены только протравленные треки от ядер, более тяжелых, чем ядра железа. Этот высокий порог для образования протравленного трека, развивающегося в оливине, позволяет изучать ядерные заряды очень и очень тяжелых (группа VVH, $30 \leq Z \leq 50$), сверхтяжелых (группа UH, $50 \leq Z \leq 80$), ультратяжелых (группа UH, $80 \leq Z \leq 92$), трансурановых ($Z > 92$) и трансфермиевых ($Z > 100$) элементов в КЛ. Трековые детекторы из стекол, например, также могут быть нечувствительны

к легким ядрам, но только метеориты облучаются космическими лучами в течение миллионов лет.

Характеристики метеоритов, использованных в данной работе- Marjalahti, Eagle Station, Сеймчан приведены в таблицах 3-5.

Таблица. 2. Характеристики метеорита Marjalahti [64]

Marjalahti	
Основная информация	<p>Имя: Марьялахти. Это Официальное название метеорита. Сокращение: Официального сокращения для этого метеорита нет. Наблюдаемое падение: Да Год падения: 1902 Страна: Россия Масса: 45 кг</p>
История классификации :	<p>Каталог NHM: 5-е издание (2000) Палласит MetBase: Версия 7.1 (2006) Палласит-Main gr</p>
География:	<p>Координаты: Каталог метеоритов: (61 ° 30 'северной широты, 30 ° 30' восточной долготы) Рекомендуется :: (61 ° 30 'северной широты, 30 ° 30' восточной долготы) Статистика: это единственный одобренный метеорит из Республики Карелия, Россия (плюс 2 ударных кратера). Это 1 из 149 утвержденных метеоритов из России (плюс 5 неутвержденных названий) (плюс 19 ударных кратеров).</p>
Синонимы :	<p>Мариалахти (в кошке NHM) Марьялахти (в кошке NHM) Марьялахти (в кошке NHM) Марджалахти (в кошке NHM)</p>

Таблица. 3. Характеристики метеорита Eagle Station[65]

Eagle Station	
Основная информация	<p>Название: Eagle Station Это Официальное название метеорита. Сокращение: Официального сокращения для этого метеорита нет. Наблюдаемое падение: Не найдено. Год: 1880 Страна: США Масса: 36 кг.</p>
История классификации :	<p>Каталог NHM: <u>5-е издание</u> (2000) Палласит</p>

	MetBase: <u>Версия 7.1</u> (2006) Рекомендуемые: Палласит-Иг Ста Палласит, PES
География:	<p>Координаты: Каталог метеоритов: (38 ° 37 'северной широты, 84 ° 58' западной долготы) Рекомендуется :: (38 ° 37 'северной широты, 84 ° 58' западной долготы)</p> <p>Статистика: это 1 из 25 одобренных метеоритов из Кентукки, США (плюс 1 ударный кратер). Это 1 из 1881 одобренных метеоритов из Соединенных Штатов (плюс 890 неутвержденных названий) (плюс 28 ударных кратеров).</p>
Синонимы :	Округ Кэрролл (в NHM Cat) Игл (в NHM Cat)

Таблица. 4. Характеристики метеорита Сеймчан [66]

Сеймчан	
Основная информация	<p>Название: Сеймчан Это ОФИЦИАЛЬНОЕ название метеорита. Сокращение: Официального сокращения для этого метеорита нет. Наблюдаемое падение: Не найдено. Год: 1967 Страна: Россия Масса: 323,3 кг.</p>
История классификации :	<p>Метеоритный бюллетень: МБ 43 (1968) Железо</p> <p>Каталог NHM: 5-е издание (2000) ПЕ</p> <p>MetBase: Версия 7.1 (2006) Утюг</p> <p>Рекомендуемые: Палласит, PMG [объяснение]</p> <p>Это 1 из 44 одобренных метеоритов (плюс 1 неутвержденное название), классифицированных как Палласит, PMG.</p>
Комментарии:	<p>Реклассифицировано van Niekerk et al. (2007) Пересмотрено 26 мая 2009 г. : Пересмотренные классификации палласита.</p>
Записать	<p>ОТКРЫТИЕ СЕЙМЧАНСКОГО ЖЕЛЕЗНОГО МЕТЕОРИТА, СССР Имя: SEYMCHAN Место падения или обнаружения: Метеорит был найден в русле ручья, впадающего в реку Хекандуз, левый приток реки Ясачная Магаданской области, СССР. Дата падения или открытия: ОБНАРУЖЕНА, июнь 1967 г. Класс и тип: ЖЕЛЕЗНЫЙ. Количество особей: 2. Общий вес: около 351 кг (около 300 кг и 51 кг).</p>

	<p>Обстоятельства падения или открытия : Более крупный экземпляр был обнаружен геологом Ф.А. Медниковым во время геологических изысканий. Едва заметный метеорит лежал среди камней ручья-эбд. Меньший экземпляр был обнаружен на расстоянии 20 м от первого И.Х. Марковым с миноискателем в октябре 1967 года. Основная масса была передана в Академию наук СССР.</p> <p>Источник: Отчет геолога Ф.А. Медникова (Магадан, СССР) в письме, VIII 15, 1967 и В. 1. Цветкова (Москва, СССР) в письме X 17, 1967.</p>
География:	<p>Координаты:</p> <p>Каталог метеоритов: (62 ° 54'N, 152 ° 26'E)</p> <p>Рекомендуется :: (62 ° 54'N, 152 ° 26'E)</p> <p>Статистика: это 1 из 5 одобренных метеоритов из Магаданской области, Россия Это 1 из 149 одобренных метеоритов из России (плюс 5 неутвержденных названий) (плюс 19 ударных кратеров).</p>

Глава.3. Прохождение частиц через вещество

3.1. Физические процессы при прохождении ионов через вещество.

Быстрая заряженная частица оставляет нарушение в веществе на атомном уровне, ориентированное вдоль траектории ее движения при прохождении через детектор. Эти нарушения называются латентными треками заряженных частиц. После химического травления вещества детектора эти треки уже в увеличенном размере можно наблюдать в оптическом микроскопе [55]. Длины треков разные, они изменяются в пределах от менее чем одного микрона до нескольких миллиметров - в зависимости от заряда, энергии частицы и структуры вещества, в котором образовались треки.

При формировании трека происходит серия взаимодействий заряженной частицы с атомами и электронами вещества, в результате чего частица теряет свою кинетическую энергию и при этом возможны три основных процесса [54]: 1) взаимодействие ядра иона с электронными оболочками вещества; 2) взаимодействие электронов иона с ядрами атомов вещества; 3) взаимодействие ядра иона с атомами вещества.

3.1.1. Взаимодействие ядра иона с электронными оболочками вещества

В таком взаимодействии заряженные частицы теряют энергию за счет ионизации и возбуждения атомных электронов вещества. Потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы [67], особенно резко перед остановкой в веществе (пик Брэгга, см. рис. 15).

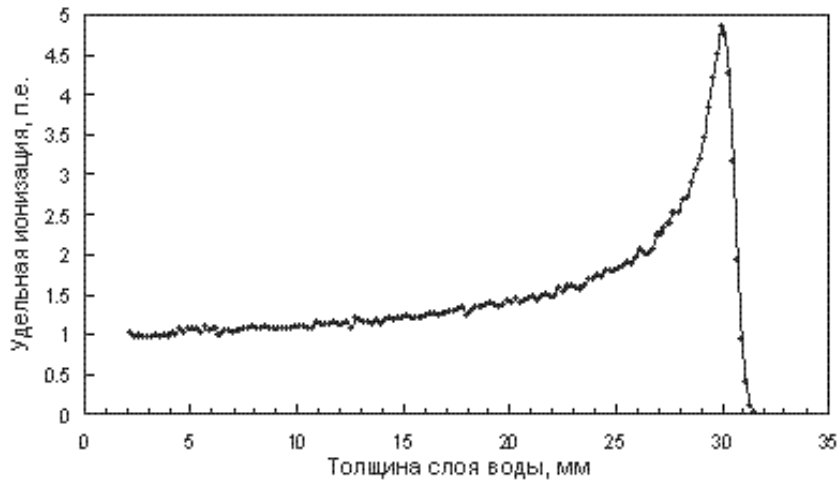


Рис.15. Пик Брэгга при прохождении протонов с энергией 62 МэВ через воду [67]

Можно записать полные потери энергии для процессов (1) и (2) в виде

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{nucl} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{elec} \quad (1)$$

где два члена в правой части уравнения относятся к ядерному и электронному взаимодействиям соответственно. Энергия, передаваемая при таких столкновениях, определяется выражением

$$-dE(W) = NW d\sigma(E, W)dx \quad (2),$$

где E – энергия частицы с зарядом Z ; W – энергия, передаваемая центрам рассеяния в веществе; N – количество центров рассеяния в среде прохождения частицы; $d\sigma(E, W)$ - дифференциальное сечение передачи энергии; dx – толщина слоя вещества.

Общие потери энергии dE могут быть получены интегрированием по всем возможным значениям W между подходящими пределами W_{min} и W_{max} , так что

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = N \int_{W_{min}}^{W_{max}} W d\sigma(E, W) \quad (3)$$

Удельные ионизационные потери энергии для тяжёлых заряженных частиц при энергиях $E \ll (Mc)^2/m_e$ (E и M - кинетическая энергия и масса частицы):

$$\left[\frac{dE}{dx} \right]_{\text{иониз}} = - \frac{4\pi z^2}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (4)$$

где m_e - масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ - энергия покоя электрона); c - скорость света; $\beta = v/c$; v - скорость частицы; z - заряд частицы в единицах заряда позитрона; n_e - плотность электронов вещества; I - средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица: $I = 13,5Z$ эВ, где Z - заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона; $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2,818 \times 10^{-13}$ см - классический радиус электрона [67].

Учитывая, что плотность электронов вещества $n_e = Zn_A$, где n_A - плотность ядер вещества, Z - заряд ядер в единицах заряда позитрона, можно выразить n_e через параметры среды: $n_e = Zn_A = Z\rho N_A/A$ (N_A - число Авогадро, A - массовое число ядер вещества среды, ρ - плотность вещества среды в г/см³). Тогда формула удельных ионизационных потерь тяжелых частиц преобразуется к виду, более удобному для вычислений:

$$-\frac{dE}{dx} = 3,1 \cdot 10^5 \cdot \frac{Z \cdot z^2 \rho}{A \beta^2} \left(11,2 + \ln \frac{\beta^2}{Z(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \frac{\text{эВ}}{\text{см}} \quad (5)$$

При определении пробега заряженной частицы следует учитывать то, что для определённой среды и частицы с данным зарядом Z величина $\frac{dE}{dx}$ является функцией только её кинетической энергии E : $\frac{dE}{dx} = \varphi(E)$. Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до начальной энергии частицы E_0 , можно получить полный путь R , который заряженная частица проходит до остановки:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)} \quad (6)$$

Величину R называют длиной пробега или просто пробегом частицы в веществе. Тяжёлые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и поэтому мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Вследствие этого пробеги тяжёлых частиц измеряют расстоянием по прямой от точки входа частиц в среду до точки их остановки. Обычно пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность вещества (г/см^2).

Заряженная частица, движущаяся в веществе, испытывает большое число столкновений, приводящих к изменению направления её движения. Этот процесс называется многократным кулоновским рассеянием. Для тяжёлой нерелятивистской заряженной частицы ввиду большой величины её массы и малости пробега, средний угол рассеяния невелик и траектория практически прямолинейна [68].

3.1.2. Взаимодействие электронов иона с ядрами атомов вещества

Черенковское излучение, возникающее в случае взаимодействия типа (2), возникает только для частиц с высокорелятивистскими скоростями. Но при таких скоростях травимые треки образуются только в наиболее чувствительных пластиках (нитрат целлюлозы, CR-39 и др.), при облучении очень тяжёлыми ионами. В данной работе использовались кристаллы оливинов из метеоритов и в методических целях – ядерные фотоэмульсии.

3.1.3. Взаимодействие ядра иона с атомами вещества

Как известно из электродинамики, заряженная частица, проходящая вблизи ядра или электрона, испытывает ускорение, а следовательно, излучает энергию. В нерелятивистском случае энергия, излученная в единицу времени, описывается хорошо известной формулой

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} a^2 \quad (7)$$

где a – ускорение частицы. Поскольку ускорение есть сила (которая пропорциональна заряду Z), деленная на массу, то

$$a \sim Z/m \quad (8)$$

Отсюда видно, что излученная, а значит, и потерянная частицей на излучение энергия обратно пропорциональна квадрату массы частицы. Поэтому надо обсуждать главным образом радиационные потери электронов. Для тяжелых частиц радиационные потери становятся существенными только при очень высоких энергиях (например, для протонов при $E > 10^{12}$ эВ).

Радиационные потери при высоких энергиях растут пропорционально энергии. Если коэффициент пропорциональности обозначить $1/X_0$, то можно написать:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{E}{X_0} \quad (9)$$

Интегрирование этого выражения приводит к соотношению

$$E = E_0 \exp \frac{-x}{X_0} \quad (10)$$

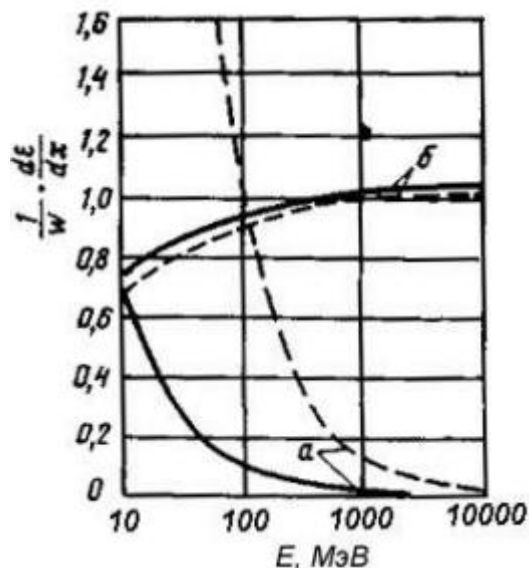


Рис. 16. График зависимости ионизационных (а) и радиационных (б) потерь от энергии в воздухе (пунктир) и в свинце [69]

Отсюда видно, что если частица теряет энергию в основном на излучение, то ее энергия по мере прохождения через вещество изменяется по экспоненциальному закону. Величина X_0 в уравнении (10) равна расстоянию, на котором средняя энергия частицы уменьшается из-за радиационных потерь в e раз и называется радиационной длиной. Зависимость ионизационных и радиационных потерь от энергии приведена на рис. 17. Как уже было сказано, радиационные потери пропорциональны энергии и квадрату атомного номера вещества, ионизационные потери при высоких энергиях растут логарифмически или остаются постоянными и пропорциональны первой степени атомного номера:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \sim E, Z^2; \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \sim \ln E, Z \quad (11)$$

Из рис. 17 видно, что при определенной энергии, называемой критической, оба вида потерь сравниваются. При энергии выше критической доминируют радиационные потери, ниже критической – ионизационные. В табл. 5 приведены значения критической энергии и радиационной длины для электронов в некоторых веществах.

Таблица 5. Критическая энергия и радиационная длина для электронов

	H ₂	H ₂ O	Воздух	Al	Ar	Fe	Xe	Pb
E _{кр} (МэВ)	350	90,0	81	47	34	23,3	11,0	7,5
X ₀ (г.см ²)	62,8	36,4	37,1	24,3	19,7	13,9	8,5	6,4

Критическая энергия для тяжелых частиц примерно в $(m/m_e)^2$ раз больше, чем критическая энергия для электронов. Различие между ионизационными и радиационными потерями состоит еще в том, что в потерях на излучение энергия теряется посредством меньшего числа взаимодействий, но более крупными порциями, чем в потерях на ионизацию.

Поэтому флуктуации в потерях на излучение превышают флуктуации ионизационных потерь.

3.2. Модели возникновения травимых треков.

Заряженные частицы, проходящие через диэлектрический материал (кристаллы, неорганические стекла и пластики), образуют на своем пути субмикроскопические следы непрерывных повреждений. Эти следы состоят из материала, поврежденного радиацией, и называются скрытыми, или латентными, треками, поскольку они слишком малы, чтобы их можно было увидеть даже с помощью микроскопа. При благоприятных обстоятельствах их можно просмотреть под просвечивающим электронным микроскопом. На протяжении многих лет характеристики треков заряженных частиц изучались в нескольких изоляционных материалах. Вот некоторые их характерные особенности (таблица 6):

i) Треки - это области повреждения, состоящие в основном из смещенных атомов, а не из электронных дефектов. Они являются стабильными химически активными центрами напряжения.

ii) Область повреждения узкая, т.е. менее 10 нм в диаметре и сплошная атомарно или почти так. Длина следа повреждения равна пробегу заряженной частицы в рассматриваемой среде.

iii) Треки не образуются в металлах и хороших полупроводниках. В таблице 6 указаны категории материалов, хранящих и не хранящих треки. Видна четкая корреляция между удельным электрическим сопротивлением материала и его способностью сохранять треки. Как правило, треки хранятся только в материалах с удельным сопротивлением более 2000 Ом·см.

iv) Образование треков не происходит, если скорость рассеивания энергии заряженной частицей не превышает критического значения. Это значение разное для разных детекторов. В результате существует градация чувствительности твердых тел, записывающих треки.

Таблица. 6. Связь образования трека с удельным электрическим сопротивлением [70]

Минералы	Диапазон удельного сопротивления, Ом·см
Образующие треки	
Изоляторы: силикатные минералы; галиды щелочей; непроводящие стекла; полимеры	10^6-10^{20}
Плохие изоляторы: MoS ₂	3000-25000
Полупроводники: стекло V ₂ O ₅	2000-20000
Не образующие треки	
Полупроводники: германий; кремний	10-2000
Металлы: алюминий; медь; золото; платина; вольфрам; цинк	$10^{-6}-10^{-4}$

Было предложено множество моделей для объяснения механизма образования треков и теория формирования треков до сих пор находится в стадии разработки. Наиболее популярные гипотезы приведены далее.

3.2.1. Модель теплового всплеска

Концепция теплового всплеска была введена несколько лет назад [71] как механизм, с помощью которого энергичные частицы могут вызывать значительное разрушение кристаллической решетки. В этой модели предполагается, что прохождение энергичной частицы вызывает интенсивный нагрев локализованной области решетки. Таким образом, эта область нагревается до высокой температуры, после чего она быстро охлаждается за счет теплопроводности. В результате этого нагрева активируются различные атомные процессы, что приводит к повреждению решетки. Эта идея была распространена на случай треков осколков деления в кристаллах Бонфиглиоли и др. [72], а в последнее время - Чаддертоном и соавторами [73-75]. Если частица выделяет энергию Q на единицу длины пути в момент времени $t = 0$, то температура T как функция t и радиального расстояния r от оси пути иона определяется из соображений классических законов теплопроводности следующим образом: [76].

$$T(r, t) = T_0 + \frac{Q}{4\pi c d} \frac{1}{dt} e^{-r^2/4Dt} \quad (12)$$

где T_0 - начальная температура решетки; c - теплоемкость среды; d - его плотность; а D связана с теплопроводностью σ среды через соотношение:

$$D = \sigma / cd \quad (13)$$

Простые расчеты такого типа показывают, что осколок деления может на короткое время поднять температуру узкой цилиндрической области решетки на многие тысячи градусов Кельвина. Чаддертон и др [74,75] представили более подробные соображения, каким образом электронное возбуждение передается решетке атомов. Они обнаружили, что в металлах потери энергии при столкновении больше, а время релаксации короче, чем для электрон-фононного излучения. Таким образом, возбуждение распространяется электронами по большому объему до того, как произойдет значительная передача энергии решетке; и поэтому пиковая температура, до которой поднимается решетка в металле, является низкой.

Поэтому неспособность металлов проявлять способность к возникновению травимых треков объясняется тем, что термический всплеск быстро становится слишком широким и диффузным в металлической решетке, тогда как в изоляторах образуется узкий интенсивный всплеск, приводящий к достаточно серьезному локализованному радиационному повреждению, способному создавать травимые треки.

3.2.2. Модель ионного взрыва

Эта модель была предложена Флейшером и Прайсом в 1965 году [77] и, по-видимому, является лучшей рабочей теорией, согласующейся с экспериментальными результатами. Она учитывает крайнюю нечувствительность неорганических веществ к электронной бомбардировке. Согласно этой модели, всплеск ионизации на пути заряженной частицы создает электростатически нестабильный массив соседних положительных ионов, которые выталкивают друг друга из своих нормальных мест в межузельные положения в результате кулоновского отталкивания. Рис. 17 иллюстрирует этот многоступенчатый процесс. После первичной ионизации (шаг А), которая происходит менее чем за секунду, создается массив

межузельных ионов и свободных мест (шаг Б). После этого происходит упругая релаксация, которая уменьшает острые местные напряжения за счет более широкого распространения деформации. Именно создание этих далекодействующих деформаций (на этапе В) делает возможным прямое наблюдение нетравленных треков в кристаллах с помощью просвечивающей электронной микроскопии.

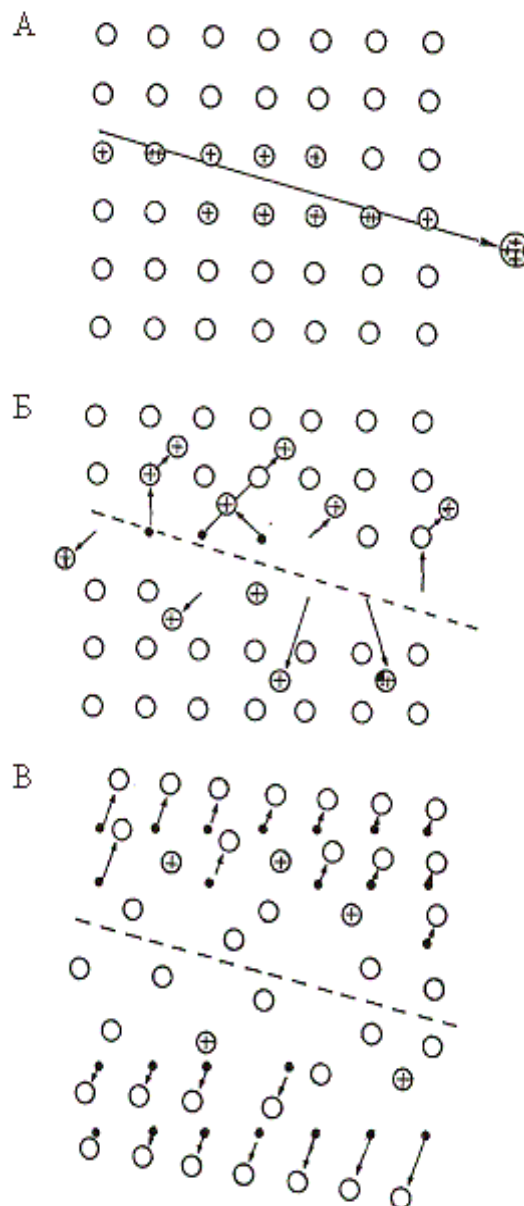


Рис. 17. Три стадии формирования трека [55] А - Ионизация атомов решетки при движении заряженной частицы (нестабильное состояние); Б - Электростатическое перемещение атомов от своих позиций; В -

Релаксация напряженного состояния в окружающем ненарушенном пространстве.

В этой модели считают, что ионизация почти исключительно ответственна за образование треков в изоляторах. В пользу этой точки зрения однозначно говорят два наблюдения. Во-первых, треки соответствуют модели практически по всей длине, тогда как атомные столкновения в основном происходят в конце пути. Во-вторых, в проводниках или полупроводниках не образуются треки, где только атомные столкновения могут вызвать стабильные дефекты. В таких твердых телах ионизация действительно является временным явлением, поскольку количество свободных электронов достаточно велико, чтобы очень быстро компенсировать любой электронный дефект. Имеются убедительные доказательства того, что вторичные эффекты δ -лучей и процессов возбуждения не важны в неорганических твердых телах.

3.3. Характеристики протравленных каналов, условия их возникновения и методы их измерения

Обнаружение ядерных треков в трековых детекторах можно значительно упростить, если определить физические и химические свойства среды, способствующие образованию треков, предпочтительно количественно. Описанные выше механистические модели дают логическое представление об этом аспекте.

Геометрия трека имеет первостепенное значение. Развитие трека с геометрической точки зрения аналогично созданию волнового рисунка, когда лодка с медленно меняющейся скоростью движется по воде. Единственное отличие состоит в том, что трек представляет собой трехмерную структуру, а образовавшаяся волна представляет собой двумерное явление на поверхности воды. Установлено, что развитие трека можно описать двумя скоростями травления, V_b и V_t [55]. Здесь V_b называется объемной скоростью травления, т.е. скоростью травления неповрежденной поверхности детектора;

V_t называется скоростью травления трека, т. е. скоростью травления вдоль латентного трека; обе скорости травления обычно указываются в мкм/ч. Падение частиц на поверхность детектора в широком смысле можно разделить на нормальное и наклонное. Что касается травления трека, можно рассмотреть два случая, а именно, постоянную V_t и переменную V_t . Наиболее общий случай - это переменная V_t и наклонное падение.

Чтобы ввести основные термины, сначала кратко рассмотрим нормальное падение с постоянной V_t , как показано на рисунке 18. Здесь I и I' - поверхности детектора до и после травления, h - толщина неповрежденного детектора, удаленного травлением, L' - расстояние, пройденное травильным раствором вдоль скрытой дорожки, L - глубина трека, O - точка, в которой частица входит в детектор, а E - точка, в которой частица остановилась в детекторе, т. е. OE - это расстояние до частицы в детекторе. Во время травления травитель движется со скоростью V_t по латентному треку, в то время как во всех других направлениях он движется со скоростью V_b . В результате одновременного действия травильного раствора образуется конический канал с углом конуса, равным $\delta = \sin^{-1}(V_b/V_t)$. Учитывая геометрию пути, показанную на рисунке 10, выражение для диаметра D отверстия пути может быть получено как:

$$D = 2h \sqrt{\frac{V-1}{V+1}} \quad (14)$$

где $V = V_t/V_b$.

Угол δ , определенный выше, также известен как критический угол травления. Когда частицы падают под углом и угол падения меньше δ , треки не могут появиться. Если время травления достаточно велико, травильный раствор сможет достичь конечной точки E. Дальнейшее травление будет происходить во всех направлениях с объемной скоростью травления V_b , что приведет к созданию сферы с центром в точке E. Эта сфера соединяется с конической частью канала. При дальнейшем травлении размер сферы будет увеличиваться, и, наконец, весь трек станет частью сферы. При нормальном

падении частицы отверстие трека всегда круглое, независимо от фазы развития трека.

При наклонном падении протравленный трек можно описать с некоторыми дополнительными параметрами. Поскольку пересечение между конусом и плоскостью Γ' представляет собой эллипс, отверстие трека будет эллипсом. Следовательно, начало трека характеризуется двумя параметрами, а именно малой осью d и большой осью D эллипса. В процессе химического травления отверстие трека проходит несколько фаз, вначале имеет эллиптическую форму. При дальнейшем травлении, когда сфера, образованная вокруг точки E , касается поверхности после травления, отверстие частично представляет собой эллипс, а частично - круг. При дальнейшем травлении круглая часть становится больше, и отверстие, наконец, становится полностью круглым, когда профиль трека становится полностью частью сферы.

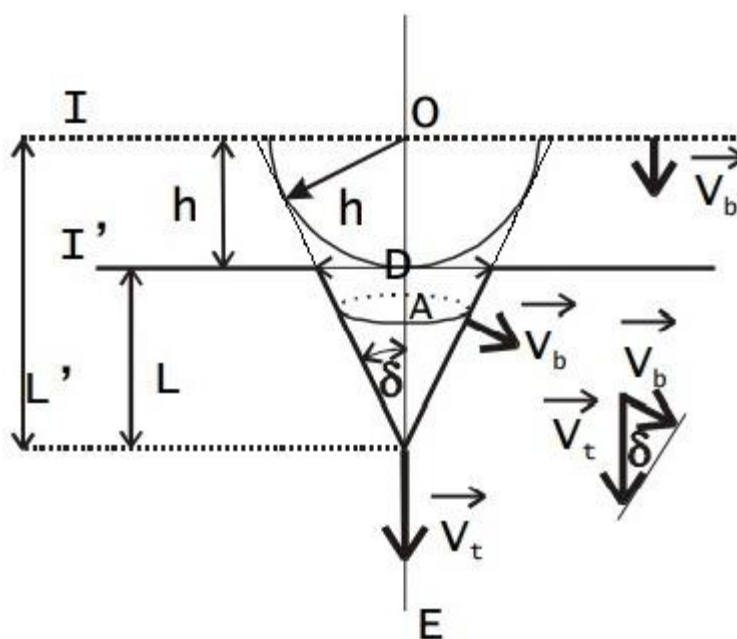


Рис. 18. Травление трека при нормальном падении и постоянном V_t . [78]

Когда V_t изменяется, получается более сложная геометрия. Однако в большинстве случаев V_t изменяется «медленно», поэтому геометрия для этих случаев не сильно отличается от специального случая, когда $V_t = \text{const}$.

3.4. Типы трековых детекторов и области их применения

В трековых детекторах регистрация частицы сопровождается появлением видимого следа, повторяющего траекторию ее движения. К таким детекторам относятся, например (таблица 7):

- камера Вильсона — конденсация на ионах, образовавшихся при прохождении заряженной частицы через объем, заполненный смесью газа и пересыщенного пара. Причем число капель при определенных условиях равно числу образованных ионов. Необходимое пересыщение создается с помощью расширения смеси пара и газа;
- диффузионная камера — отличается от камеры Вильсона способом создания необходимого пересыщения, которое достигается путем диффузии смеси пара и газа в охлаждаемый объем;
- пузырьковая камера — образование пузырьков по треку заряженной частицы в перегретой жидкости;
- ядерные эмульсии.

Таблица.7. Твердотельные трековые детекторы.

Детектор	Способ «усиления» трека	Минимальная энергия для образования элемента трека, эВ	Чувствительность, (z/b) _{min}	Возможность управления чувствительностью; временное разрешение	Время памяти, с	«Мертвое время», с	(r R) _{max} , г/см ²	Разрешение		Области применения
								энергетическое, %	пространственное, %	
Ядерная эмульсия	Проявление	10 ³ на зерно	1	Ведутся разработки	От 10 ² до 10 ³ ч	—	40 эмульсионные камеры	1	1	Ядерная физика средних и высоких энергий, космофизика, регистрация редких событий, поиск новых типов частиц
Диэлектрические трековые детекторы	Травление	10 ⁵ -10 ⁶ на мкм трека	5	Нет	От 10 ² ч до ∞	—	10-50 (минералы)	1	10	Ядерная физика низких и средних энергий, космофизика, поиск новых типов частиц и сверхтяжелых ядер, прикладные исследования
Камера Вильсона	Рост капли на ионе	40-50 на каплю	1	Есть; 10 ⁻² с	От 10 до 10 ⁻² с	1-30 с	0,02	1	100	Ядерная физика низких энергий, физика газового разряда, физика плазмы
Диффузионная камера	Рост капли на ионе	40-50 на каплю	1	—	Непрерывная чувствительность		0,02	1	100	Ядерная физика низких энергий, физика газового разряда, физика плазмы
Пузырьковая камера	Рост пузырька на локальном эффекте	(3-5)·10 ³ на пузырек	1	Нет	—	1	10-20	1	100	Ядерная физика высоких энергий, поиск редких событий и новых частиц

Трековые детекторы сыграли большую роль не только в физике элементарных частиц, но и в других областях, например – в космической физике, ядерной физике, в изучении метеоритов и лунных образцов [54].

В частности, многочисленные открытия были сделаны с пузырьковыми камерами, особенно с водородными пузырьковыми камерами. К ним относятся открытия нейтрального каскадного гиперона Ξ^0 (1959), Антигиперона $\bar{\Sigma}$ (1961), Ω^- (1962), мезонных резонансов ω , ρ , η (1961), K^* мезона (1963), Y^* (1964), $\bar{\Omega}^+$ (1971), определение четности K^- (1962) и $K^0 - \bar{K}^0$ регенерации (1961) [79].

Полупроводниковые детекторы работают, в общем, с использованием тех же принципов, что и газообразные и жидкие ионизационные детекторы, но активная среда плотнее и в твердом состоянии, а потенциал ионизации полупроводников примерно в 10 раз меньше, чем в газах. Сложные полупроводниковые системы слежения широко используются во всем мире. В современных экспериментах (например, ATLAS [80] по физике частиц они используются для точного слежения и восстановления вершин, включая измерение импульса в магнитном поле.

Один из природных трековых детекторов для изучения состава космических лучей, поиска тяжелых и сверхтяжелых ядер космического происхождения – это железо-каменные метеориты класса палласитов, представляющие собой пористую матрицу из никелистого железа с включениями кристаллов оливина, которые, после процедуры протравливания, в каком-то смысле аналогичной процедуре проявления фотопластинок, можно просматривать на оптических микроскопах. Уникальность метеоритов как природных детекторов заключается в длительном времени их экспозиции в космическом пространстве. Поэтому одним из неоспоримых преимуществ таких природных детекторов как метеориты является длительность экспозиции – они находятся в космическом пространстве десятки и сотни миллионов лет, подвергаясь облучению первичными космическими лучами, в том числе тяжелыми и сверхтяжелыми ядрами. Результаты исследований потоков ядер галактических космических лучей, для которых используется метеоритные кристаллы оливина, за счет хорошей статистической обеспеченности, могут также ответить на вопросы о существовании «островов стабильности» сверхтяжелых элементов, о возможных условиях реализации в природе их синтеза, об объектах, в которых эти условия могли бы реализоваться и т.д.

Ни один из используемых в настоящее время детекторов элементарных частиц не может обеспечить пространственное разрешение, которое достигается при использовании ядерной эмульсии. Ядерная эмульсия отличается от обычных фотоэмульсий не только большой толщиной, но и высокой однородностью микрокристаллов и повышенной концентрацией галогенида серебра, достигающей 85%. Методика ядерной фотоэмульсии основана на том, что при прохождении через эмульсию заряженные частицы вызывают эффект, сходный с получаемым при экспонировании видимым излучением. Частицы, проходящие через фотоэмульсию, отрывают электроны от отдельных атомов микрокристаллов бромида серебра. Цепочка модифицированных таким образом кристалликов образует скрытое

изображение. При лабораторной обработке эмульсии в возбуждённых микрокристаллах восстанавливается металлическое серебро, и цепочка его зерен образует так называемый трек частицы.

ЯФЭ – старейший трековый детектор, активно используемый в ядерно-физических исследованиях на протяжении многих десятков лет.

В 1896 А. А. Беккерель [81] обнаружил радиоактивность солей U по вызываемому ими почернению фотоэмульсии и это можно считать первым применением фотоэмульсии в ядерной физике. В 1910 японский физик С. Киношита показал, что зёрна галогенида серебра обычной фотоэмульсии становятся способными к проявлению, если через них прошла хотя бы одна α -частица в 1910 году. В 1927 Л. В. Мысовский с сотрудниками (СССР) изготовил пластинки с толщиной эмульсионного слоя 50 мкм и наблюдал с их помощью рассеяние α -частиц на ядрах эмульсии. В 30-х гг. началось изготовление ядерной фотоэмульсии (ЯФЭ) со стандартными свойствами, с помощью которых можно было регистрировать следы медленных частиц (α -частиц, протонов). В 1937-1938 М. Блау и Г. Вомбахер и А. П. Жданов с сотрудниками (СССР) наблюдали в ЯФЭ расщепления ядер, вызванные космическим излучением. В 1945-1948 появились ЯФЭ, пригодные для регистрации слабо ионизирующих однозарядных релятивистских частиц, метод ЯФЭ стал точным количественным методом исследований.

С 1945 по 1955 методом ЯФЭ были сделаны важные открытия: зарегистрированы π -мезоны (пионы) и последовательности распадов $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$, $\mu \rightarrow e + \nu_e + \nu_\mu$ в ЯФЭ, экспонированных космическим излучением, а также обнаружены ядерные взаимодействия π^- и K^- мезонов. С помощью ЯФЭ удалось оценить время жизни π^0 -мезона (10^{-16} сек), обнаружен распад К-мезона на 3 пиона, и др. Методом ЯФЭ был исследован состав первичного космического излучения; кроме протонов, в нём были обнаружены ядра He и более тяжёлых элементов, вплоть до Fe. В настоящее время ЯФЭ активно используется в фундаментальных и прикладных работах, например - OPERA, SHiP, NEWSdm, работы по мюнографии и т.д.

OPERA (англ. Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) — эксперимент по изучению нейтринных осцилляций. Он был направлен на прямой поиск превращения одних типов нейтрино в другие. В 2010 году в рамках эксперимента были получены прямые доказательства того, что мюонные нейтрино могут превращаться в тау-нейтрино. В OPERA использовалась Методика Эмульсионной Облачной Камеры (ECC, Emulsion Cloud Chamber).

Новый амбициозный эксперимент с фиксированной мишенью SHiP (Search for Hidden Particles, Поиск скрытых частиц) [82] на ускорителе CERN SPS (Супер Протонный Синхротрон) направлен на исследования в области физики за пределами Стандартной Модели и физики тау-нейтрино. Эмульсионный нейтринный детектор будет одним из основных элементов детектора SHiP. Он предназначен для поиска рассеяния темной материи на электронах ядерной эмульсии и для непосредственного наблюдения тау-нейтрино и анти тау-нейтрино, а также для изучения их свойств и сечения. Основным источником потоков событий как скрытых частиц, так и тау-нейтрино является распад очарованных частиц, образующихся в протонной мишени SHiP. Обнаружение образования и распада очарованных адронов в мишени будет осуществляться с помощью ядерных эмульсий.

NEWSdm (Nuclear Emulsions for WIMP Search with directional measurement) [83] - это новый международный эксперимент низкофоновой подземной Лаборатории Гран Сассо, Италия, в котором фотоэмульсионная мишень используется для непосредственного обнаружения частиц темной материи. В этом эксперименте метод обнаружения основан на поиске и регистрации треков ядер отдачи, возникающих при упругом взаимодействии ядер мишени с частицами темной материи. Это отличает NEWSdm от многих других низкофоновых экспериментов, направленных на поиск частиц темной материи [84]. Детектор, который одновременно является мишенью, представляет собой блок ядерных эмульсий, которые имеют уникально высокое пространственное разрешение благодаря уменьшению размера зерен

AgBr примерно до 10 нм. Эмульсия с зёрнами такого порядка позволяет осуществлять направленный поиск частиц темной материи даже при энергиях ядер отдачи не выше 30 кэВ.

3.5. Автоматизированный анализ характеристик российской ядерной эмульсии

Ключевым для исследований с ядерными эмульсиями является ее качество и чувствительность. ОАО «АВК Славич» (г.Переславль-Залесский) является одним из старейших в России промышленных предприятий в области производства фотографических материалов.

С 1974 г. компанией ОАО «АВК Славич» организовано производство фотопластинок ВР-П для микроэлектроники на основе наноэмульсии ВР, содержащей нанокристаллы размером 60 нм, а с 1978 г. осуществляется производство фотопластинок для голографии на основе эмульсии ПЭ-2. Методы синтеза эмульсий типа ПЭ-2 для голографии не освоила ни одна фирма за рубежом. За прошедшие годы произведено усовершенствование технологии, освоен выпуск четырёх видов фотопластинок и плёнок для голографии. Россия является единственным производителем и поставщиком фотопластинок и фотоплёнок для голографии на основе эмульсии ПЭ-2.

В 2008 г. в ОАО «АВК Славич» возобновлено производство ядерной фотоэмульсии для научных исследований, технология изготовления которой была утрачена в России в 90-е годы. Основными задачами, поставленными перед цехом, являются восстановление производства ядерных эмульсий типа Р-2 и БР-2, а также создание нового типа ядерной эмульсии, обеспечивающего детектирование частиц с очень малой энергией. На данный момент ОАО «АВК Славич» осталась единственной в России организацией, развивающей линию производства ядерных эмульсий.

Ранее в экспериментах на ускорителях и в космических лучах было показано, что плотность почернений на следах частиц зависит от удельных ионизационных потерь энергии при прохождении заряженной частицы через вещество. Это позволяет идентифицировать частицы по измеренным

значениям их заряда и массы, определять их энергии, исследовать времена жизни и характеристики распада нестабильных частиц. При измерении пробегов ионизирующих частиц в фотоэмульсии чрезвычайно важна стабильность количества зерен на единицу длины трека элементарной частицы. Высокая стабильность количества зерен на единицу длины трека элементарной частицы в фотоэмульсии достигается за счет резкого повышения концентрации галоидного серебра в фотографическом слое до 85—87% веса при равномерном распределении его по объему фотослоя. Если в рентгеновских эмульсиях на 1 см^3 приходится приблизительно 6×10^9 кристаллов галоидного серебра, то в ядерных эмульсиях на 1 см^3 приходится примерно 10^{13} кристаллов.

На стабильность количества зерен также влияет то, что в ядерных фотоэмульсиях кристаллы галоидного серебра при малой абсолютной величине весьма однородны по размерам. Все это создает высокую гомогенность эмульсии, и путь ионизирующей частицы получается в виде четкой линии проявленных зерен, причем их количество на единицу длины трека находится в соответствии с потерей энергии частицей на данном участке ее пути.

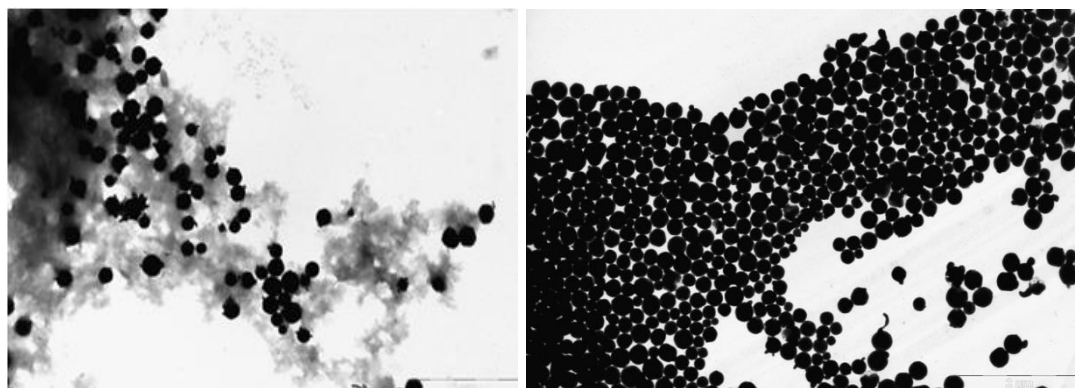
Для полной идентификации ионизирующих частиц и успешного определения их массы и энергии с помощью методов, основанных на измерении плотности зерен, необходимо увеличение толщины эмульсионного слоя. Для эмульсий с толщиной слоя от 200 до 600 мкм важной технической проблемой является равномерное проявление слоя по всей его глубине и уменьшение дисторсии. Поэтому наиболее общим требованием, которому должна удовлетворять ядерная эмульсия, является наличие у нее постоянной во времени и относительно высокой чувствительности (не менее 30 зерен на 100 мкм) на следах частиц с минимальной ионизацией. Таким образом, ядерные эмульсии для регистрации релятивистских частиц должны обладать:

- а) максимальной однородностью кристаллов по размерам, составу, форме (габитусу), чувствительности и т.д.;
- б) минимальным размером кристаллов;
- в) высокой предельной чувствительностью, т.е. возможностью регистрации частиц с минимальной ионизирующей способностью;
- г) стабильностью свойств при хранении, воспроизводимостью от партии к партии, минимальной регрессией (распадом центров чувствительности из-за окисления и термических флуктуаций).

Кроме того, одним из важнейших требований, предъявляемых к фотоэмульсиям для ядерных исследований, является требование максимальной однородности микрокристаллов по их размерам. Однородность микрокристаллов эмульсии по их размерам является одним из самых необходимых условий принципа однородности, согласно которому максимальная чувствительность фотоэмульсии достигается при однородности скорости созревания для всех микрокристаллов эмульсии.

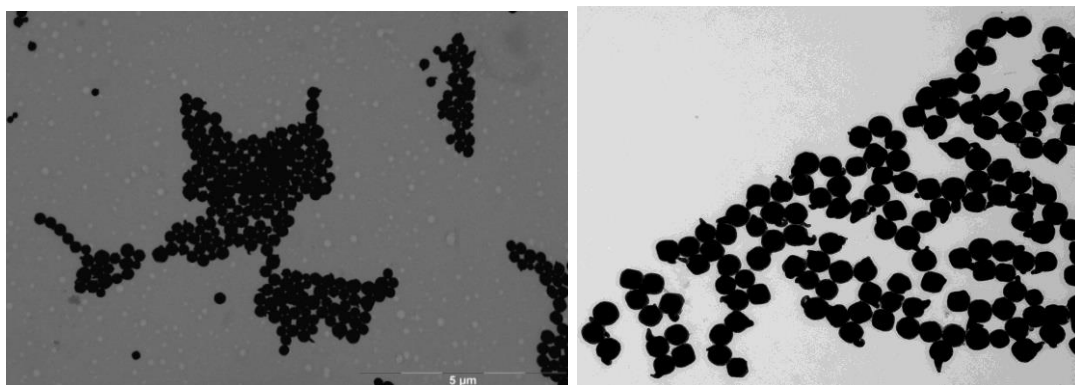
Начиная с 2012 года на ОАО «АВК Славич» проводились поисковые работы по разработке технологии изготовления ядерной фотоэмульсии с требуемыми характеристиками. Для целенаправленного поиска оптимальной технологической цепочки необходимо иметь представление о том, к каким изменениям в характеристиках эмульсии приводят те или иные изменения в технологии. Важными показателями, в частности, являются размеры зерен AgBr, а также их однородность по размерам и форме. Оценка этих показателей производится по микрофотографиям не облучённой и не проявленной эмульсии, полученным на электронном микроскопе методом углеродной репликации. На рисунке 19 представлены образцы микрофотографий зёрен эмульсии ОАО «Славич» двух партий приготовления (номер партии соответствует этапу разработки технологии) и для сравнения микрофотография зёрен эмульсии из Японии фирмы «Фуджи».

Поиск оптимальной технологической цепочки требует постоянного наблюдения за изменениями качества эмульсии при изменениях каких-либо звеньев этой цепи. Одними из наиболее важных показателей качества являются геометрические характеристики зёрен AgBr, которые требуют измерения размеров зёрен. Ввиду большого количества образцов их ручная обработка невозможна по причине её трудоёмкости. Для автоматизации обработки автором была разработана программа выделения на изображении отдельных зёрен эмульсии и определения их характеристик. К сожалению, полная автоматизация этого процесса невозможна из-за того, что, как видно из рисунка 19, многие зёрна слипаются и не могут быть распознаны программным путём. По этой причине было принято решение о создании программы, осуществляющей обработку в полуавтоматическом режиме, использующем намного большие распознавательные возможности человеческого глаза по сравнению с компьютером. На рисунке 20а показано рабочее окно программы с изображением зёрен эмульсии партии С42. Оператор шаг за шагом выбирает зерно и отмечает два его размера (длина и ширина), которые запоминаются. По окончании обработки зёрен программа вычисляет средние величины ширины и длины, а также среднее отношения длины и ширины (вытянутость - oblong). Результаты по каждому образцу приводятся в виде распределений и средних величин (рис. 20б). Распределение по диаметру аппроксимируется функцией Гаусса с помощью метода наименьших квадратов.



а.

б.



В.

Г.

Рис. 19. Микрофотографии микрокристаллов эмульсии партии 14С (а), партии 42С (б), партии 608С (в) и кристаллов японской эмульсии (г). Увеличение 15000 раз.

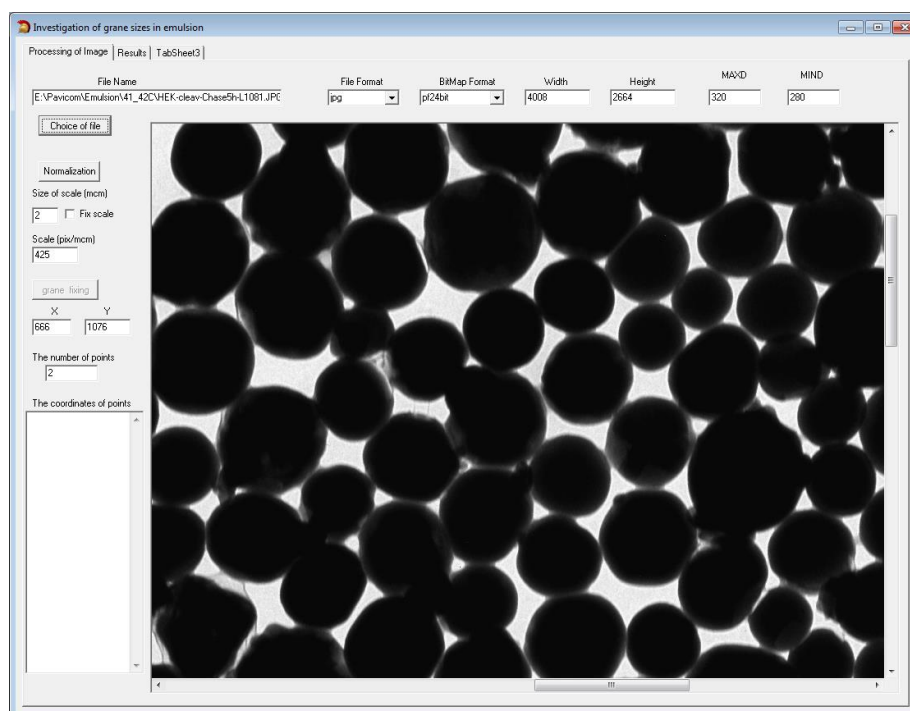


Рис. 20а. Рабочее окно программы по измерению гранулометрических характеристик эмульсии.

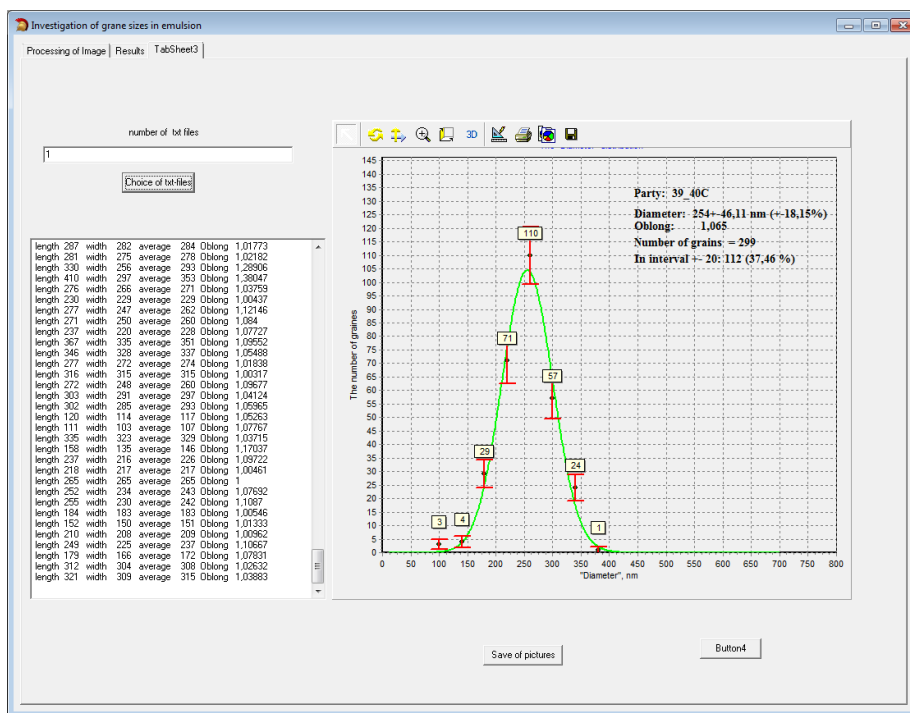
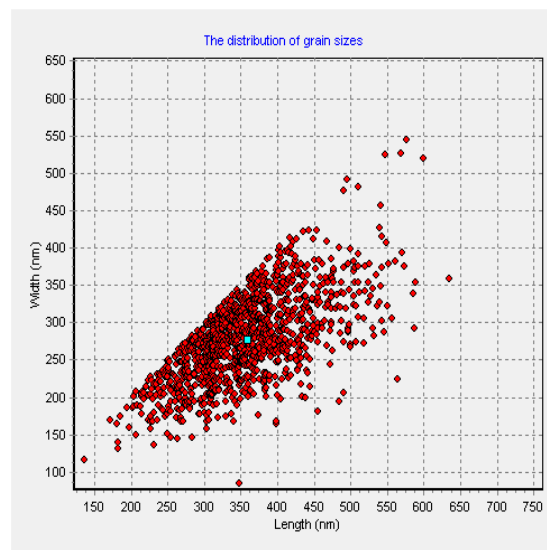
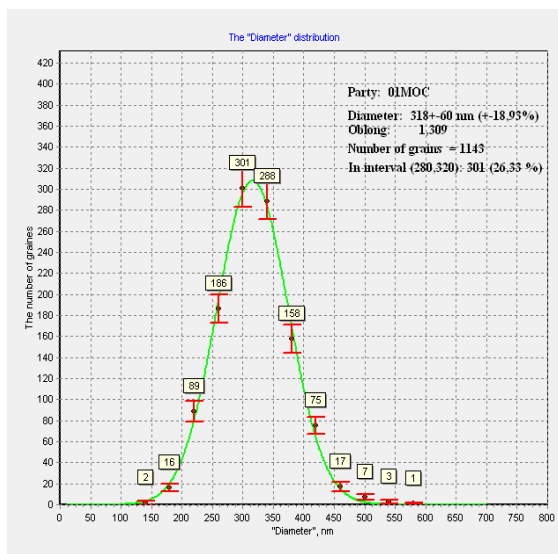


Рис. 20б. Окно программы с результатами измерений.

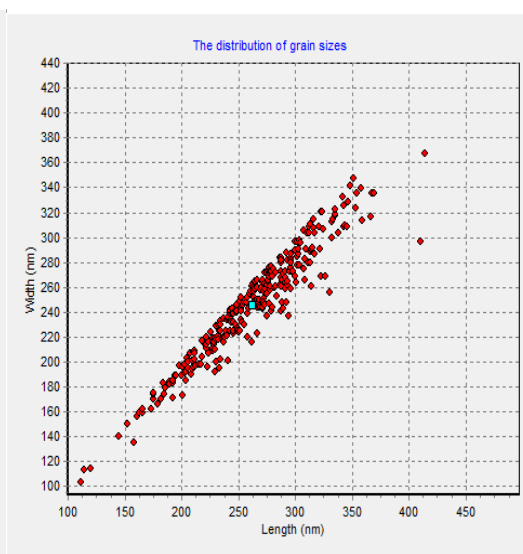
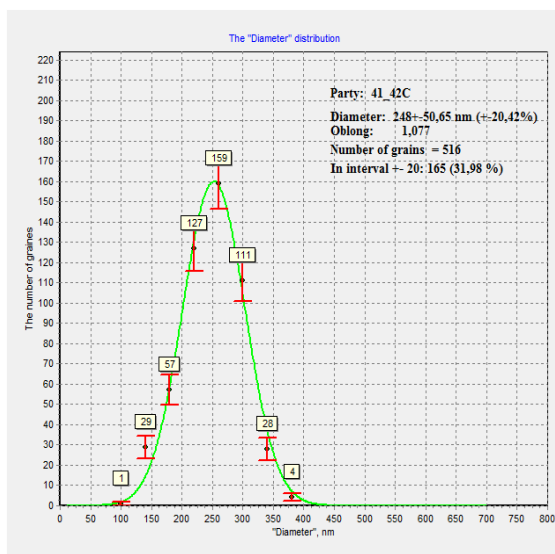
За период с 2012 года по 2015 год были обработаны углеродные реплики семнадцати партий, начиная с 12С и заканчивая 608С. Результаты некоторых из них представлены на рисунке 21, где для сравнения показаны распределения по размеру зёрен и разброс длины и ширины для образцов трёх партий (12С, 42С и 608С) российской и одной партии японской эмульсии. Эмульсия партии 608С выбрана в качестве базовой для продолжения разработки технологии, как обладающая наилучшими характеристиками.

Рисунок 21 наглядно показывает серьёзные качественные изменения в качестве эмульсии, произошедшие за последние два года, в частности, благодаря анализу геометрических характеристик эмульсии, проведённому автором диссертации. Размер зёрен и степень сферичности вплотную приблизились к показателям японской эмульсии, считающейся эталоном. Тем не менее, остаются проблемы, требующие дальнейшего совершенствования технологии изготовления. В частности, полученная

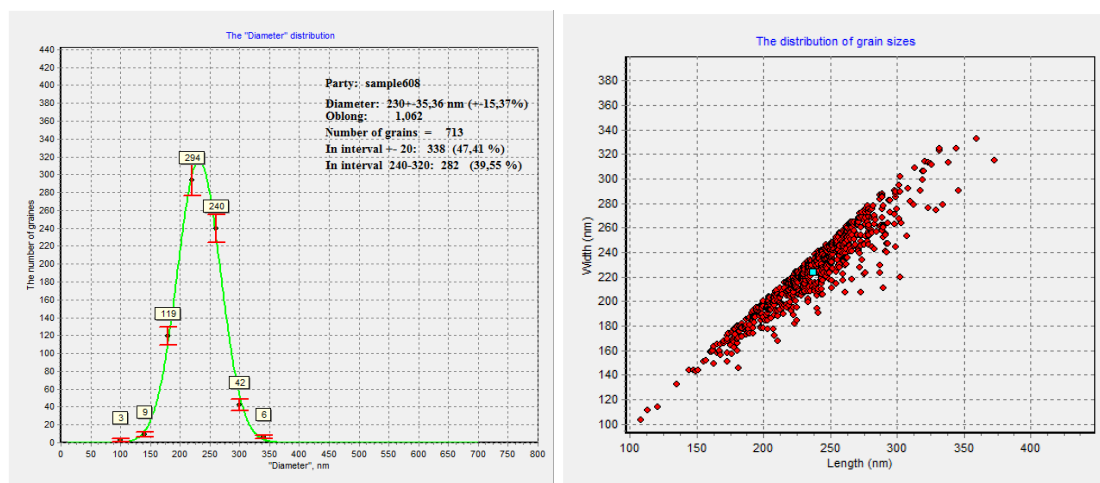
эмульсия характеризуется немного большим разбросом размеров зёрен, по сравнению с японской.



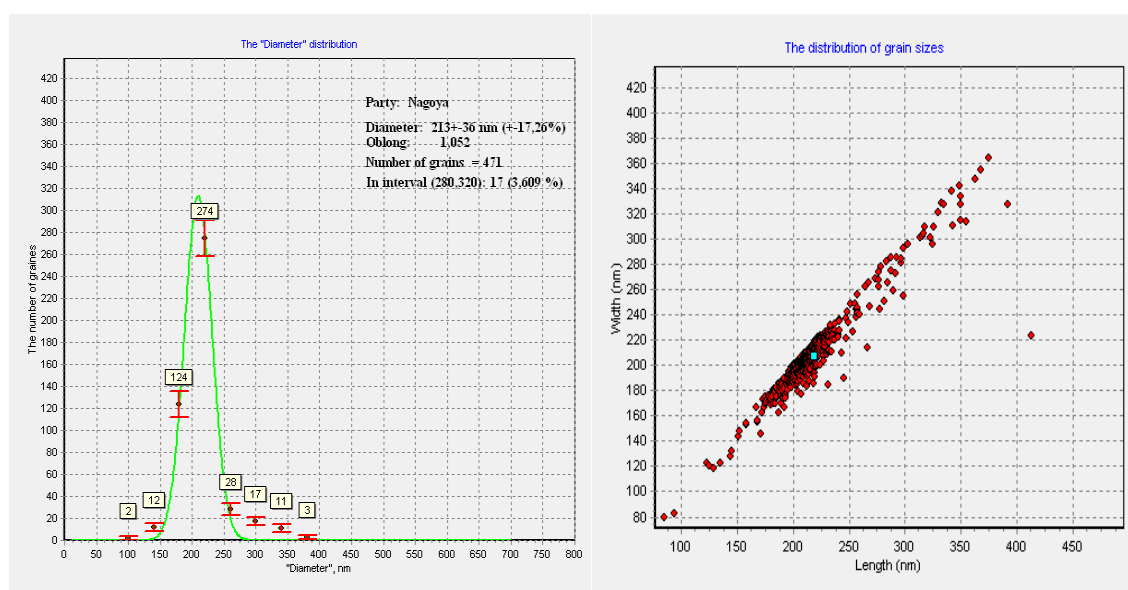
а.



б.



В.



Г.

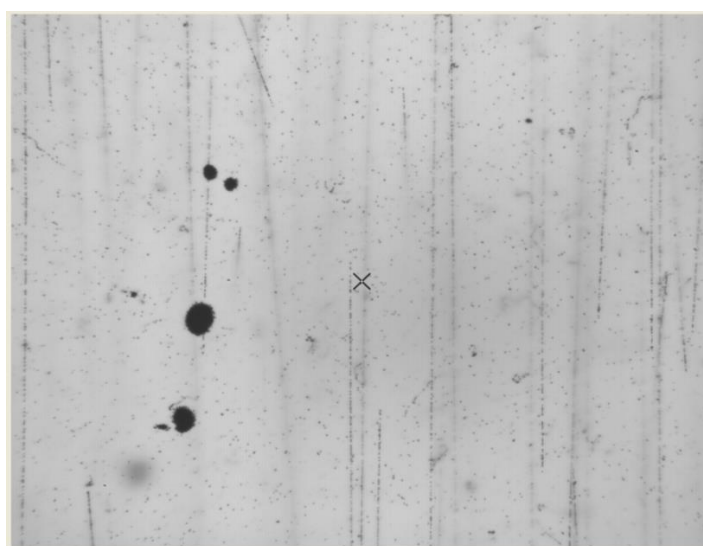
Рис. 21. Сравнение результатов измерений характеристик эмульсии: а – партия 12С (2012 г.); б – партия 41-42С (2014 г.); в - партия 608С (2015 г.); г – японская эмульсия. Левые рисунки – распределения размера зёрен, правые рисунки – распределение по длине и ширине зёрен.

Другая важная характеристика ядерной фотоэмульсии – её чувствительность. В ядерной физике и физике элементарных частиц она определяется как число зёрен серебра на 100 мкм трека частицы с минимальной степенью ионизации (Minimum Ionizing Particle, MIP – частицы). Протоны являются MIP – частицами при энергии 2-3 ГэВ, пионы и мюоны при энергии около 400 МэВ, а электроны при энергии около 3 МэВ.

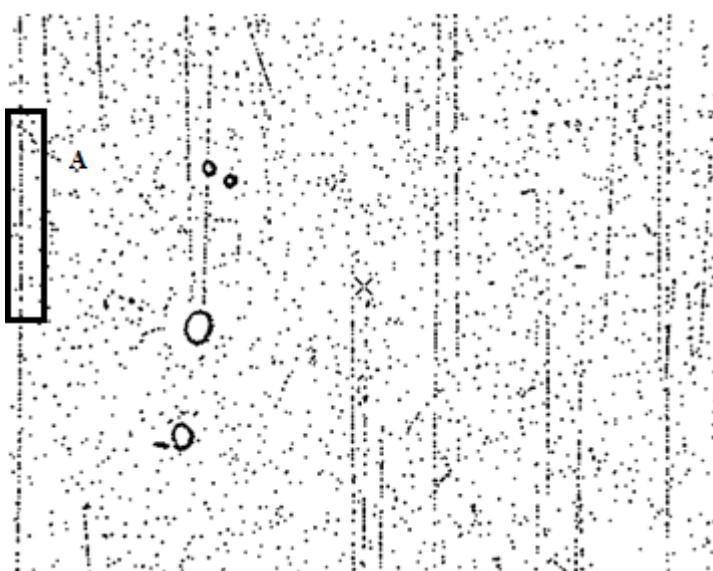
Для проверки качества эмульсии по этому показателю её облучают пучком частиц с соответствующей энергией. Однако не всегда удаётся вовремя найти подходящий пучок и тогда облучение производят при той энергии, которая есть в наличии. При этом степень ионизации, производимая частицей больше, соответственно, и число зёрен серебра на треке больше. Для определения чувствительности в этом случае производится процедура пересчёта числа зёрен к МІР – частицам. Если степень ионизации большая, зёрна идут настолько часто, что многие из них перекрываются, и непосредственный их подсчёт затруднён.

На рисунке 22а приведены изображение эмульсии, облучённой медицинским пучком протонов (кинетическая энергия 150 МэВ, степень ионизации в два раза больше, чем у МІР-частицы, minimum ionizing particle), на рисунке 22б выделенные зёрна серебра после кластеризации. Для сравнения на рисунке 22в представлена часть трека, обведённая рамкой на рис. 22б, а на рисунке 22г трек МІР-частицы. Видна большая разница в количестве зёрен, в частности, на рисунке 22в многие из них перекрываются.

Для преодоления этой трудности был разработан алгоритм, основанный на следующем модельном эксперименте.



а.



б.



в.

г.

Рисунок 22. Изображение треков протонов с энергией 150 МэВ. Исходное изображение (увеличение 50х) (а); результат кластеринга (б); увеличенное изображение части трека, выделенной прямоугольником А на рис. б (в). Пример трека МIP-частицы.

На отрезок длиной в 100 мкм случайным образом набрасываются кружки диаметром 1,3 мкм (средний размер зерна Ag на треке). Количество кружков N от 35 до 75, что соответствует числу зёрен Ag на 100 мкм при разных величинах чувствительности плёнки и энергии частицы. При каждом значении N процедура проводится 500 раз. Строятся распределения доли X , занимаемой кружками на отрезке длиной 100 мкм для разных чисел N . На рисунке 23 приведены примеры такого розыгрыша для N равного 35 и 55. На рисунке 24 приведены распределения долей X для разных значений N . Положение максимумов распределений X_{max} хорошо аппроксимируются прямой линией и связаны с числом зёрен на треке формулой $X_{max}=0,147+0,00628 \cdot N_{grain}$ (рис. 25). На основе этой зависимости разработан

алгоритм оценки числа зёрен в случае плотных следов, который заключается в следующем.



Рис. 23. Два примера розыгрыша в модельном эксперименте с разным числом «зёрен» N .

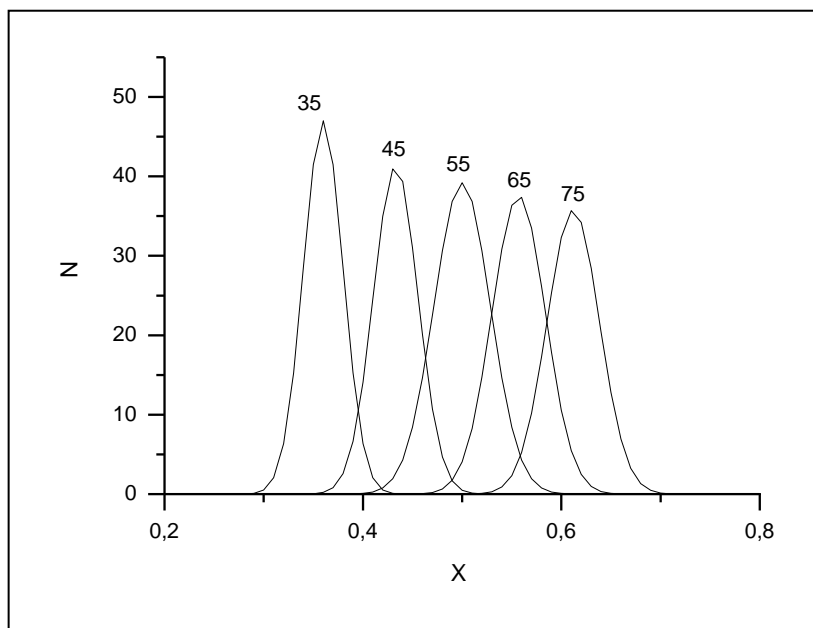


Рис. 24. Распределение доли, занимаемой «зёрнами» на отрезке 100 мкм, при разных значениях N .

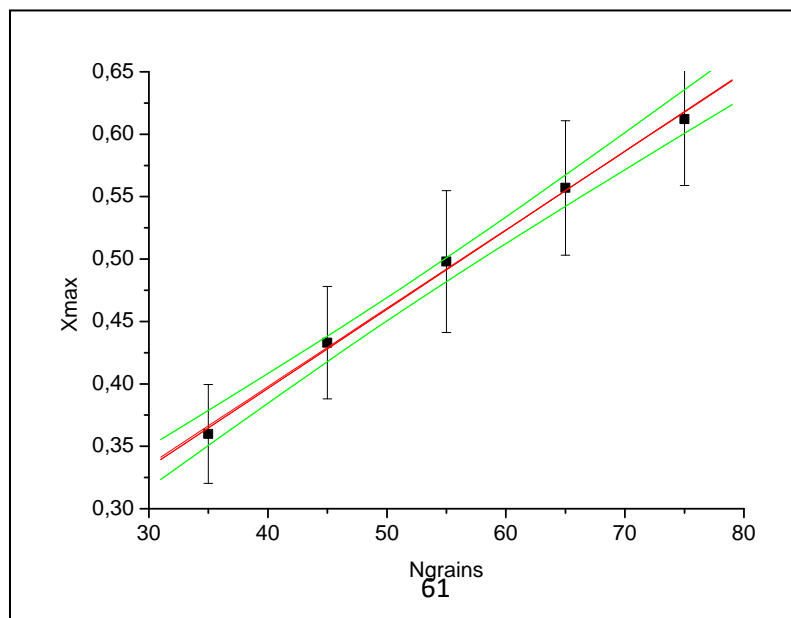


Рис. 25. Зависимость положения максимума распределений X_{max} от числа «зёрен» на треке.

На изображении облучённой эмульсии, полученном после стадии кластеризации, в автоматическом режиме производится поиск треков частиц и затем измеряется доля X , занимаемая зёрнами серебра на длине 100 мкм. Такое измерение выполняется для многих треков, на этой основе строится распределение X и определяется величина X_{max} . Используя формулу $X_{max}=0,147+0,00628 \cdot N_{grain}$, можно получить оценку числа зёрен и произвести пересчёт для определения чувствительности.

Так, для примера, приведённого на рисунке 25 изображения треков (партия 608С), было получено $X_{max} \sim 0,61-0,64$, что соответствует $N_{grains} \sim 66-70$. При пересчёте к чувствительности, т.е. числу зёрен МIP-частицы, это приводит к величине 32-34 зерна Ag на 100 мкм.

В таблице 8 и на рисунке 26 приведены характеристики эмульсий из разных партий, произведённых в период с 2012 года по 2015 год. Видно, что за этот период качество плёнок существенно изменилось и приблизилось к «эталонному», за который принята японская плёнка, как по гранулометрическим характеристикам, так и по чувствительности.

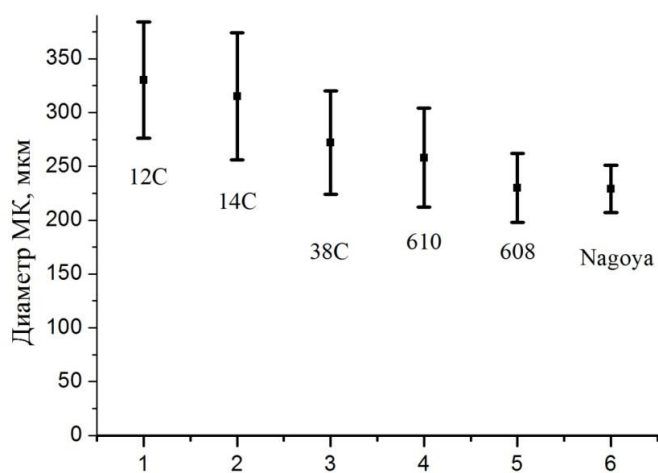
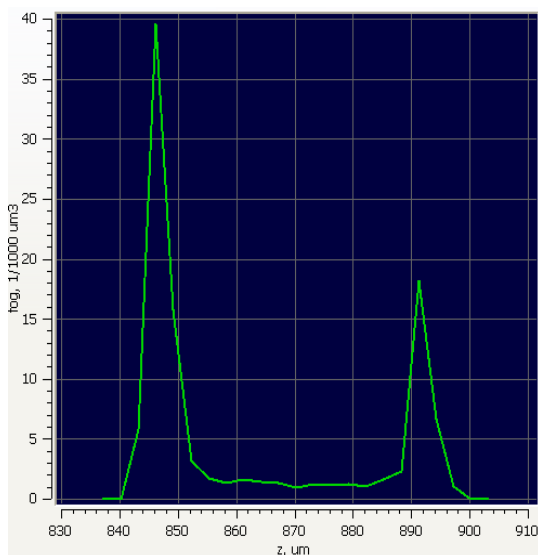


Рис. 26. Изменения диаметра и однородности по размерам зёрен AgBr в зависимости от партии эмульсии в сравнении с японской эмульсией.

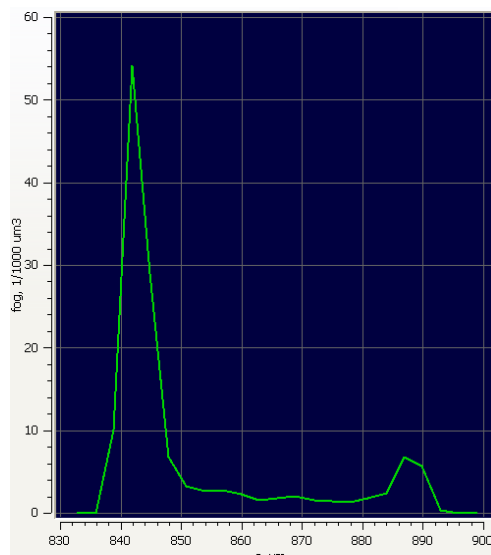
Таблица. 8. Характеристики эмульсии разных партий (красным цветом отмечены партии с наилучшими характеристиками)

Партия	Число измеренных МК	Средний диаметр D, нм	ΔD , нм	Вытянутость (L/W)	Чувствительность (количество зёрен на 100 мкм пробега)
NE Nagoya	654	229	22	1,12	35
12C	1564	330	54	1,257	22
14C	861	315	59	1,393	22
17C	591	302	52	1,29	21
18C	1162	289	51	1,309	22
28C	677	266	61	1,09	20
32C	705	297	52	1,064	22
38C	2199	242	48	1,066	32
42C	1445	250	50	1,07	30
608C	713	230	35	1,06	30-34

Другая проблема связана с наличием большой объёмной вуали вблизи базового пластика, на который поливается эмульсионный гель, и поверхности эмульсии. На рисунках 27а и 27б представлены распределения по числу зерен в $1000 \mu\text{m}^3$ на различной глубине Z эмульсионного слоя. Измерения, представленные на рис. 27а, сделаны в середине эмульсионного слоя; рис. 27б соответствует измерениям на крае эмульсии. $Z \approx 840$ соответствует пластику, $Z \approx 900$ - поверхности эмульсионного слоя. Из приведенных на рисунке 27 распределений отчетливо видно, что первые 10 μm эмульсии у пластика ($840 \div 850 \mu\text{m}$) имеют огромную объёмную вуаль в районе $40 \div 50$, что, скорее всего, связано с особенностями полива.



а.



б.

Рис. 27. Распределение числа зерен в единице объема в зависимости от глубины эмульсионного слоя в середине (а) и на краю (б) эмульсии.

Таким образом, благодаря быстрым оценкам качества эмульсии и её чувствительности, проведённым автором на основе разработанных им программ, удалось намного ускорить поиск технологической цепочки по приготовлению ядерной фотоэмульсии с необходимыми свойствами. В настоящее время разработанное автором и успешно используемое программное обеспечение применяется для проверки качества эмульсии церновских экспериментов SHiP и SND@LHC.

Глава.4. Эксперимент ОЛИМПИА , установка ПАВИКОМ.

4.1. Эксперимент ОЛИМПИА

В настоящее время поиск треков КЛ в оливинах проводится в рамках эксперимента ОЛИМПИА (ОЛИвины из Метеоритов - Поиск тяжелых И сверхтяжелых Ядер) [85,86]. В этих исследованиях [87] - анализируются обнаруженные треки ядер в кристаллах оливина из палласитов Marjalahti и Eagle Station. В данном проекте была разработана оригинальная авторская методика поиска и измерения параметров треков, основанная на последовательных стадиях травления, поиска треков, измерения их характеристик, сошлифовки части оливинового кристалла, и далее снова – поиск, измерение, сошлифовка.

Методика исследования основана на регистрации и измерении динамических и геометрических параметров треков – химически травимых участков следов торможения ядер КЛ перед их остановкой в кристаллах оливина. С этой целью для просмотра образцов метеоритного оливина используется современный универсальный измерительный комплекс ПАВИКОМ. Этот комплекс позволяет в автоматическом режиме решать проблемы распознавания треков частиц, определения их геометрических параметров и сшивки следов при переходе из слоя в слой протравленного оливина. Геометрические параметры треков зависят от заряда частицы, след которой изучается: чем выше у частицы заряд, тем длиннее будет ее трек. Однако, как правило, метеоритные кристаллы оливина небольшие, всего несколько миллиметров, длина трека тяжелого ядра чаще всего гораздо больше, поэтому оценку заряда ядра выполняют с учетом дополнительной информации о скорости травления разных участков трека.

Прямая зависимость геометрических параметров и скорости травления треков от заряда частицы позволяет провести его идентификацию. Травимая длина треков характеризует участок пути торможения заряженной частицы, на протяжении которого вокруг траектории движения частицы формируется эффективно травимая зона радиационных микронарушений кристаллической

решетки. В рамках подхода, разработанного авторами проекта ОЛИМПИА, в качестве второй основной характеристики протравленных треков, используемой для идентификации заряда ядер, используется скорость травления треков в длину. Заряды частиц определяют с использованием аппроксимации калибровочных данных о соотношении между скоростью травления треков при разных величинах пробега ядер и зарядом этих ядер.

В процессе исследований было установлено, что величина скорости травления на разных участках трека изменяется существенным образом, возрастая в среднем в 5 раз. Если за величину остаточной длины пробега RR принять длину пути торможения ядра с зарядом Z от точки траектории движения с энергией E_i до его полной остановки, то зависимость скорости травления треков в длину (V_{TR}) от заряда Z и остаточной длины пробега ядер RR может быть представлена как в двумерном (отдельные кривые зависимости V от RR для каждого ядра), так и в трехмерном виде (в виде поверхности, указывающей зависимость V и RR от Z). Разработанная методика оценки величины заряда основана на проведении двумерной интерполяции поверхности $Z(RR, V_{TR})$, построенной по экспериментально измеренным значениям величин скорости травления V_{TR} и остаточной длины пробега ядер RR для травимых треков.

После травления треков в очередном слое кристалла после его частичной сошлифовки производится процедура сшивки координат треков с предыдущим слоем. Для этого используются реперные координатные метки и прослеживаемые на глубину кристалла, превышающую толщину данного среза, длиннопробежные треки ядер КЛ. Полная длина таких треков суммируется после проведения нескольких этапов «травления- измерения- среза-полировки». Для совмещения таких треков, представляющих собой разные участки одного и того же трека, требуется построение точной схемы ориентации всех исследуемых треков в объеме кристалла, что может быть выполнено только на основе измеренных для каждого из них координат (X, Y, Z) и углов наклона относительно плоскости поверхности травления. Эти

данные получаются с помощью специальной программы измерений, проводимых на измерительном комплексе ПАВИКОМ. Сопоставление величин скорости травления длиннопробежных треков, измеренных на первом этапе травления, со значениями скорости травления тех же треков относительно новой поверхности второго этапа позволяет получать наиболее точные результаты по идентификации зарядов ядер.

Поэтапно проводимые последовательные операции «шлифовка–травление–просмотр/регистрация» треков в сочетании с удалением изученных слоев травимой поверхности позволяют проводить: а) наблюдение и фиксацию пространственной ориентации треков в объеме каждого кристалла; б) фиксацию момента окончания травления трека в точке остановки ядра; в) определение величины скорости травления V_{TR} на разных участках выявленных и поэтапно прослеживаемых треков; г) использование практически полного объема исследуемых кристаллов.

4.2. Установка ПАВИКОМ

Существенным условием успешного использования трековых детекторов в современных экспериментах является высокая скорость обработки данных при автоматическом сканировании и анализе данных в реальном времени. Задачу быстрого сканирования больших массивов эмульсий и других типов трековых детекторов решают современные прецизионные микроскопы с системой видеозахвата и обработки изображений. В настоящее время скорость сканирования на таких установках в Европе достигает 200 см²/час [88] и 500 см²/час в Японии [89].

подавляющее большинство современных установок для сканирования трековых детекторов устроены следующим образом. Комплекс состоит из прецизионного стола, перемещающегося в горизонтальной плоскости, и установленной над ним подвижной оптической системы с цифровой камерой. Прецизионный стол и подвижное устройство оптической системы управляются подключенным к компьютеру контроллером, изображение с камеры подается на специальную плату захвата и обработки изображения.

Трековый детектор для сканирования помещается на прецизионный стол. Объектив (используется объективы от 40 до 60 крат) наводится на поверхность детектора, после чего оптическая система начинает движение вниз, захватывая изображения на разных глубинах. Достигнув нижнего края детектора, оптическая система останавливается, стол автоматически передвигается на следующее поле зрения, где вновь происходит сканирование по всем глубинам.

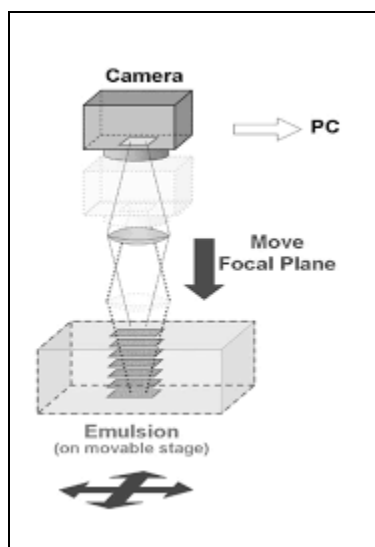


Рис. 28. Процесс сканирования

Этот метод позволяет обрабатывать большие массивы экспериментальных данных, ускоряя процесс примерно на три порядка по сравнению с обработкой вручную, и существенно увеличивая статистику событий. Создание подобных автоматизированных комплексов позволяет перейти на более высокий уровень проведения экспериментов, использующих эмульсионную трековую технику регистрации частиц. Всего в мире (в Европе и Японии) действует около сотни подобных комплексов.

В ФИАНе создан и успешно эксплуатируется многоцелевой уникальный измерительный комплекс ПАВИКОМ. Главным его отличием от всех других подобных систем в мире и достоинством является универсальность – на автоматизированных установках комплекса

обрабатываются данные, полученные с использованием и ядерных эмульсий, и пластиковых детекторов, и кристаллов оливинов из метеоритов. Ни одна аналогичная установка в мире не используется для решения столь широкого класса задач [90-92].

На ПАВИКОМе в режиме полной автоматизации осуществляется:

- поиск и оцифровка треков заряженных частиц в материале детектора;
- распознавание и прослеживание треков с помощью компьютера;
- систематизация и первичная обработка данных.

Принцип работы: изображение на CMOS-матрице создает объектив микроскопа. Видеосигнал, формируемый видеокамерой, передается на вход карты оцифровки и захвата изображения. Карта передает эти данные в память компьютера, а также выводит оцифрованный видеосигнал в “живом окне” на монитор.

Комплекс состоит из трех сканирующих установок, отличающихся прежде всего, величиной перемещений оптических столов, и, соответственно, допустимыми размерами пленок для обработки.

Работа по изучению зарядового спектра ядер галактических космических лучей выполнена на микроскопе ПАВИКОМ-2, который создан на базе микроскопа МПЭ-11, производства ЛОМО. Основные узлы установки ПАВИКОМ-2: прецизионный стол немецкой фирмы Carl Zeiss с блоком управления; цифровая CMOS-камера Mikrotron MC1310 (разрешение 1280×1024 пикс, максимальная частота кадров – 500 fps при глубине цвета 8 бит); персональный компьютер. Пределы автоматического перемещения столика по оси X составляют 0 – 120 мм, по оси Y: 0-100 мм, пределы перемещения по вертикальной координате около 1 см. Перемещение оптического столика по всем координатам осуществляется шаговыми двигателями, управляемыми контроллером, на который поступают команды от компьютера. Точность измерения координат X и Y составляет 0,5 мкм, по оси Z – $3,46 \times 10^{-3}$ мкм.

Фотоэмульсии новых экспериментов по поиску явлений Новой физики, в которых участвует группа ФИАН, обрабатываются на ПАВИКОМ-3, состоящем из следующих основных узлов:

- оптический стол с кронштейном для микроскопа и система подвижных столов немецкой фирмы MiCos: MS-8 (рабочий диапазон 205×205 мм, точность 0.5 мкм) и LS-110 с (рабочий диапазон 305 мм, точность 0.2 мкм);

- усилитель (драйвер) двигателей MiCos MPA-5;

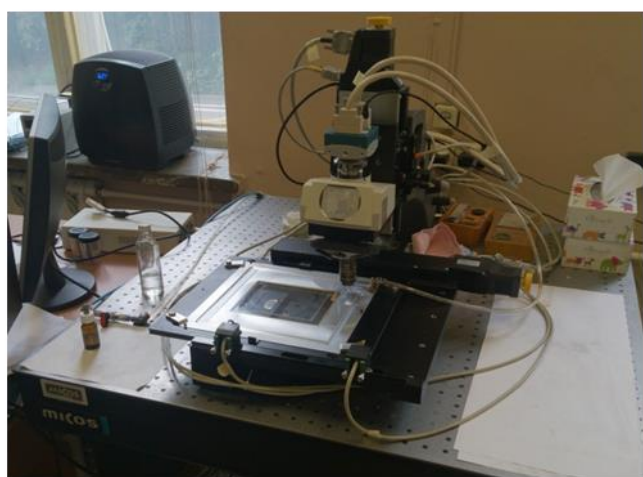
- микроскоп и система подсветки Nikon с возможностью автоматического управления, набор объективов Nikon 40-100х;

- цифровая CMOS-камера Mikrotron MC1310 (разрешение 1280×1024 пикс, максимальная частота кадров – 500 fps при глубине цвета 8 бит);

Микроскоп управляется через рабочую станцию, оборудованную платой захвата и обработки изображений Matrox ODYSSEY Xpro и контроллером движения National Instruments PCI-7344. На рабочей станции установлен процессор Intel Core2Quad Q8400 2.66 ГГц, 4 Гб оперативной памяти и жесткий диск объемом 1 Тб [93].



(а)



(б)

Рис. 29. Установки комплекса ПАВИКОМ. а) ПАВИКОМ-2 б) ПАВИКОМ-3

Для автоматического управления уровнем света изготовлен специальный кабель с делителем напряжения, обеспечивающий сопряжение контроллера с блоком питания лампы подсветки. Выходное напряжение аналогового выхода контроллера составляет $-10 \div +10$ В, а входное управляющее напряжение блока питания должно составлять $0 - 5,6$ В. Кабель с встроенным делителем напряжения был изготовлен для обеспечения управления с максимальной точностью и предотвращения выхода из строя блока питания лампы (рис.30) [93]. Он подключается разъемом DE-15 к усилителю МРА-5, а разъемом HR12-10R-8SC к блоку питания лампы.

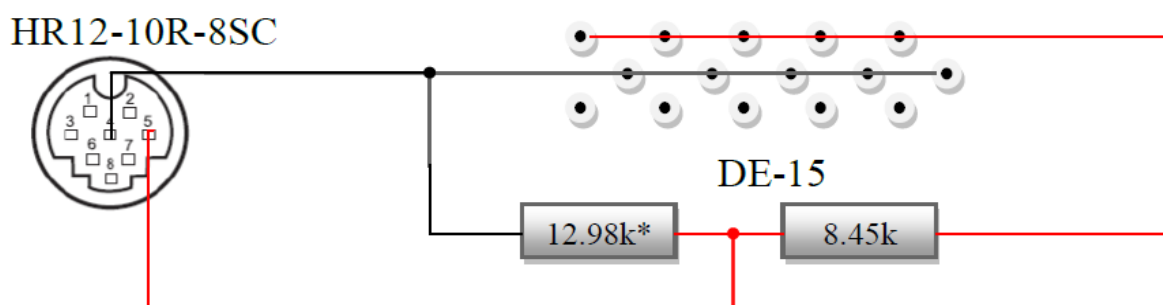


Рис. 30. Схема кабеля управления лампы подсветки. Сопротивление 12.98 кОм составлено из двух 6.49 кОм

Фиксация эмульсии на столе производится вакуумным прижимом (Рис. 32). Вакуум создается насосом Bucsh Seco SV 1003 D, обеспечивающим давление до 150 мбар с производительностью до $3 \text{ м}^3/\text{час}$. Для уменьшения износа насоса и уровня шума в рабочей комнате спроектирована система автоматического поддержания давления в системе в пределах 250-500 мбар. В начале работы насос откачивает воздух из ресивера объемом 50 л. Когда давление, по показаниям датчика, поднимается до 500 мбар, система включает насос и открывает клапан между насосом и вакуумной системой. При снижении давления до уровня 250 мбар система сначала закрывает клапан (во избежание утечек через выключенный насос), и затем выключает насос. Эта система изготовлена в ФИАН и введена в эксплуатацию [93].

Автоматическая система поддержания давления в системе вакуумного прижима эмульсий позволила уменьшить время работы насоса на 87%. Фотография системы приведена на Рис. 32.

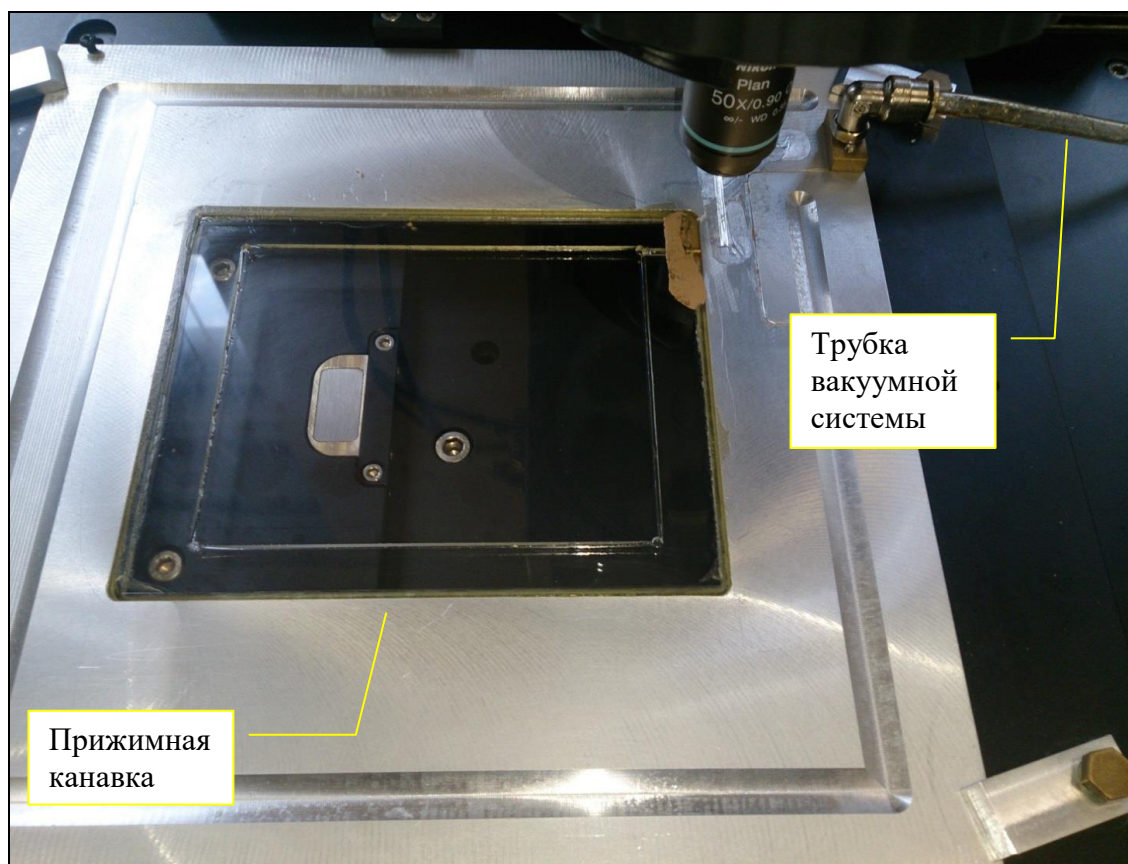


Рис. 31. Предметный стол с вакуумным прижимом.



Рис. 32. Вакуумный насос и устройство поддержания давления в системе а) насос и блок управления; б) электронный датчик давления и вакуумный

ресивер.

Помимо управляющей рабочей станции вычислительная инфраструктура, необходимая для обработки данных экспериментов с трековыми детекторами, включает в себя следующие узлы:

- Рабочая станция для трекинга, в т.ч. на GPU (Graphical Processing Unit – графический процессор) – обеспечивает реконструкцию треков в режиме online в большом диапазоне углов ($\tan \theta < 1$) в режиме быстрого сканирования. На рабочей станции установлен четырех-ядерный процессор Intel Core-i7 2600 3.4 ГГц, 8 Гб оперативной памяти, видеокарта NVIDIA GTX690, 2 Тб дискового пространство + 10 Тб RAID5 массив для хранения данных.
- Рабочая станция для реконструкции в режиме offline и физического анализа (процессор Core2Duo 3,2 ГГц, 2 Гб оперативной памяти, 750 Гб дискового пространства).

4.3. Методика измерения характеристик треков ионов в оливинах из метеоритов.

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. 33). 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.

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 ~

(30-70) Å. Существенным при этом является огромное (до ~ 200- кратного) различие скорости травления вещества оливина вдоль следа ядра по сравнению с радиационно ненарушенной областью кристалла. Травление проводится с помощью специально подобранного химического раствора в определенных температурных условиях [49, 50]. 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 рисунке 34 схематически представлена геометрия образующегося при травлении канала трека [50].



Рис. 33. Образец метеорита Eagle Station, сфотографированный на фоне транспортира, используемый для исследований в эксперименте ОЛИМПИА.

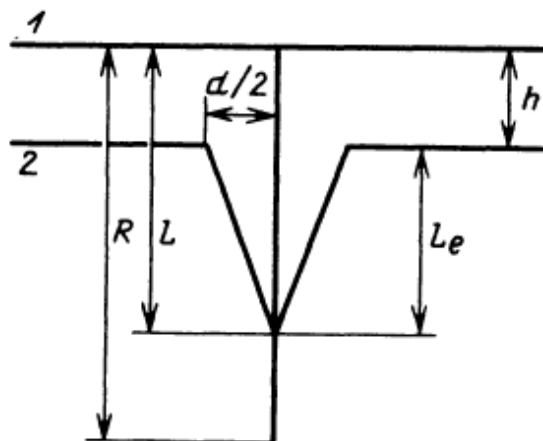
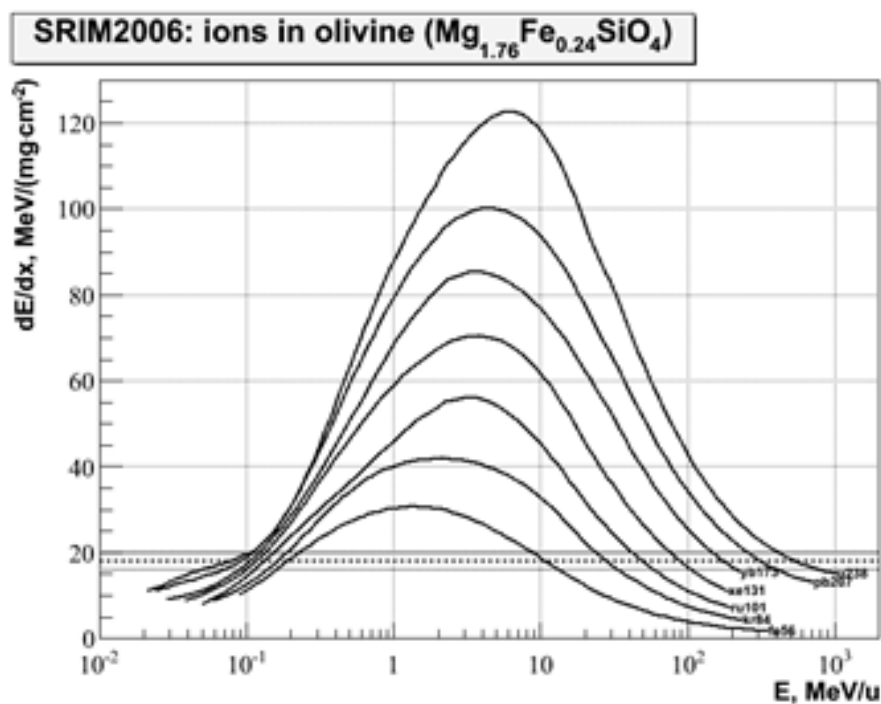


Рис. 34. Простейшее схематическое изображение геометрии травимого канала, образующегося вдоль следа прохождения заряженной частицы КЛ в кристалле оливина.

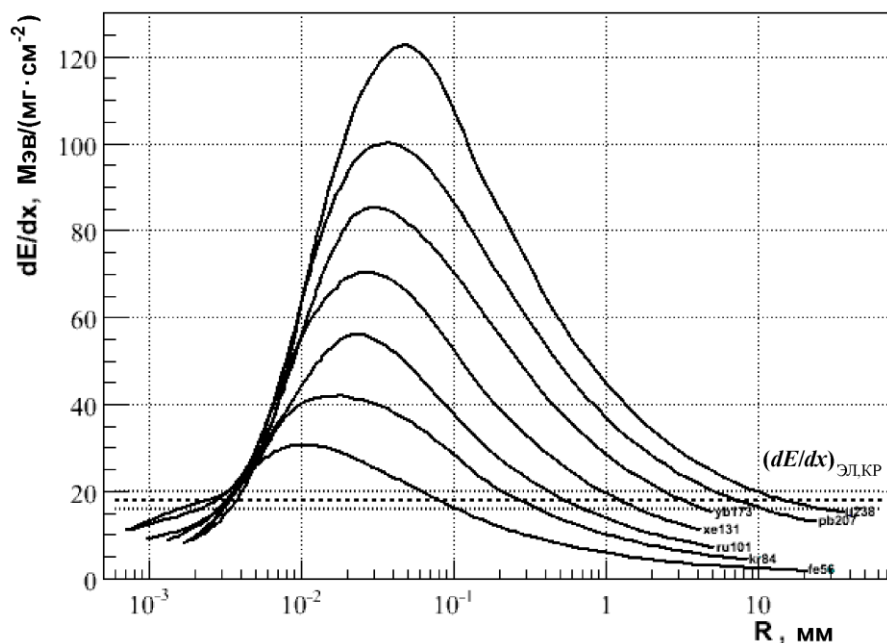
Физико-химический механизм травления треков заключается в том, что эффективность удаления вещества кристалла оливина из области траектории торможения ядра становится намного превышающей таковую для ненарушенного кристалла только при достижении некоторой критической величины степени повреждения кристалла. Степень повреждений определяется, в основном, величиной удельных ионизационных потерь энергии тормозящимся ядром. 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 $(dE/dx)_{эл} \approx 18$ МэВ/(мг·см⁻²). На рисунке 35 представлены результаты расчётов потерь энергии ядер с зарядом $Z \geq 26$ на взаимодействие с электронами тормозящей среды оливина как функция энергии частицы (рис. 35а) и остаточного пробега (рис. 35б), полученные с помощью программы SRIM2006 [94]. Горизонтальными линиями отмечено пороговое значение $(dE/dx)_{эл,пор}$ и область $(dE/dx)_{эл,пор} \pm 2$ МэВ/(мг·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 $E < E_{\text{max}}$ зона повреждения вдоль следа торможения может быть химически протравлена до канала с диаметром микронных размеров, видимого в оптический микроскоп при 40-60-кратном увеличении.

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



(a)



(б)

Рис. 35. 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 из палласита в зависимости от их энергии E (а) и остаточного пробега (б).

По мере уменьшения энергии, начиная с энергии E_{max} , когда потери становятся больше величины D ($18 - 2$) $\text{МэВ}/(\text{мг}\cdot\text{см}^{-2})$, скорость травления начинает превышать скорость травления неповреждённых участков и постепенно растёт, пока не будет достигнута величина потерь $D + 2$ $\text{МэВ}/(\text{мг}\cdot\text{см}^{-2})$. На этом участке трека возникает узкий протравленный канал (рис. 36). 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. 36).

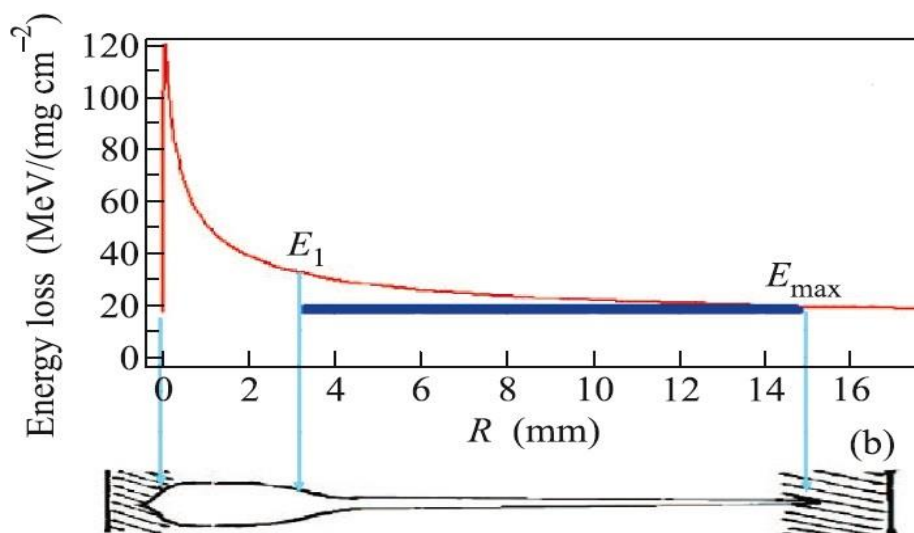
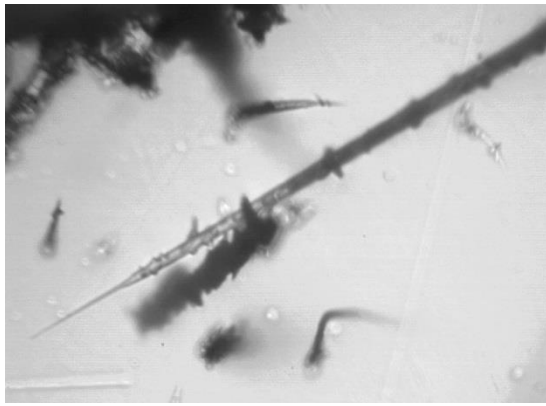
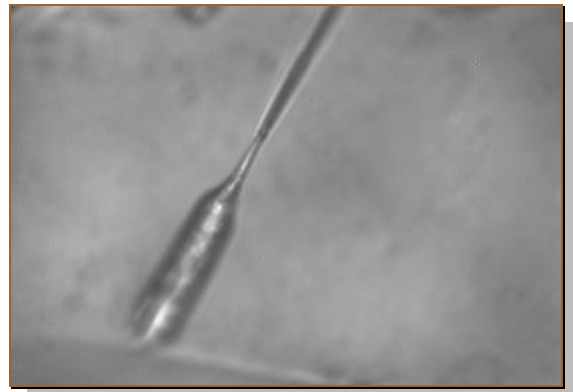


Рис. 36. Схема формирования травимого участка трека в оливине. Вверху – удельные ионизационные потери энергии ядра. Внизу – геометрическая форма трека.

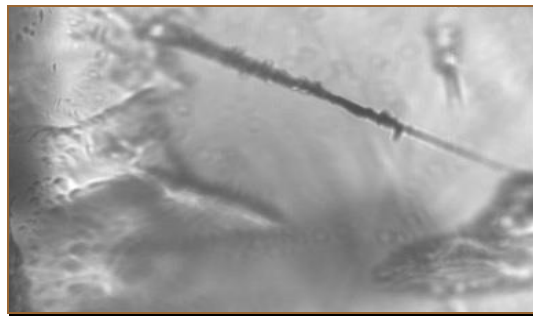
На рисунке 37 представлены примеры микрофотографий реально наблюдаемых в оптический микроскоп треков тяжелых ядер, протравленных в кристаллах оливина из метеорита Marjalahti. Видна четкая граница раздела каждого трека на два участка, диаметр канала в которых различается в 2-3 раза. Более тонкий, конусообразной 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.



(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 37. Микрофотографии треков ядер тяжелых элементов КЛ, травимых в кристаллах оливина из палласитов. Размер поля зрения на всех микрофотографиях от 60×140 до 100×140 микрон.

Как видно на рис. 35б, длина травимого канала треков для ядер с $Z < 70$ может достигать 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 рисунке 38 показаны возможные случаи положения травимого канала по отношению к объёму исследуемого кристалла. Чёрными точками обозначены участки остановки ядер, поперечными к треку штрихами – начало травимого участка, когда $E = E_{\max}$.

Из рис. 38 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 структуры кристалла. В группе В.П. Перельгина эта проблема решалась методом "трек в треке" [95]. 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 КЛ, 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, находящиеся внутри объёма и пересекающихся с вновь индуцированными каналами. Следует отметить, что эта методика травления треков ядер КЛ с помощью химического раствора, поступающего через узкий канал «подводящего раствор» канала 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. Перельгина, являлось проведение предварительного, предшествующего процессу травления, термического отжига кристаллов. Целью этой процедуры было существенно сократить длину травимых треков ядер КЛ, а также устранить фон, образуемый треками ядер группы железа, затрудняющий визуальный просмотр и выделение треков от более тяжёлых ядер микроскопистом. При этом значительно легче и точнее осуществляется выявление и измерение параметров треков, находящихся внутри объёма кристалла. 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 оригинальный авторский метод последовательного среза и травления исследуемых кристаллов оливина. При этом травление полированной плоской поверхности 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 КЛ во всем объеме кристалла.

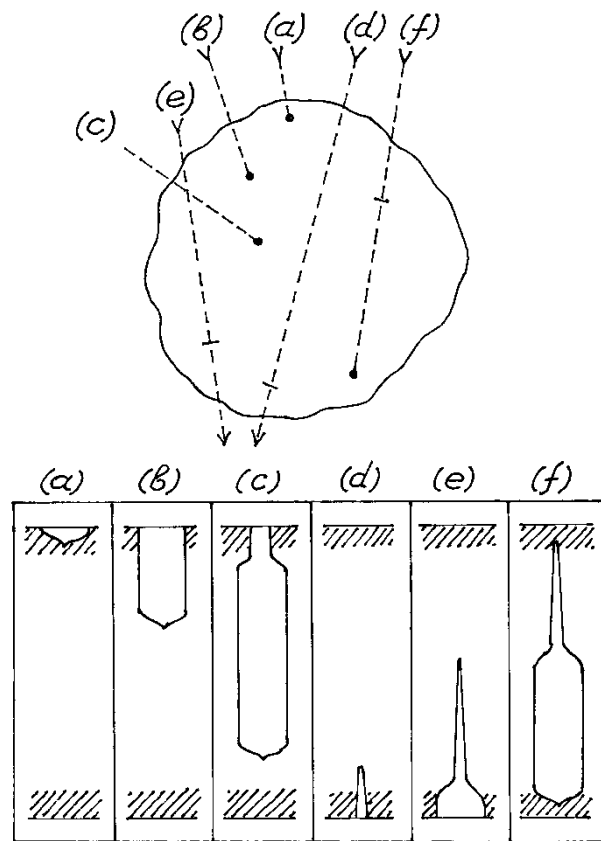


Рис. 38. Возможные положения травимого канала по отношению к объёму кристалла.

(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 высокоэнергетичного участка зоны формирования трека.

(e) – $E > E_{\max}$. Полностью зафиксированная конусообразная часть с переходным участком между основной и конусообразной зонами трека.

(f) – $E \approx E_{\max}$. Начальная и конечная границы зоны формирования химически протравливаемого трека находятся внутри объема 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 треков ядер. На рисунке 39 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 как реперные координатные метки, так и прослеживаемые на глубину кристалла, превышающую толщину данного среза, длиннопробежные треки ядер КЛ (треки 1 и 3 на рис 39). 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.

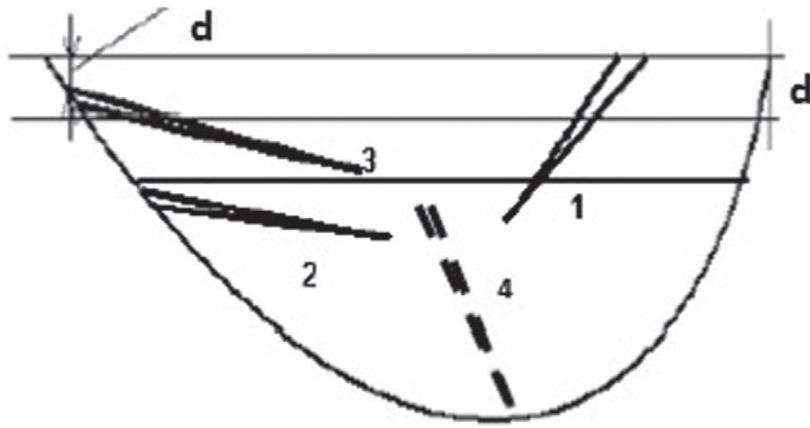


Рис. 39. Схема пошагового среза и последовательного травления треков. Толщина срезаемого слоя составляет $d = 30\text{--}100$ мкм.

Для выполнения процедур обработки кристаллов они упаковываются по несколько штук в эпоксидную таблетку размером 10×20 мм, затем шлифуются и полируются (рис. 40).

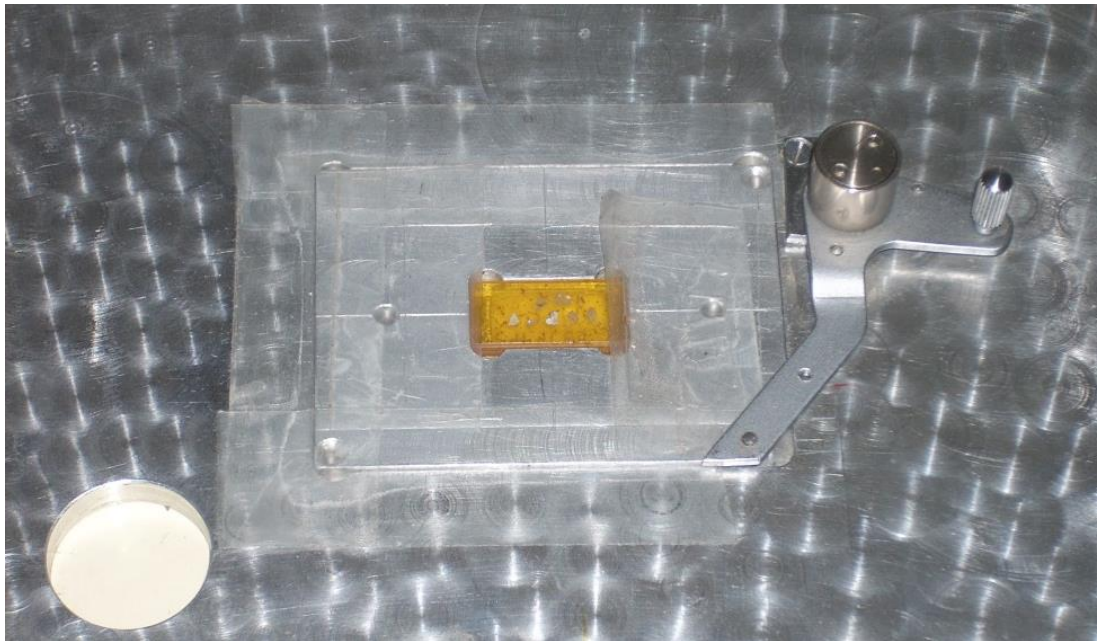


Рис. 40. Эпоксидная таблетка (жёлтый прямоугольник) с несколькими кристаллами оливина в специальной фиксирующей обойме для крепления на столике микроскопа установки ПАВИКОМ-2.

На рис 41 представлены фотографии двух прецизионных станков, применяемых для среза (рис. 41а) и полировки (рис. 41б) исследуемых кристаллов оливина.



а

б

Рис. 41. Прецизионные станки, используемые для среза и шлифовки кристаллов оливина.

Как следует из рисунка 38 форма протравленных участков треков в кристаллах оливина может быть двух типов, в терминах авторского жаргона - "морковка" и "шприц" (рис. 42). На рисунке 43 приведен пример стандартного поля травимой поверхности кристалла оливина с треками тяжелых ядер КЛ, наблюдаемыми в оптический микроскоп (рис. 43).

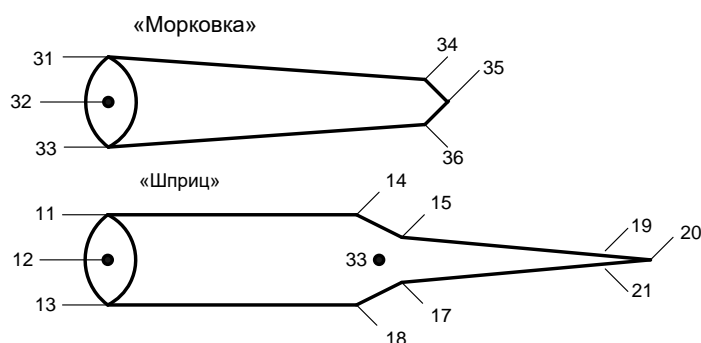


Рис. 42. Типы треков, наблюдаемых в кристаллах оливина - типа «шприц» и «морковка» с номерами характерных точек, используемых для фиксации геометрических параметров трека.

Кроме "стандартных" простых по форме треков встречаются более сложные конфигурации такие, например, как приведенные на микрофотографиях рисунка 43:

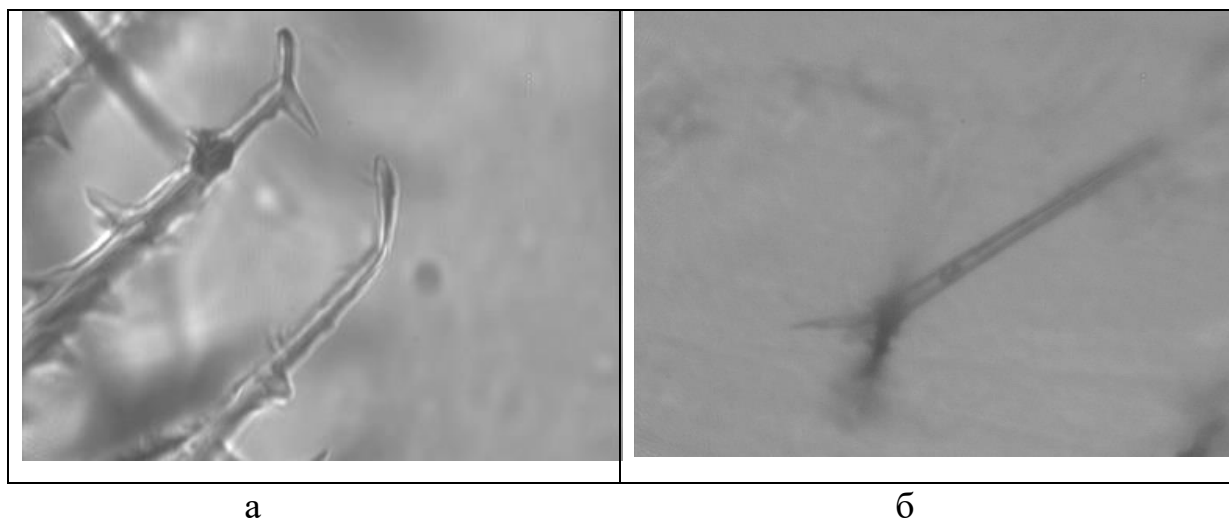


Рис. 43. (а) - распад остановившегося ядра и (б) – образование ядра отдачи при торможении тяжелого ядра КЛ в кристалле оливина.

Из-за многочисленных микротрещин только около четверти кристаллов оливина размером до 2 мм, извлеченных из матрицы палласита (Fe, Ni), можно использовать для анализа треков с помощью оптической микроскопии.

В рамках проекта ОЛИМПИА был разработан специальный метод многостадийного шлифования и травления определенной толщины кристаллического слоя, позволяющий наиболее точно определять параметры протравленных треков и эффективно использовать каждый выбранный объем кристалла.

Во-первых, полировка применяется потому, что качество поверхности кристалла определяет точность измерений параметров геометрической треков. После первого разреза результирующая поверхность кристалла имеет шероховатость 20 ± 10 мкм. Шлифовка и полировка выполняются до

шероховатости не более 3–5 мкм и 1–2 мкм соответственно. Такое качество достигается полировкой алмазными пастами с использованием порошковых зерен, постепенно уменьшающихся с 14 до 1 мкм.

Наборы полированных кристаллов, по несколько штук в наборе, встроены в эпоксидные таблетки размера, соответствующего отверстию на столе для микроскопа (см. выше – рис.40). В представленной работе используется общепринятая методика WN для химического травления треков в кристаллах оливина из палласитов. Этот метод был впервые описан в [97] и усовершенствован в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, Объединенный институт ядерных исследований (Петрова и др., 1995). Раствор WN готовят в пропорции 40 г трилона Б (динатриевая соль этилендиаминтетрауксусной кислоты), 1 мл ортофосфорной кислоты и 1 г щавелевой кислоты на 100 мл воды. Для достижения оптимального значения $pH = 8,0 \pm 0,1$ к полученному исходному раствору постепенно добавляется водный раствор NaOH (4: 3), количество которого определяется опытным путем для каждого приготовления раствора. Раствор обычно готовится в большом объеме (1-2 литра), и все последующие операции травления происходят практически в одинаковых условиях. Температура травильного раствора поддерживается с точностью около 1% и составляет $+ (110 \pm 1) ^\circ C$ при положительном давлении паров раствора (до $\pm 1,5$ атм). Опытным путем было установлено, что (а) этот режим обеспечивает постоянную концентрацию раствора и (б) нет необходимости доводить раствор до точки кипения. В результате процесс травления происходит в почти постоянных условиях без каких-либо изменений в течение очень длительного (до ~ 100 часов) времени травления. Время травления определяется необходимостью с предельной точностью определять величину скорости травления дорожки, изменяющейся вдоль пути заряженной частицы. Минимальное время травления составляет 8 часов; после проверки возможности поиска высокоскоростных треков травления процедура продолжается с проверками через 12, 24 и 36 часов. Оливины из метеоритов способны сохранять тяжелые

ядерные треки КЛ в течение сотен миллионов лет. Эксперименты показывают, что при низких температурах в космическом пространстве следы в оливине могут сохраняться гораздо дольше, чем 10^{10} лет [39,42]. Такая стойкость оливина позволяет ему сохранять следы при относительно низкой температуре (110 ± 1) °С в течение всего процесса травления в кипящем растворе в течение нескольких десятков часов [97]. Кроме того, треки выдерживают полировку кристаллов вручную при комнатной температуре. В связи с этим определение заряда ядра не требует каких-либо вкладов от трековых температурных характеристик при космическом воздействии, а также при обработке оливина в лаборатории.

Основным и единственным параметром, измеренным после химического травления треков оливиновых кристаллов, использованным в предыдущих экспериментах по поиску тяжелых ядер в метеоритах [43,98], была длина протравленных треков, т.е. участок пути замедления заряженных частиц, вдоль которого формируется область с повышенной химической активностью. В рамках подхода, разработанного в эксперименте ОЛИМПИА, используется скорость травления V_{etch} вдоль трека ядра в качестве второй основной характеристики трека, используемой для определения ядерных зарядов [99].

Этот дополнительный параметр предоставляет довольно важную информацию, потому что кристаллы, доступные для экспериментов, иногда слишком малы, чтобы наблюдать полную длину треков. В частности, для ядер VН длина трека может превышать размер кристалла, и даже многократное пошаговое травление не позволяет измерить полную длину трека доступным методом (рисунок 44). Например, полная длина протравленного трека ядра урана достигает 10 мм (при энергии U около 400 МэВ $нуклон^{-1}$), тогда как средняя толщина кристалла по меньшей мере в 10 раз меньше.

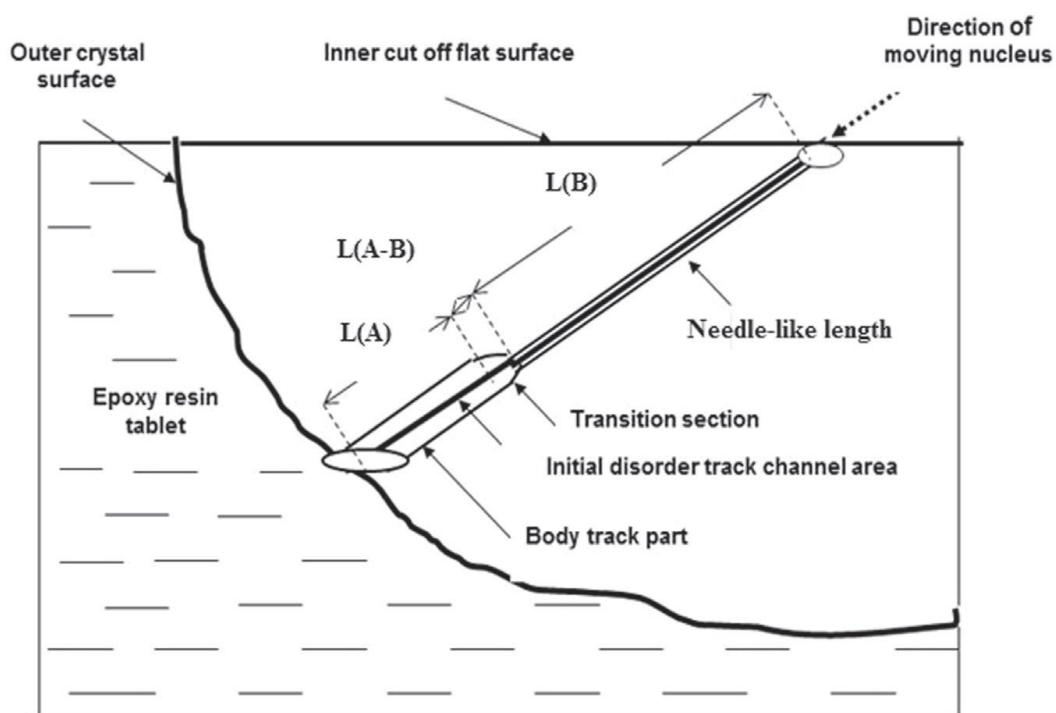


Рис. 44. Схема расположения трека в кристалле оливина для одного из трех сверхтяжелых трансфермиевых ядер ($Z = 119^{+10}_{-6}$). $L(B)$ обозначает игольчатую длину трека, $L(A-B)$ соответствует переходной зоне между B и A , а $L(A)$ - цилиндрическую часть трека, наблюдаемую в виде шприца [100].

В рамках проекта ОЛИМПИА были проведены эксперименты с ионными пучками различных ядер, доступных на ускорителях тяжелых ионов. Они продемонстрировали [62], что скорость травления V_{etch} вдоль траектории ядра заметно изменяется после изменения энергии ядра. Например, для ионов U скорость травления треков $V_{etch} = (7 \pm 1) \mu m \text{ ч}^{-1}$ на фрагменте траектории, соответствующем длине остаточного пути $R \cong 1000 \mu m$, увеличивается до $(25 \pm 2) \mu m \text{ ч}^{-1}$ при $R \cong 200 \mu m$.

Таким образом, поскольку ядра не всегда останавливаются в кристалле, измеренный сегмент L пути замедления ядра не совпадает с остаточной длиной пути R , поэтому это может быть либо $L \cong R$, либо $L < R$. Следует также отметить, что большинство треков выходят из оливина до того, как

частица останавливается. Вследствие этого длины треков L , зарегистрированные в наших экспериментах, в большинстве случаев меньше значений R , а измеренные параметры L и V_{etch} дают более минимальные оценки ядерных зарядов.

Таким образом, эти два параметра протравленных треков в кристаллах оливина из метеоритов, то есть измеренная длина протравленного трека L и скорости травления V_{etch} , являются данными, используемыми для определения зарядов ядер КЛ.

4.4. Обработка изображений треков ядер космических лучей из кристаллов оливина на ПАВИКОМ

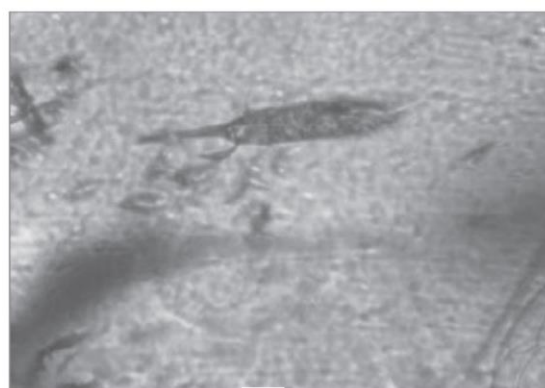
При больших энергиях потери энергии ядра недостаточно велики, чтобы произвести серьезное повреждение для того, чтобы возникли треки. Во время замедления частицы ее потери энергии вдоль траектории постепенно увеличиваются, в конечном итоге превышая порог (около $18 \text{ МэВ } \text{см}^{-2} \text{мг}^{-1}$ или 5 кэВ / нм в оливине) для появления протравливаемых треков. При более высоких потерях энергии скорость травления трека выше. В области максимальной потери энергии (пик Брэгга) высокая скорость травления приводит к максимальному диаметру протравленного канала. Цилиндрический участок протравленного трека демонстрирует пятикратное увеличение скорости травления [101,102] в этом регионе. Вблизи остановочного конца траектории частицы потери энергии электронов опускаются ниже порога травления, и канал заканчивается коротким острым концом. Эта форма протравленного трека показана на рисунке 36.

Микрофотографии протравленных треков двух типов в оливине, подтверждающие схему рисунка 36, представлены на рисунке 45. Поэтому в работе предполагалось, что протравленный трек состоит из двух областей: шприц, с цилиндрической частью в конце пути (где потери энергии максимальны); и игольчатый, соответствующий высокоэнергетическому сегменту траектории. Около 2% треков в общем наборе данных имеют полноценную форму шприца. Преобладают иглоподобные треки

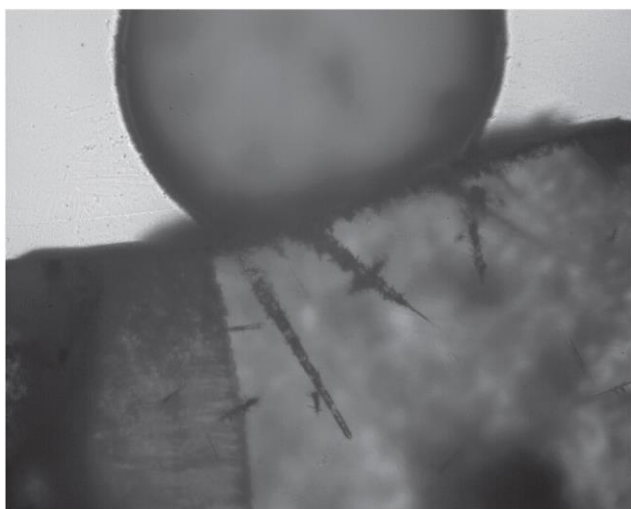
(«морковка», 98% в общей базе данных), которые, по-видимому, можно описать статистически, рассматривая небольшие размеры кристаллов оливина по сравнению с длинными треками частиц высоких энергий.



а



б



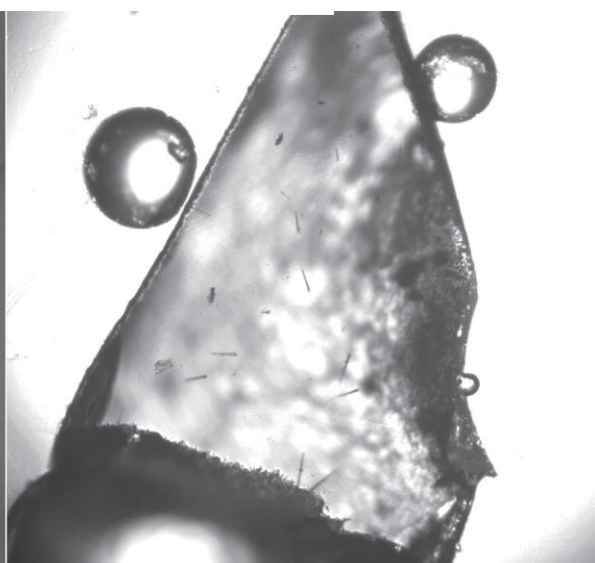
в



г



д



е

Рис. 45. Микрофотографии протравленных треков тяжелых ядер КЛ в кристаллах оливина из палласитов. Поля зрения: (а) $220 \times 280 \text{ мкм}^2$; (б) $220 \times$

280 мкм²; (в) 444×555 мкм² и (г) 220×280 мкм² (тот же кристалл); (д) 220 × 280 мкм²; (е) 1360×1090 мкм².

На рис.45 (в) (увеличение 20х) и на рис.45 (г) (увеличение 40х) показаны оба типа (шприц и иглоподобные треки) в одном и том же кристалле; 45 (д) (увеличение 40х) демонстрирует иглоподобный трек. На рисунке 45 (е) представлен общий вид кристалла оливина с несколькими треками тяжелых ядер (увеличение 8х). Под воздействием космического излучения кристаллы оливина накапливают треки из ядер с траекториями, поступающими с разных направлений. Во время травления травитель воздействует только на треки, траектории которых пересекают поверхность образца.

Последовательное пошаговое травление показало, что скорость травления V_{etch} (то есть увеличение длины треков, деленное на время травления) значительно уменьшается, когда треки достигают длины 100–200 мкм [103]. При очень длительном времени травления (до 96 часов) треки размером 300–400 мкм либо продолжают медленно удлиняться, либо остаются неизменными.

Неопределенность, связанная с этим эффектом неконтролируемого уменьшения, может быть исключена с помощью метода многостадийного среза слоев при послойном травлении кристалла [104,105]. После травления и анализа поверхности кристалла тонкий слой размером 50–100 мкм удаляют из кристалла путем шлифования (с точностью до нескольких микрон) и процедуру повторяют.

Толщина слоя, удаляемого точным шлифованием и полировкой, устанавливается для каждого конкретного набора наблюдаемых треков. После каждого этапа травления измеряются геометрические параметры (длина и диаметр) разработанных травленных треков на данном этапе обработки.

Регистрация данных протравленных сегментов треков в разных слоях позволяет нам восстановить полную длину треков во всех обработанных слоях (рис. 39). Такая реконструкция требует точного определения координат концов треков и углов наклона относительно травленной поверхности. Чтобы произвести эту реконструкцию, применяется автоматизированный микроскоп ПАВИКОМ.

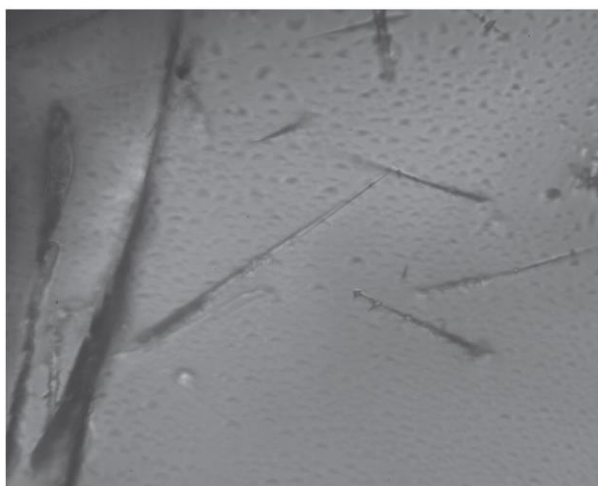
Поиск треков тяжелых и сверхтяжелых заряженных частиц КЛ в значительной степени зависит от способности идентифицировать отдельные треки частиц и отделять их от фона, а также от точности данных геометрии треков в плоскости (x, y) и вдоль нее - глубина (z) кристалла. Координаты (x, y, z) протравленных треков анализируются на ПАВИКОМ (Полностью автоматизированный измерительный комплекс) [106-108] - многофункциональном высокотехнологичном автоматизированном микроскопе, созданным для обработки данных, полученных на различных типах твердотельных трековых детекторов.

Программное обеспечение идентифицирует протравленные треки, потому что они появляются как темные объекты в прозрачном кристалле оливина [59]. В полностью автоматизированном процессе ПАВИКОМ определяет координаты сегментов трека и угол наклона трека относительно поверхности кристалла, таким образом восстанавливая полную длину трека во всех обработанных слоях.

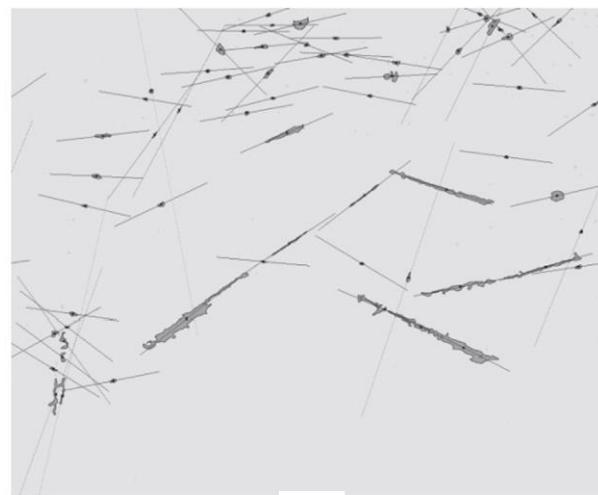
Скорость сканирования этой системы оливинов составляет около 20–80 $\text{см}^2/\text{ч}^{-1}$. Математическая обработка оцифрованных изображений выполняется с использованием библиотеки программ на C ++. Проблема, связанная с автоматизированной обработкой, заключается в изменении оптических свойств протравленных треков на разных глубинах обзора. Рядом с поверхностью кристалла протравленный трек довольно темный и имеет четкие и острые края. Однако при углублении треки становятся все более бледными и размытыми, и становится трудно отличить их от фоновых элементов. Чтобы надежно определять параметры треков глубоко в

кристалле, некоторые параметры в программе анализа адаптируются к глубине кристалла путем автоматического изменения, например фильтров или геометрических параметров травленных треков.

Для обработки данных также принимается во внимание, что протравленные треки представляют собой открытые каналы или полости с неровными стенками. Изображение вытравленного трека часто выглядит как серия темных, светлых и очень светлых пятен. В частности, изображение треков под небольшим углом падения ядра относительно поверхности кристалла подвергается наибольшим искажениям из-за оптических эффектов. В результате эти изображения, разбросанные на отдельные кластеры, имеют сегменты вытянутой формы с направлением оси, близким к направлению оси дорожки. При реконструкции трека эти особенности учитываются путем расширения оси вытянутого кластера и рассмотрения других кластеров вблизи этой оси (рисунок 46).



а



б

Рис. 46. Оптическое микроскопическое изображение ($300 \text{ мкм} \times 400 \text{ мкм}$) травленого кристалла оливина до (а) и после (б) обработки программой распознавания изображений PAVICOM. Линии обозначают оси треков.

Анализ треков в некоторых кристаллах оливина затруднен из-за многочисленных посторонних пятен от различных видов неоднородностей, микротрещин и оптических эффектов (отражение, преломление, фокусировка и т. д.). Чтобы уменьшить этот фон и повысить эффективность идентификации трека, программное обеспечение оснащено возможностью изолировать область изображения, где отношение сигнал шум является наиболее благоприятным. Точечные элементы отделены от истинных треков полным анализом по всей глубине кристалла: изображение реального трека смещается с глубиной в направлении траектории движения частиц, тогда как положения посторонних объектов остаются фиксированными на определенной глубине в кристалл. Этот дополнительный тест позволяет более эффективно выбирать и идентифицировать реальные треки.

4.5. Ошибки измерения длин треков ядер космических лучей

В эксперименте по регистрации и изучению треков тяжелых и сверхтяжелых ядер ПКИ в метеоритах идентификация зарядов ядер космических лучей основана на измерении длины и средней скорости травления треков, химически протравливаемых в кристаллах оливина.

Подготовленные к измерению кристаллы оливина помещаются в таблетку-держатель из эпоксидной смолы прямоугольной формы (размером 1×2 см). Поверхность таблетки с кристаллами полируется и подвергается химическому травлению. В результате травления треки ядер, образовавшиеся в кристаллах оливина, становятся видимыми под микроскопом и исследуются на измерительном комплексе ПАВИКОМ. Длины треков составляют от нескольких десятков до нескольких сотен микрон. Анализ геометрических форм треков привёл к распознаванию и измерению двух типов треков: «шприц» и «морковка» (рис.42).

С помощью авторской вычислительной программы Zeissguide на ПАВИКОМ создается файл данных, который содержит координаты (X,Y,Z) для каждой зафиксированной точки. Наведение, настройку и запись координат осуществляет оператор в полуавтоматическом режиме. Обработка

полученных координат для вычисления параметров треков выполняется отдельной программой расчета.

На рис 47 схематично показано расположение протравленного трека у поверхности кристалла. Длина измеренного в одном сеансе трека вычисляется по формуле:

$$R = [X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (kZ_{\Delta})^2]^{1/2} \quad (15)$$

где переменные $X_{\Delta}=X_{\text{кон}}-X_{\text{нач}}$, $Y_{\Delta}=Y_{\text{кон}}-Y_{\text{нач}}$, $Z_{\Delta}=Z_{\text{кон}}-Z_{\text{нач}}$ выражены через координаты начала и конца измеряемого участка трека, а $k = 1,7$ - коэффициент преломления оливина.

Угол падения ядра к поверхности кристалла определяется следующим образом:

$$\cos\theta = \frac{1.7Z_{\Delta}}{[X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{1/2}} = \frac{1.7Z_{\Delta}}{R} \quad (16)$$



Рис. 47. Схема расположения трека в кристалле.

Измерение координат точек проводится от начала координат, которое выставляет оператор в начальной стадии. За начало координат принимается центр метки, нанесенной специальной иглой на поверхность таблетки перед травлением (рис.48).

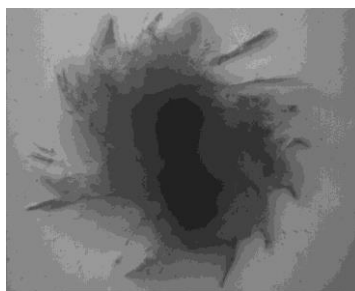


Рис. 48. Микрофотография метки начала координат. Размер кадра 280×220 мкм.

При дальнейших стадиях исследования поверхность кристаллов срезается на 8 – 50 мкм, шлифуется и снова травится. При этом часть треков исчезает, часть появляется, а некоторые треки переходят из срезанного одного слоя в другой. Поэтому встает задача корректной сшивки продолжающихся треков для правильного определения их длин.

Треки, переходящие из слоя в слой, были подразделены на три типа, как показано на рис.39. Тип 1 – трек пересекает один или несколько срезанных слоев. В этом случае длина трека складывается из участков R_i , протравленных в каждом удаленном слое, и участка $R_{ост}$, измеренного на последней стадии измерений после всех сошлифовок:

$$L_1 = \sum_{i=1}^N R_i + R_{ост}, \quad (17)$$

где $R_i = \frac{d_i}{\cos\theta_i}$ - участки трека, сошлифованные на N стадиях;

$R_{ост} = [X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{1/2}$ - остаточная длина трека после всех сошлифовок;

d_i – толщина удаленного при сошлифовке i -го слоя;

θ_i – угол трека к нормали на i -й стадии.

Тип 2 – трек находится под срезанным слоем.

В этом случае $L_2 = R_i = [X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{1/2}$ для координат на i -й стадии.

Тип 3 - трек частично пересекает срезанный слой.

$$L_3 = (d_i - \delta Z_3) / \cos \theta_i + R_{\text{ост}},$$

где $\delta Z_3 = |Z_{\text{нз}} - Z_{\text{п}}|$ ($Z_{\text{п}}$ от поверхности на 1-й стадии).

Поскольку для треков типа 3 восстановить δZ_3 сложно, а попадаются они очень редко, то их решено считать треками типа 1 или типа 2 в зависимости от состояния трека на текущей стадии. Скорость травления трека на i -й стадии определяется как отношение $R_{\text{ост}}$ к времени травления кристалла на этой стадии. Треки тяжелых ядер в кристаллах оливина протравливаются с поверхности кристалла поэтапно. Длинные треки первого типа наблюдаются на нескольких этапах (или стадиях) травления, и их полная длина вычисляется по формуле (17). Каждая из входящих в это соотношение величин определяется со своей ошибкой, в результате чего складывается полная ошибка определения длины трека:

$$L + \delta L = \sum_{i=1}^N \frac{(d_i + \delta d_i)}{(\cos \theta_i + \delta \cos \theta_i)} + (R_{\text{ост}} + \delta R_{\text{ост}}) = \sum_{i=1}^N (R_i + \delta R_i) + (R_{\text{ост}} + \delta R_{\text{ост}}). \quad (18)$$

Здесь $\delta(\cos \theta_i)$ и $\delta R_{\text{ост}}$ – ошибки косвенных измерений.

Прямыми измерениями в данном эксперименте являются только измерения координат X , Y , Z начала и конца трека, а также толщина сошлифованного слоя d_i , и ошибки косвенных измерений следует выразить через ошибки этих величин.

т. к. $R_i = \frac{d_i}{\cos \theta_i}$, то ошибка определения длины участка трека на i -й

стадии определяется как ошибка частного:

$$\delta R_i = \frac{(\cos \theta_i) \delta d_i + d_i \delta(\cos \theta_i)}{(\cos \theta_i)^2}. \quad (19)$$

В свою очередь,

$$\cos \theta_i = \frac{1.7 Z_{\Delta}}{[X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7 Z_{\Delta})^2]^{1/2}} \quad (20)$$

также является результатом косвенных измерений, и выражается через данные прямых измерений X_{Δ} , Y_{Δ} , Z_{Δ} .

Обозначим функцию $\cos\theta$ через C .

Тогда для максимальной ошибки величины $\cos\theta$ имеем:

$$\delta(\cos\theta) = \left| \frac{\partial C}{\partial X_{\Delta}} \right| \delta(X_{\Delta}) + \left| \frac{\partial C}{\partial Y_{\Delta}} \right| \delta(Y_{\Delta}) + \left| \frac{\partial C}{\partial Z_{\Delta}} \right| \delta(Z_{\Delta}).$$

После дифференцирования выражения (21) соответствующие коэффициенты имеют вид:

$$\left| \frac{\partial C}{\partial X_{\Delta}} \right| = \frac{1.7|X_{\Delta}Z_{\Delta}|}{[X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{3/2}},$$

$$\left| \frac{\partial C}{\partial Y_{\Delta}} \right| = \frac{1.7|Y_{\Delta}Z_{\Delta}|}{[X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{3/2}},$$

$$\left| \frac{\partial C}{\partial Z_{\Delta}} \right| = \frac{1.7(X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2)}{[X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{3/2}}.$$

Аналогично получаем коэффициенты для определения ошибки $\delta R_{\text{ост}}$:

$$R_{\text{ост}} = [X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{1/2},$$

$$\delta R_{\text{ост}} = \left| \frac{\partial R_{\text{ост}}}{\partial(X_{\Delta})} \right| \delta(X_{\Delta}) + \left| \frac{\partial R_{\text{ост}}}{\partial(Y_{\Delta})} \right| \delta(Y_{\Delta}) + \left| \frac{\partial R_{\text{ост}}}{\partial(Z_{\Delta})} \right| \delta(Z_{\Delta}), \quad \text{где} \quad (21)$$

$$\left| \frac{\partial R}{\partial(X_{\Delta})} \right| = \frac{X_{\Delta}}{[X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{1/2}},$$

$$\left| \frac{\partial R}{\partial(Y_{\Delta})} \right| = \frac{Y_{\Delta}}{[X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{1/2}},$$

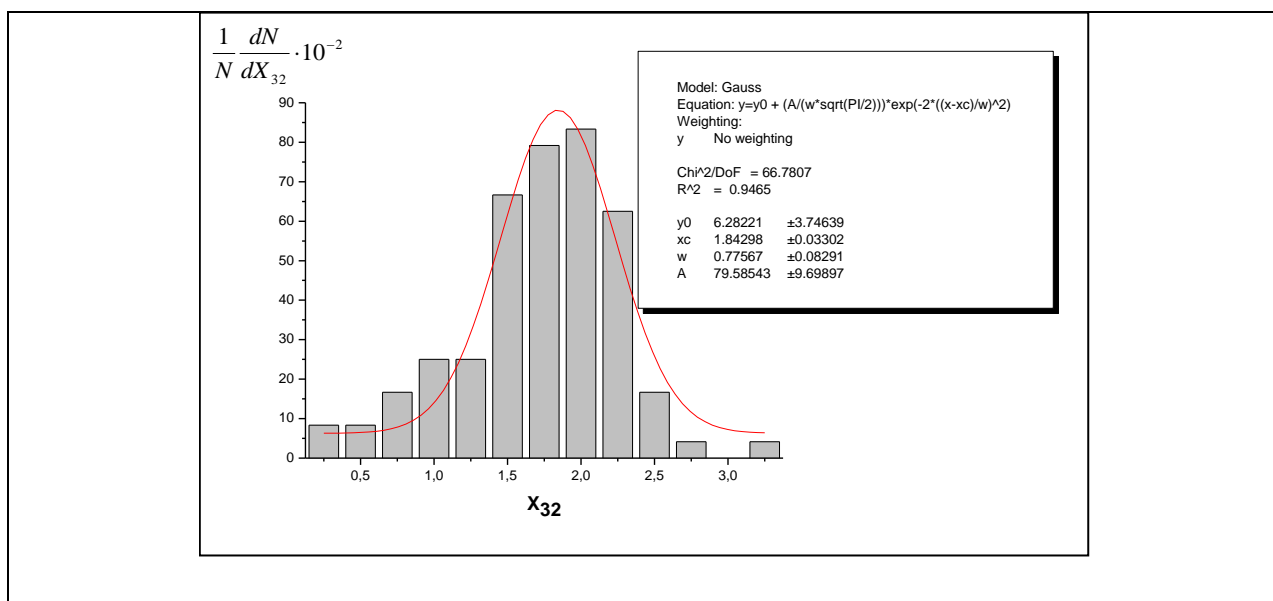
$$\left| \frac{\partial R}{\partial(Z_{\Delta})} \right| = \frac{(1.7)^2 Z_{\Delta}}{[X_{\Delta}^2 + Y_{\Delta}^2 + (1.7Z_{\Delta})^2]^{1/2}}.$$

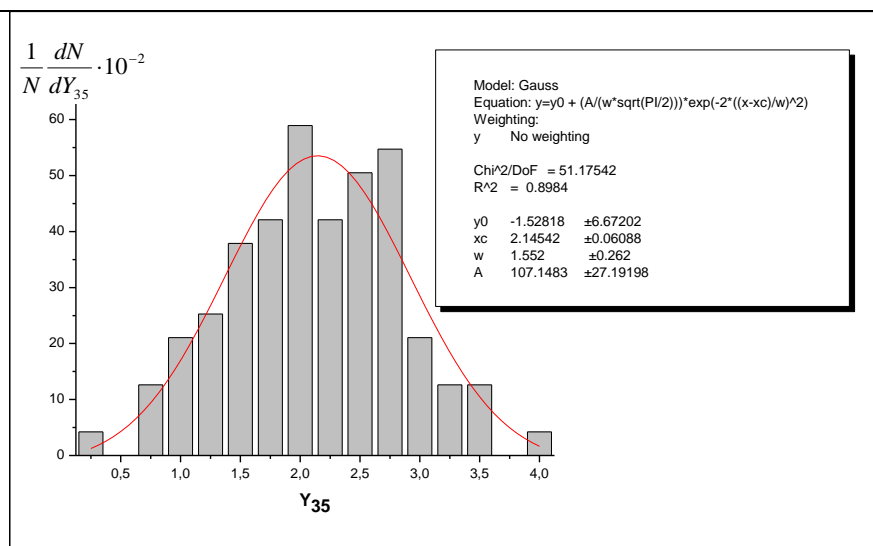
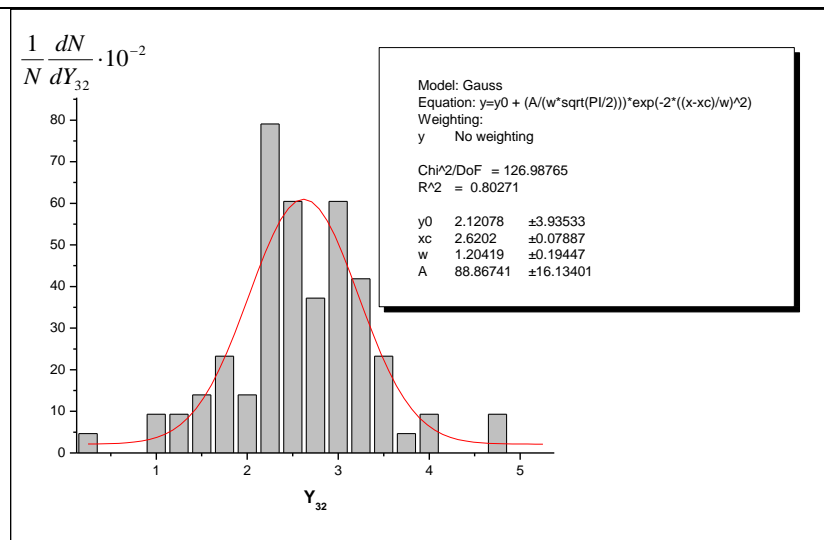
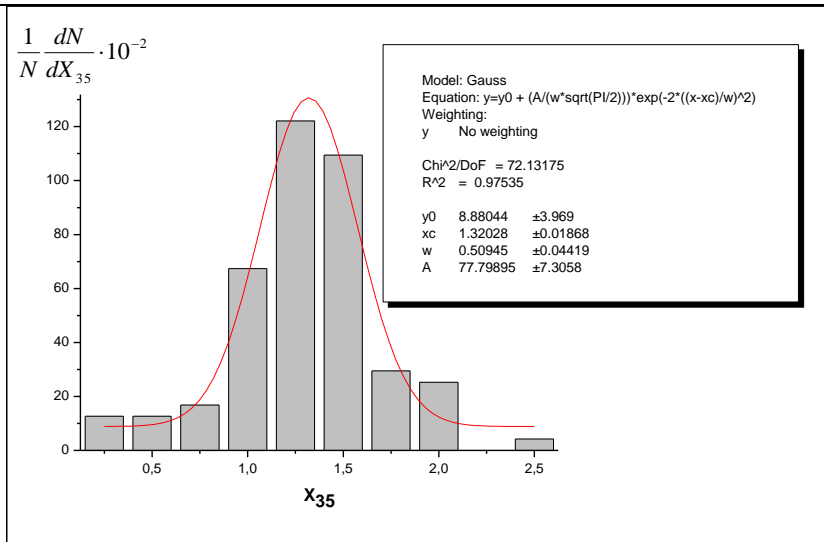
Таким образом, ошибка длины трека может быть полностью выражена через ошибки прямых измерений δX_{Δ} , δY_{Δ} , δZ_{Δ} .

4.5.1. Определение ошибок прямых измерений координат

Для определения погрешностей δX_{Δ} , δY_{Δ} , δZ_{Δ} на комплексе ПАВИКОМ была проведена серия измерений координат начала и конца травимого участка трека №7 t005c004s004. Серия включала по 96 измерений каждого конца трека, т.е. состояла из 192 измерений трехмерных координат.

Полученные данные представлены на рис.49 в виде экспериментальных распределений отдельно для начала и для конца трека, обозначенных в соответствии с рис.42 числами 32 и 35.





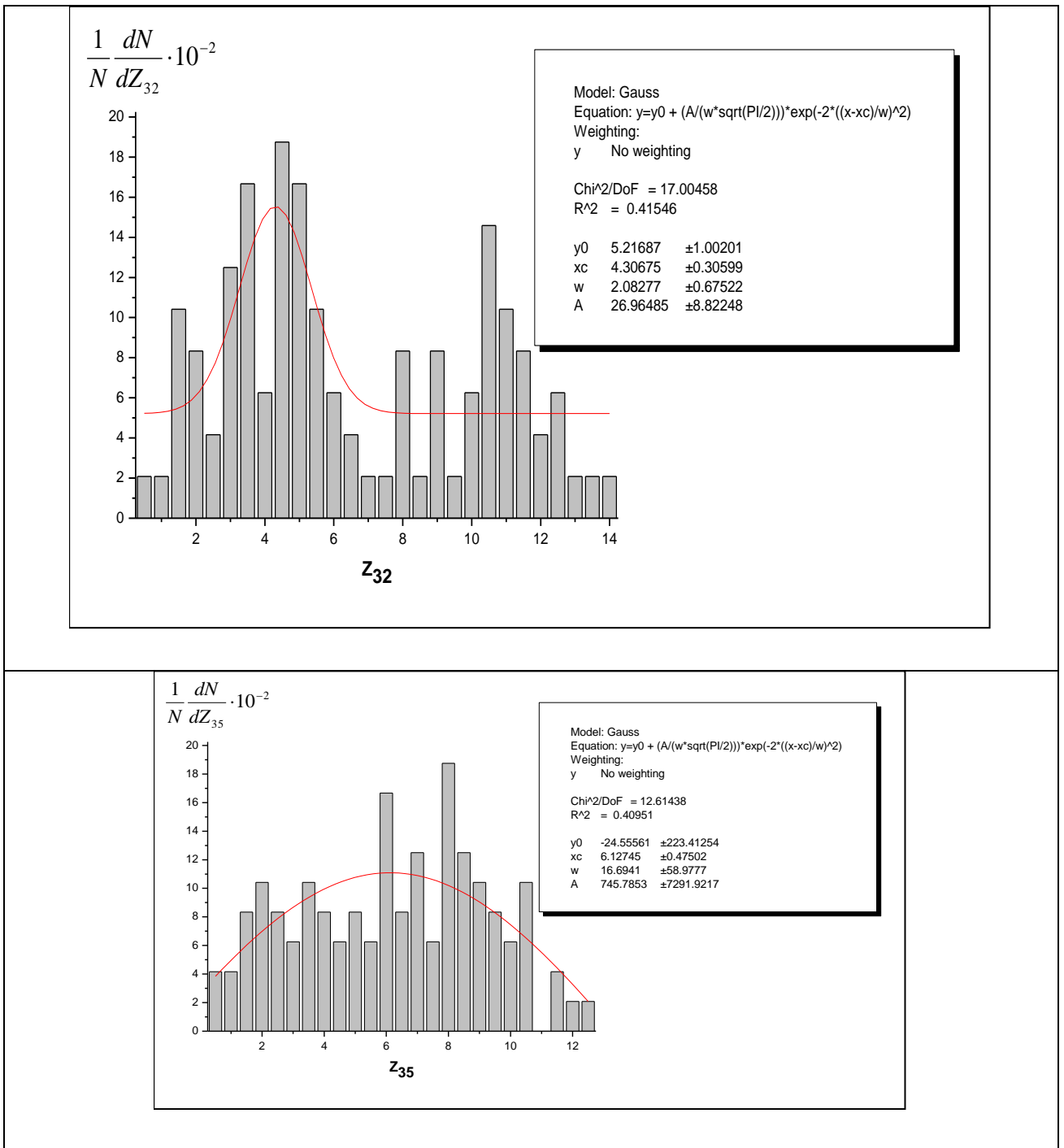
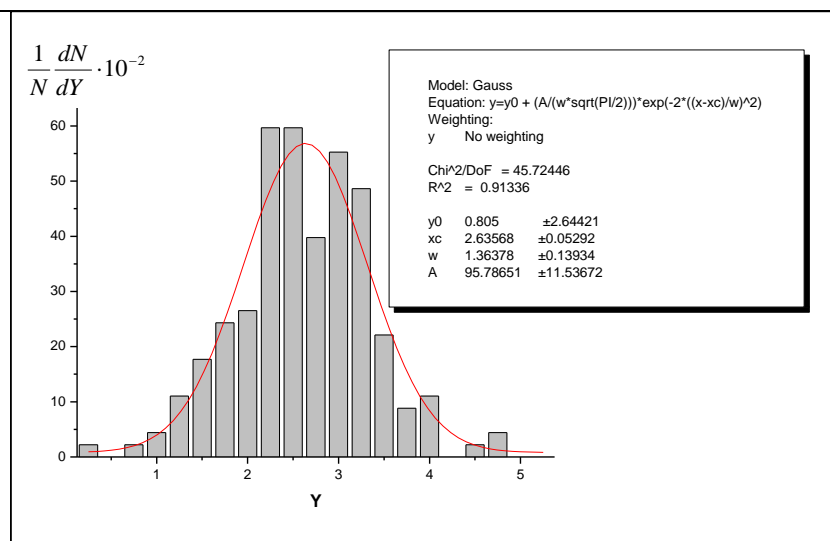
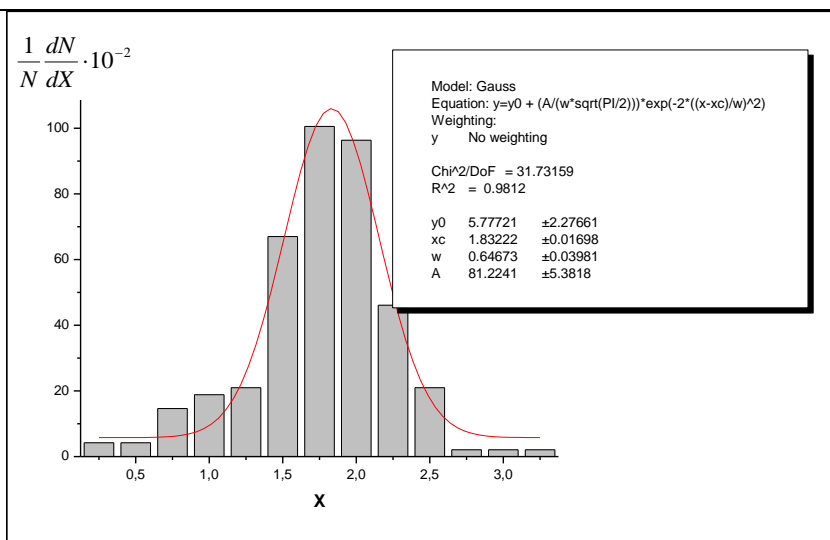


Рис. 49. Распределения измеренных координат начала и конца трека.

Поскольку в ходе массовых измерений треков ядер в кристалле оливина характерные точки распределены по глубине протравленного слоя случайным образом, делать различие между измерениями начала и конца трека представляется нецелесообразным. Поэтому были получены суммарные распределения (рис.50), где содержания гистограмм для начала и

конца трека были объединены. Так как абсолютные значения координат начала и конца трека, вообще говоря, не совпадают, суммирование гистограмм требует их совмещения по оси абсцисс. Совмещение гистограмм производилось таким образом, чтобы совпадали их средние значения.



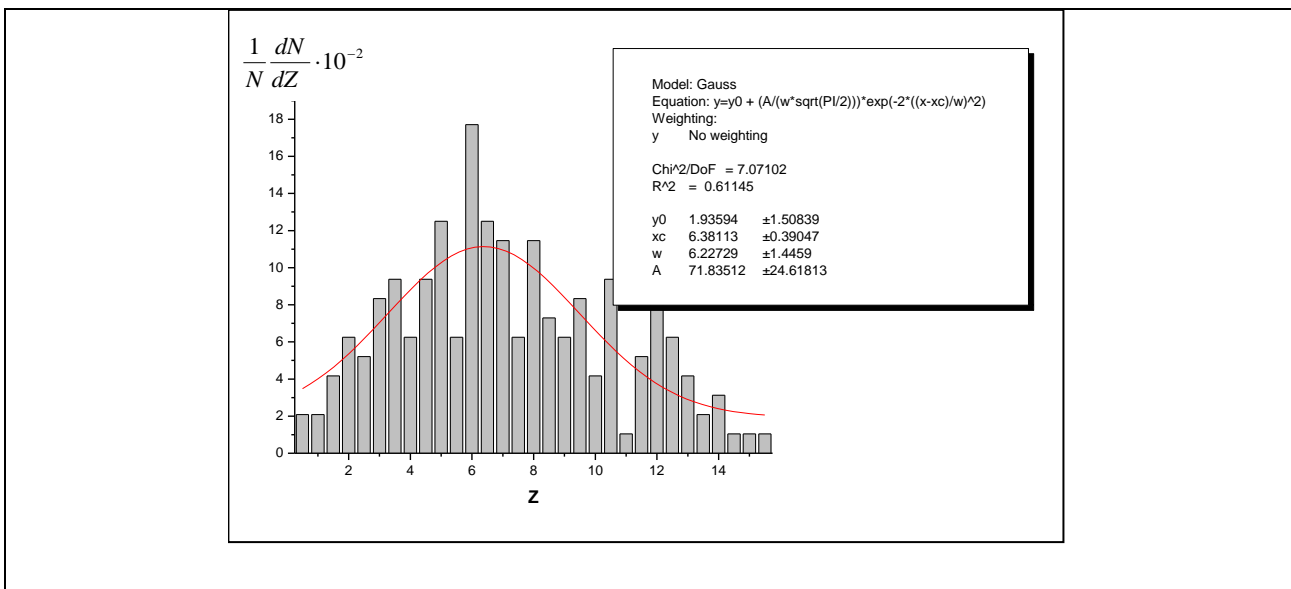


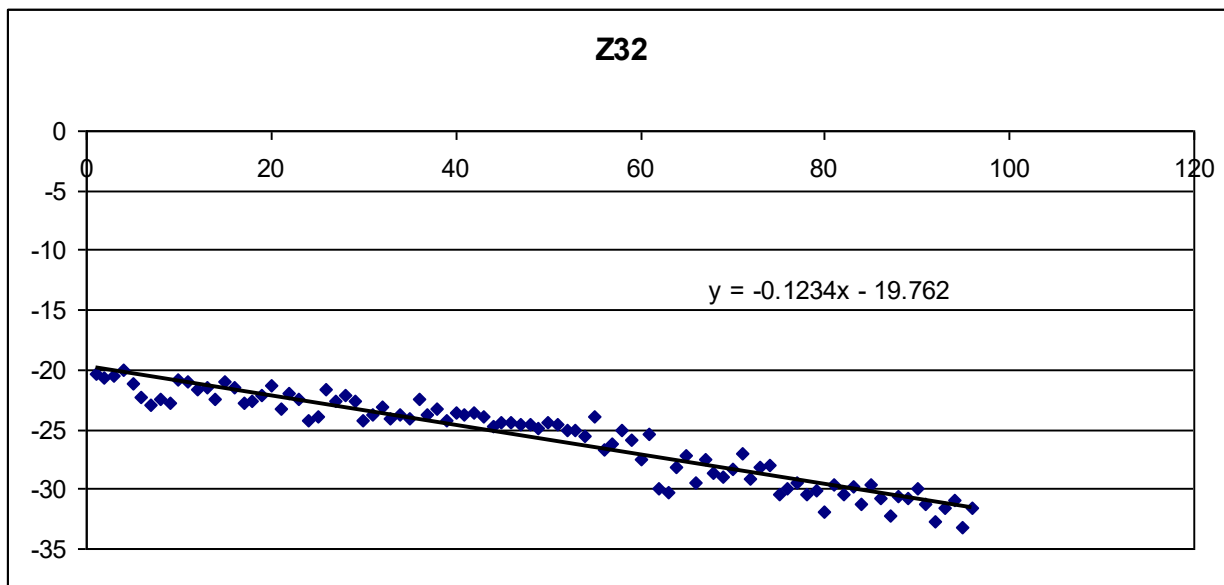
Рис. 50. Суммарные распределения измеренных координат концов трека.

Из представленных данных видно, что распределения измеренных координат X и Y хорошо аппроксимируются функцией Гаусса (погрешности составляют соответственно 2% и 5%), в то время как на распределение измеренных значений Z предположительно влияет некоторый системный фактор, в результате чего погрешность δZ становится наибольшей (~40%) и на порядок превышает погрешности δX и δY .

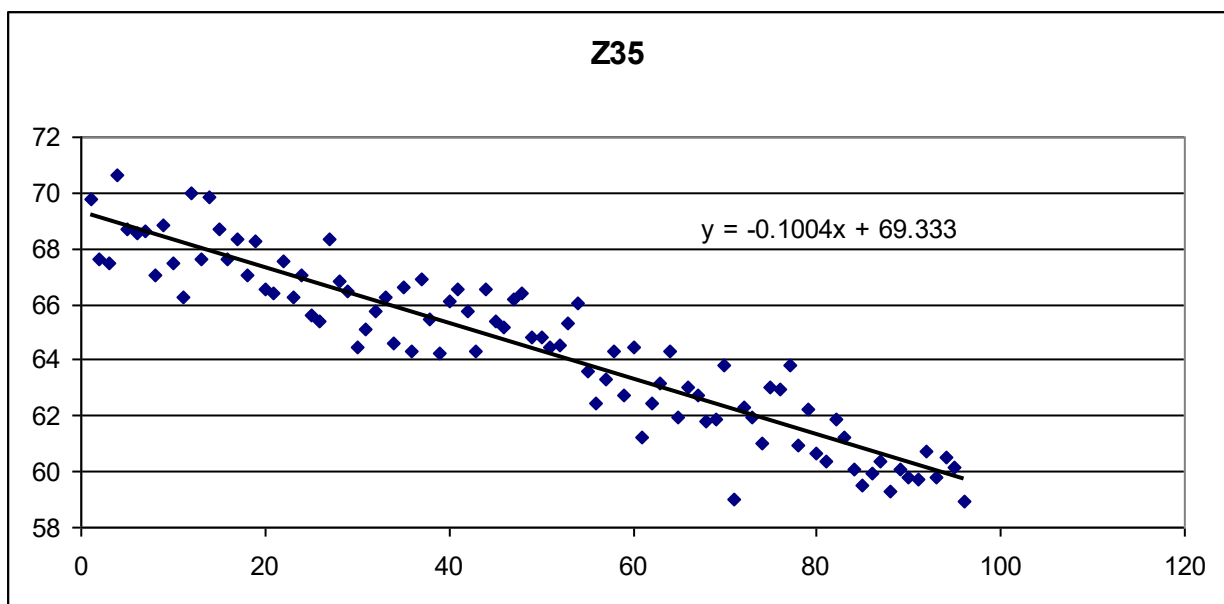
Предположив, что этим фактором является тепловое расширение кристалла в результате его нагревания лампой микроскопа в процессе измерений, можно, например, построить и проанализировать распределение разности между координатами начала и конца трека: $\Delta Z = |Z_{35} - Z_{32}|$. Полученное распределение покажет, происходит ли рост этой величины в зависимости от продолжительности измерений.

На практике были построены распределения значений измеренной координаты Z соответственно начала (рис.51а) и конца (рис.51б) трека от времени. Эти распределения, имеющие линейную зависимость от продолжительности сеанса измерений, показывают, что скорость температурного расширения кристалла постоянна. Это позволяет ввести

поправочные коэффициенты для координат Z_{32} и Z_{35} , и привести их к уровню «начала измерений».



а)



б)

Рис. 51. Изменение значений измеренной координаты Z в зависимости от продолжительности измерений.

В результате введения поправок распределения измеренных значений координат начала и конца трека Z_{32} и Z_{35} принимают вид, показанный на рис.52.

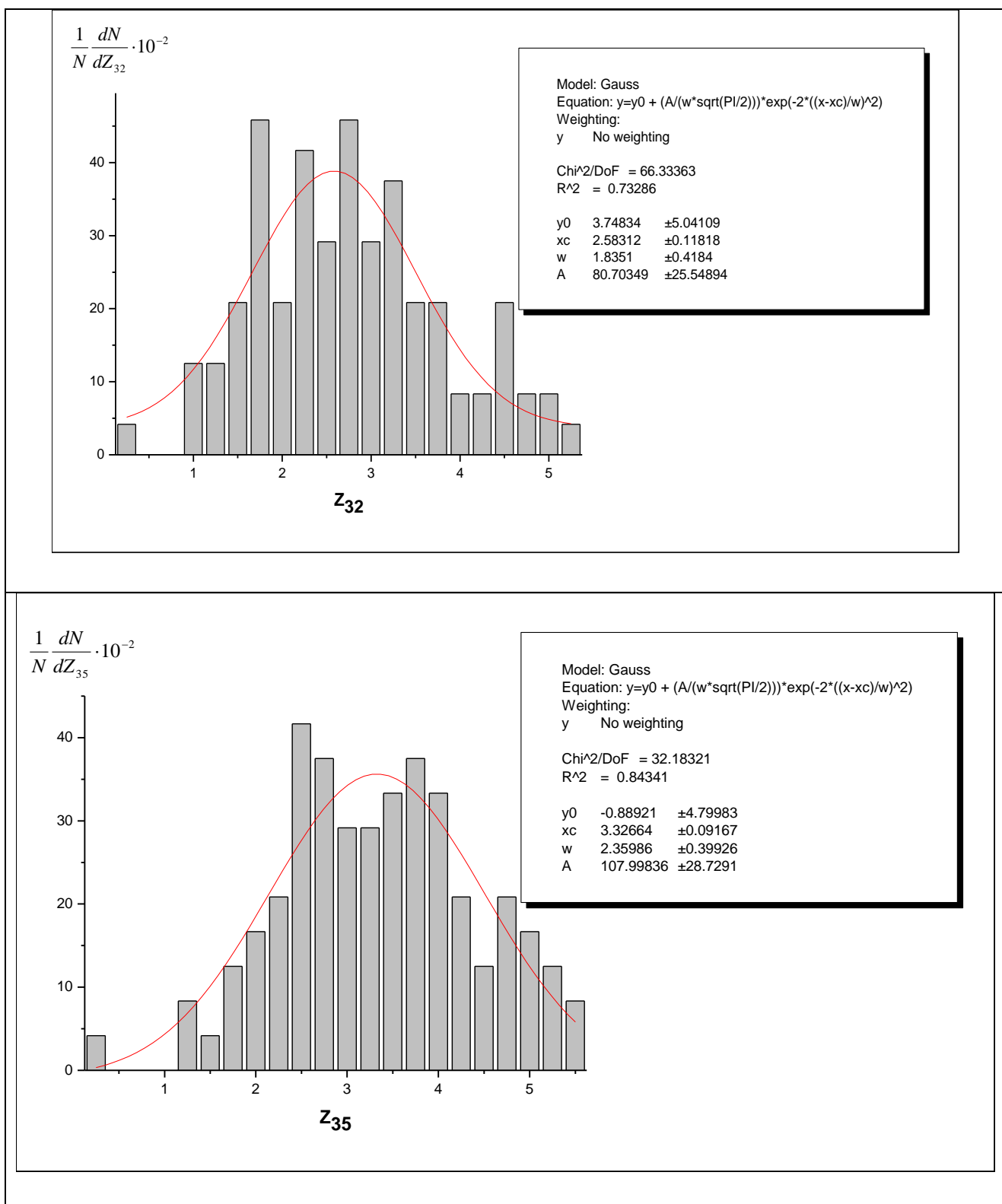


Рис. 52. Распределения измерений координаты Z начала и конца трека после введения поправок.

Полученное после введения поправок суммарное распределение для координаты Z хорошо описывается функцией Гаусса и дает значение относительной ошибки $\delta Z=8\%$ (рис. 53).

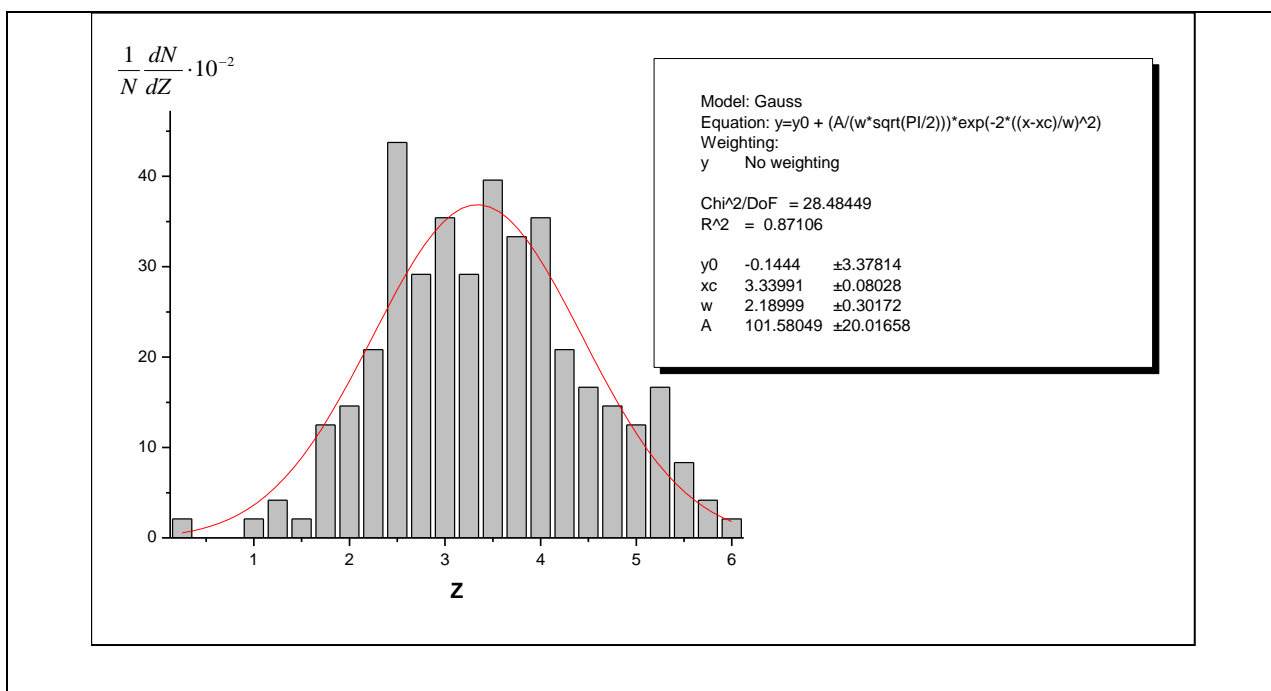


Рис. 53. Суммарное распределение измеренных значений координат Z после введения поправок.

Таким образом, на основе проведенного анализа можно принять, что относительные ошибки прямых измерений координат характерных точек треков составляют соответственно ± 0.02 для X , ± 0.05 для Y и ± 0.08 для Z .

4.5.2. Определение относительной ошибки длины трека

На основе оценок, полученных для δX_{Δ} , δY_{Δ} и δZ_{Δ} , были определены численные значения относительных ошибок длин восьми треков, измеренных на четырех стадиях сошлифовки таблетки t005 с кристаллами оливина метеорита Marjalahti. Выбирались треки, прошедшие наибольшее количество стадий сошлифовки кристалла, чтобы определить вклад каждой стадии в окончательную ошибку полной длины трека и оптимизировать количество стадий.

Также были определены параметры, дающие наибольший вклад в величину δL .

(На самом деле обработка t005 включала пять стадий, но третья стадия представляла собой «дотравленную» вторую стадию с сошлифовкой 8 микрон. Поэтому при расчете ошибок эти стадии были объединены с учетом ошибок δd_i для всех сошлифованных слоев.)

В таблице. 9 представлены значения относительных ошибок длин участков треков δR_i на каждой стадии измерений, а также полная ошибка δL длины каждого трека. Там же приведены средние значения косинусов угла трека к поверхности кристалла и значения $d_i \pm \delta d_i$ толщин сошлифованных слоев с ошибками.

Таблица. 9. Значения относительных ошибок длин участков трека и полной длины трека.

Номер трека	$\langle \cos\Theta \rangle$	δR_1	δR_{2+3}	δR_4	$\delta R_{5(\text{ост})}$	δL
t005c001(13)	0.642	0.164	0.267	0.115	0.125	0.671
t005c001(14)	0.834	0.100	0.170	0.110	0.142	0.522
t005c001(17)	0.632	0.215	0.279	0.082	0.106	0.681
t005c002(12)	0.757	0.126	0.190	0.120	0.135	0.571
t005c002(13)	0.561	0.212	0.298	0.100	0.122	0.727
t005c002(29)	0.762	0.112	0.189	0.053	0.125	0.479
t005c002(37)	0.814	0.123	0.194	0.037	0.136	0.490
t005c004(17)	0.775	0.124	0.194	0.062	0.139	0.519
$d_i \pm \delta d_i$		$46 \pm 3 \text{ мкм}$ (6.5%)	$46 \pm 6 \text{ мкм}$ (13%)	$50 \pm 1 \text{ мкм}$ (2%)		

Значения δR_1 , δR_{2+3} и δR_4 определяются по формуле (19), а $\delta R_{5(\text{ост})}$ – по формуле (21).

Относительная ошибка косинуса угла $\delta(\cos\theta)$ очень мала и составляет десятые доли процента. Основной вклад в значение δR_i на сошлифованных участках трека дает ошибка толщины сошлифованного слоя δd_i , что хорошо видно при сравнении ошибок δR_{2+3} и δR_4 . При $\delta d=13\%$ ошибка δR на соответствующей стадии достигает 30%, а при $\delta d=2\%$ не превышает 10%.

Это означает, что при хорошей точности шлифовки кристалла ошибка определения длины сошлифованного участка трека δR_i составит менее 10%.

Величина ошибки измеряемого участка трека зависит от значения косинуса угла наклона трека к поверхности кристалла, или от длины протравленного участка. Чем ближе угол к нормали, тем меньше ошибка. Значение $\delta R_{5(\text{ост})}$ ошибки длины участка трека, оставшегося после всех сошлифовок, для диапазона углов рассмотренных треков не превышает 15%. Этим значением, по-видимому, можно руководствоваться, говоря об относительной ошибке длины трека, наблюдаемого только на одной стадии измерений, что относится к подавляющей доле статистики.

Поскольку значения ошибок всех участков продляемого трека складываются, то после прохождения пяти стадий измерений ошибка полной длины трека достигла, как показали расчеты, от 50% до 70%. Из этого можно сделать вывод, что дальнейшее увеличение числа стадий нецелесообразно, поскольку ведет к катастрофической потере точности измерений.

4.6. Алгоритм определения толщины срезаемого слоя оливина при определении зарядов галактических ядер

В рамках проекта ОЛИМПИЯ [87] отдельные кристаллы извлекаются из метеорита и упаковываются в эпоксидную таблетку. В одной такой таблетке размером 2 см x 1 см x 0,5 см располагается от нескольких до 20 кристаллов. На рис. 54 приведена фотография одной из таких таблеток. Процедура обработки включает несколько этапов, на каждом из которых производится травление, поиск и обработка следов треков под микроскопом с последующим срезом слоя 50-100 мкм оливина. Затем процедура повторяется. Задачей исследования является построение зарядового распределения галактических сверхтяжёлых элементов ($Z > 50$) [87].

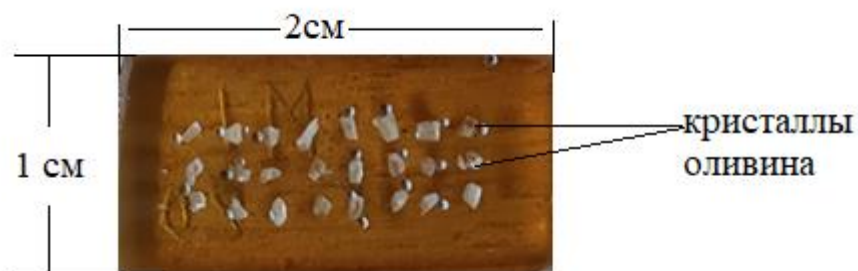


Рис. 54. Фотография эпоксидной таблетки с кристаллами оливина из метеоритов, используемой при исследовании галактических сверхтяжёлых ядер.

В процессе обработки появляется необходимость уточнения толщины срезанного слоя. Её величина участвует в алгоритме вычисления длины трека и в итоге влияет на оценку заряда ядра [109]. Полная толщина срезанного слоя складывается из двух частей. Одна из них - это основной срез оливина после травления и обработки на микроскопе при подготовке очередной стадии. Величина этого среза составляет 50-100 мкм в зависимости от результатов предыдущей стадии. Вторая часть среза связана с необходимостью после травления убрать сетку на поверхности протравленного кристалла, состоящую из многочисленных коротких треков ядер группы железа. Длина этих треков 10-15 мкм, а плотность порядка $10^6 - 10^7 \text{ см}^{-2}$. На рис. 55 приведен пример изображений такой сетки на микроскопе. Поскольку эти треки затрудняют распознавание и анализ треков тяжёлых ядер, после среза слоя кристаллов и их травления производится прецизионная шлифовка поверхности кристалла на глубину 15-20 мкм. В результате этой процедуры сетка ядер группы железа убирается.

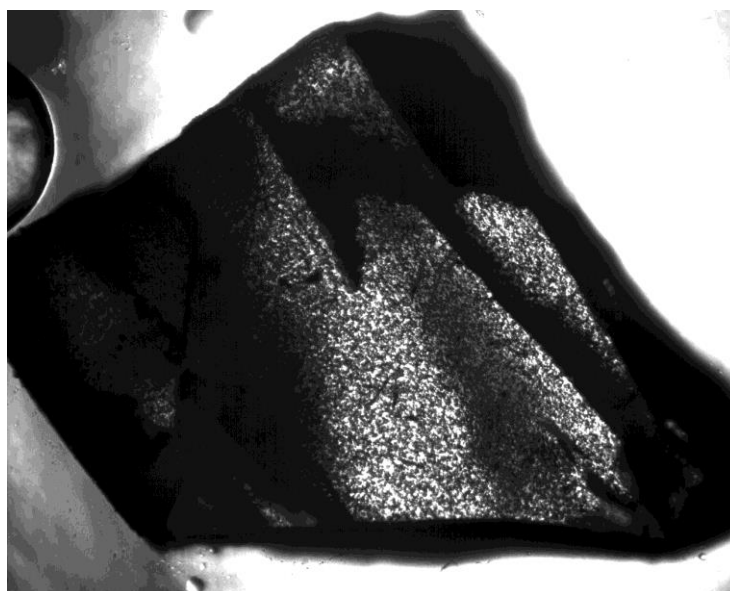


Рис. 55. Изображение сетки из коротких треков ядер группы железа. Размер изображения 1360×1090 мкм².

При поэтапной обработке треков тяжелых ядер часть треков, проходящих под достаточно большим углом к поверхности кристалла и имеющих достаточную энергию, обнаруживаются и на следующей стадии. В этом случае определение полной длины трека и заряда соответствующего ядра требует точного знания толщины среза. Эта величина контролируется при непосредственном проведении операций среза и шлифовки, но для проверки их точности необходим дополнительный контроль. Для осуществления такого контроля был разработан специальный алгоритм, суть которого заключается в следующем.

Изучаемые ядра имеют значительную массу и энергию, поэтому их траектории внутри оливина представляют собой прямую линию и на изображении микроскопа их протравленные каналы видны как небольшие отрезки разной длины и толщины, лежащие на этой прямой, – проекции протравленного канала на поверхность кристалла. На рис. 56 представлены изображения на микроскопе одного и того же кристалла из таблетки после первой (а) и второй (б) стадий. В этом кристалле были обнаружены три трека, которые появляются на обеих стадиях (обозначены цифрами 1, 2 и 3).

Аппаратура микроскопа позволяет с большой точностью измерить координаты X, Y и Z начала и конца протравленного канала в системе координат микроскопа.

Перед началом измерений на изображении кристаллов производится задание начала системы координат микроскопа. Поскольку довольно толстый слой оливина срезается, на кристаллах, как правило, отсутствуют какие-либо метки (пятна, царапины и т.п.), способные связать системы координат микроскопа и кристалла на разных стадиях.

При переходе к следующей стадии обработки часть ядер, чьи глубины проникновения в кристалл были больше толщины среза, появляются на следующей стадии. Новые следы расположены на тех же прямых, но их проекции сдвинуты по сравнению с проекциями на предыдущей стадии. Величина смещения связана с толщиной среза и углом к поверхности кристалла, под которым проходит трек. Этот угол может быть вычислен по координатам начала и конца трека, однако величина смещения должна быть вычислена путём сравнения изображений следов трека, полученных на двух стадиях. К сожалению, как уже говорилось, у этих двух изображений нет единой системы координат. Отсутствует и возможность совместить их, используя характерные особенности на поверхности (пятна, царапины и т.п.), по которым можно было бы связать изображения, т.к. они исчезают после среза. Однако поскольку протравленные каналы имеют относительно большую длину по сравнению с шириной, их ось, т.е. направление трека, может быть хорошо определена. Траектория частицы одна и та же на первой и второй стадиях. Поэтому можно совместить проекции направлений треков, однако абсолютная привязка проекций каналов друг к другу вдоль трека даже в этом случае не может быть произведена, поскольку нет совмещения системы координат кристалла на его изображениях на разных стадиях. Требуется какие-то другие элементы, которые могли бы привести к такому совмещению.

В качестве таких элементов можно использовать неподвижные точки на поверхности кристалла, которые в системе координат кристалла не меняют своих координат X и Y даже после среза слоёв в 50 и более мкм. Такими неподвижными точками, например, являются точки пересечения проекций траекторий ядер на поверхности кристалла, поскольку эти поверхности на разных стадиях параллельны. Таким образом, найдя точку пересечения двух траекторий, появляющихся на разных стадиях, можно получить вектор смещения между координатными системами (X, Y) кристалла на разных стадиях. В этом случае сравнение координат (X, Y) точек входа ядра в кристалл на разных стадиях даёт точную величину смещения трека. Поскольку величина угла, под которым ядро входит в кристалл, известна, можно рассчитать толщину срезанного слоя, приведшую к такому смещению.

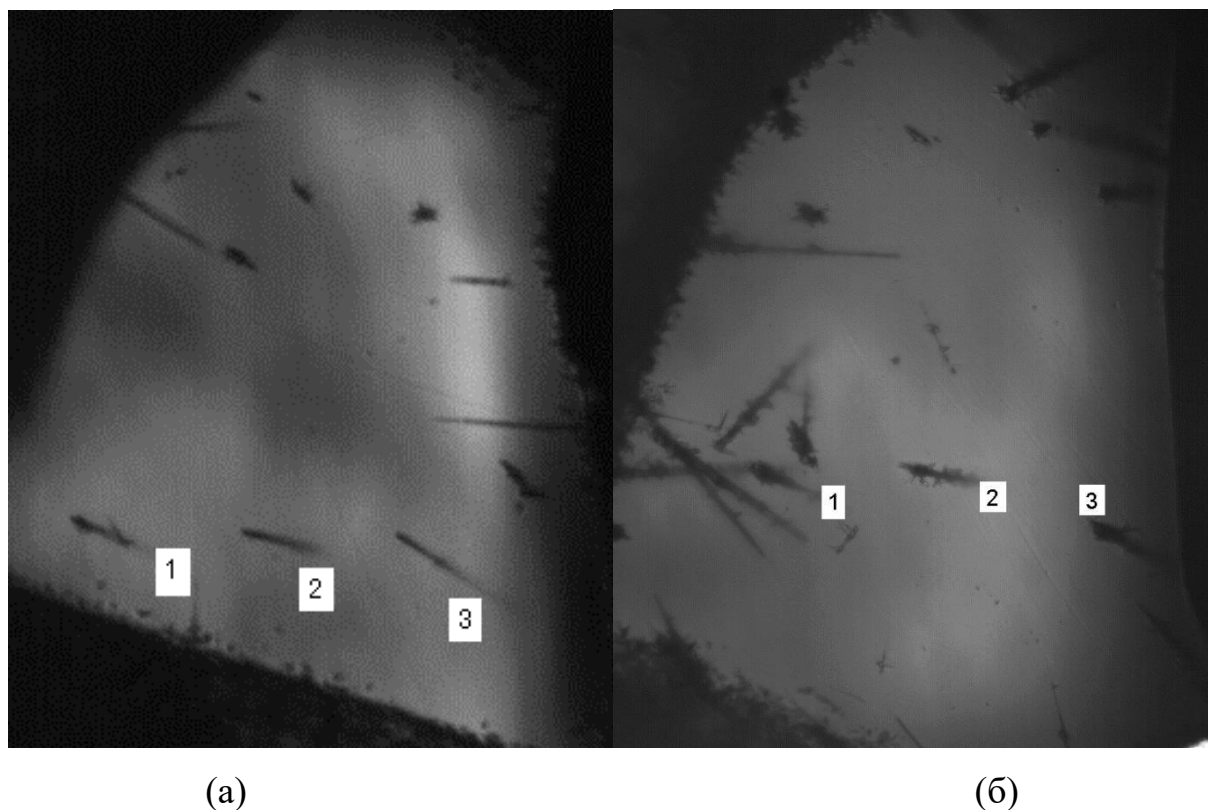


Рис. 56. Изображения одного и того же кристалла после первой (а) и второй (б) стадий травления. Цифрами обозначены треки, имеющие продолжение на второй стадии.

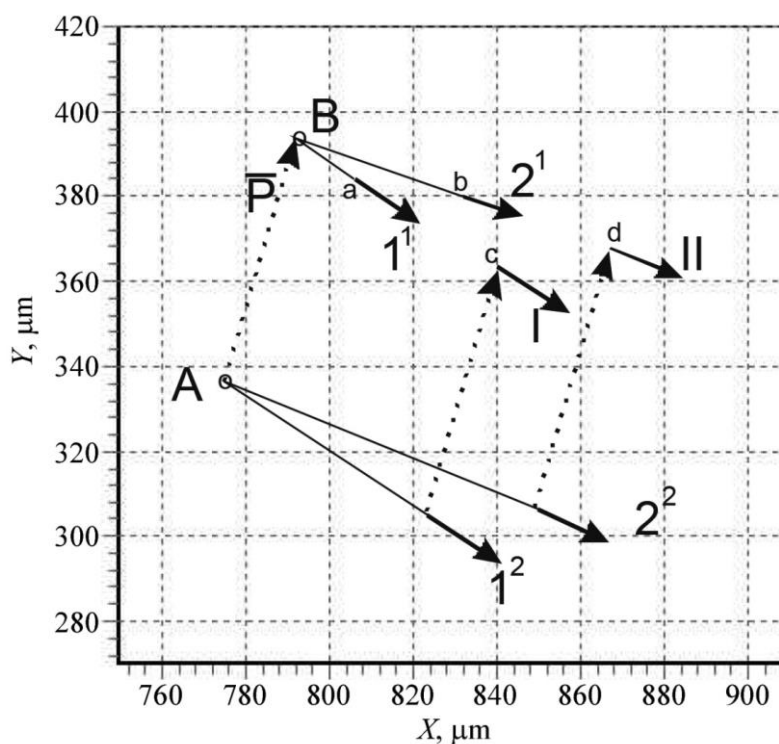


Рис. 57. Схематичное изображение положения треков 1 и 2, приведённых на рис. 56, в координатной системе микроскопа.

Для демонстрации возможностей указанной процедуры использовались треки 1 и 2, приведенные на рисунке 56. На рис. 57 в системе координат микроскопа стрелками схематично изображены положения этих двух треков, которые появляются на первой (вектора 1^1 и 2^1) и второй (вектора 1^2 и 2^2) стадиях обработки, а также продолжения траекторий каждого из треков до их пересечения. Длины стрелок соответствуют длинам измеренных каналов. Точками А и В обозначены точки пересечения траекторий. Пунктирный вектор \vec{P} , соединяющий эти точки, показывает вектор смещения координатных систем кристалла на первой и второй стадиях в координатной системе микроскопа. Используя этот вектор, можно объединить треки в единой координатной системе кристалла. Так, на рис. 57 вектора 1^1 и 2^1 перемещены в положения I и II, соответственно. Точки входа ядер в кристалл расположены на поверхности кристалла. На рис. 57 им соответствуют начала стрелок, так, что точки а и б лежат на поверхности кристалла на первой стадии, точки с и d на второй. Рис. 57 это проекция треков на плоскость XY.

Толщина срезанного слоя равна расстоянию между поверхностями кристалла по оси Z , т.е. в данном случае разности координат Z начала треков на первой и второй стадиях. Эта величина может быть найдена по формулам $Z_{ac} = L_{ac} \cdot \text{tg}(\alpha)$, $Z_{bd} = L_{bd} \cdot \text{tg}(\alpha)$, где L_{ij} – расстояние между точками i и j на рис. 4, Z_{ij} – соответствующие расстояния по Z , α - угол между треком и поверхностью кристалла.

Расчёты, проведённые для треков 1 и 2, дают для величины Z значения $Z_{ac} = 48,6$ мкм $Z_{bd} = 47,3$ мкм при номинальном значении толщины 50 мкм. Если учесть третий трек на этом кристалле, а также треки, имеющие продолжение, на других кристаллах этой таблетки, получим оценку толщины среза $Z = 49,6 \pm 0,5$ мкм.

Таким образом, рассмотренный механизм работает с хорошей точностью и может быть использован для контроля операций среза при поиске следов галактических ядер в оливинах из метеоритов.

Кроме задачи уточнения толщины среза рассмотренная процедура даёт возможность предотвращения ошибок при проведении процедуры среза и шлифовки. Так проверка толщины в одной из таблеток показала результат $Z=16$ мкм, что совершенно не соответствовало ожидаемой величине 55 мкм. Более тщательная проверка показала, была проведена процедура шлифовки, а этап основного среза был пропущен. Таким образом удалось избежать получения завышенных значений зарядов ядер.

4.7. Калибровочные эксперименты

Используя вышеупомянутые параметры (L и V_{etch}) заряды ядер Z могут быть однозначно определены только тогда, когда из калибровочных экспериментов определяется зависимость ($Z - V_{etch} - L$).

Серия таких калибровочных облучений проводилась нами на ускорителях UNILAC и SIS (Центр исследований тяжелых ионов им. Г.С. Гельмгольца, Дармштадт, Германия) с ионами Kr, Xe, Au, Bi и U, а также на

ускорительном комплексе Института современной физики (Ланьчжоу, Китай) с ионами Вi.

Кампания по калибровке включала облучение кристаллов оливина из палласитов Marjalahti и Eagle Station, а также земных образцов оливинов с ионами Kr, Xe, Au, Bi и U с $11,1 \text{ МэВ нуклон}^{-1}$ и $150 \text{ МэВ нуклон}^{-1}$ (для U ионы) и Bi с энергиями 2,5, 4,5 и 9,4 МэВ нуклон^{-1} . Облучения проводились под углами падения 90° и 45° к нормали к поверхности образца, при этом флюенс варьировался между 10^5 и $10^{12} \text{ ион см}^{-2}$. Для урана также использовались данные, полученные Perron & Maury (1986)[101].

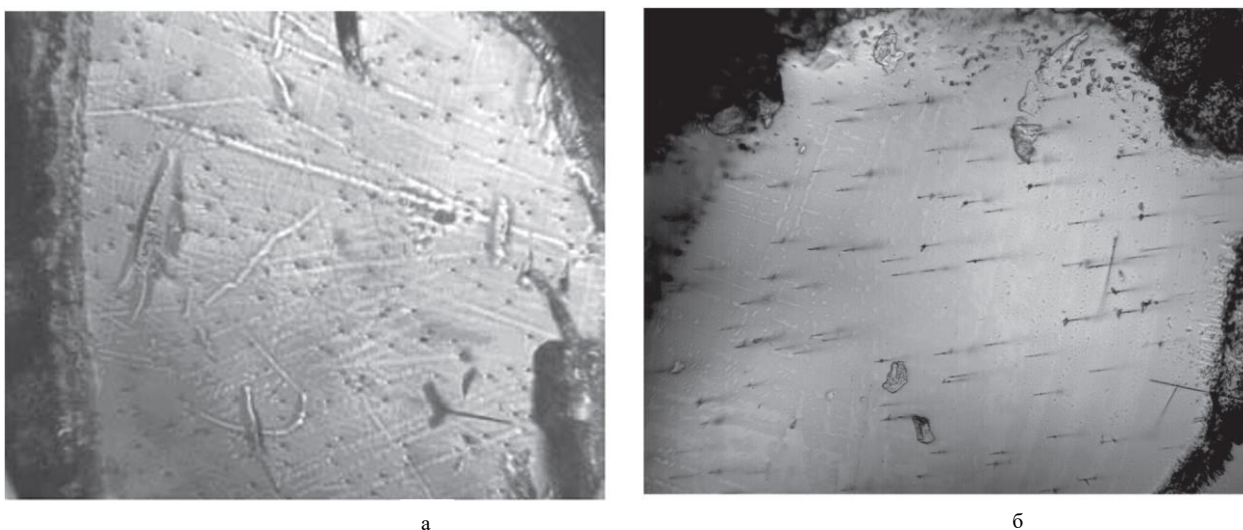


Рис. 58. Оптическая микрофотография ($\sim 500 \times 700 \text{ мкм}^2$) оливина с протравленными треками из (а) ионов Xe 11,1 МэВ/А (измеренная длина по калибровочным облучениям $67 \pm 6 \text{ мкм}$; расчетная, в соответствии с SRIM-2008 - $75 \pm 5 \text{ мкм}$); (б) ионы U с энергией 150 МэВ/А (измеренные длины, $91 \pm 5 \text{ мкм}$; в соответствии с SRIM-2008, $89 \pm 5 \text{ мкм}$).

На рисунке 58 представлены оптические микрофотографии кристаллов оливина, содержащих различные почти параллельные треки от ускоренных ядер. Плотность зарегистрированных треков варьируется от 30 до 80 треков на кристалл. В качестве примера, некоторые из результатов калибровки представлены в Таблице 10 и на Рисунке 59. Большинство наших результатов

находятся в хорошем согласии в пределах ошибок с расчетами SRIM-2008. Согласие результатов при энергиях 2,5 и 4,3 МэВ/А хуже, что может быть связано с более широкой формой спектра после замедления частицы до желаемой энергии.

Таблица 10. Результаты калибровочных экспериментов проекта ОЛИМПИА.

Results of the Calibration Experiments

Projectile	Beam Energy (MeV nucleon ⁻¹)	Etching Rate ($\mu\text{m h}^{-1}$)	Measured Track Length (μm)	Calculated Track Length (μm) (SRIM-2008)
Kr	11.1 ^a	0.5–1	71 ± 5	75
Xe	11.1 ^a	3–4	67 ± 6	≈75
Au	11.1 ^a	18 ± 3	69 ± 6	≈67
Bi	2.5 ^b	19.4 ± 4	26.6 ± 2.9	≈25
	4.3 ^b	19.2 ± 4	47.5 ± 1.1	≈40
	9.5 ^b	19.0 ± 4	56 ± 1.8	≈60
	11.1 ^a	18.8 ± 4	81 ± 4.8	≈80

Notes.

^a Irradiations in GSI, Darmstadt.

^b Irradiations in IMP, Lanzhou.

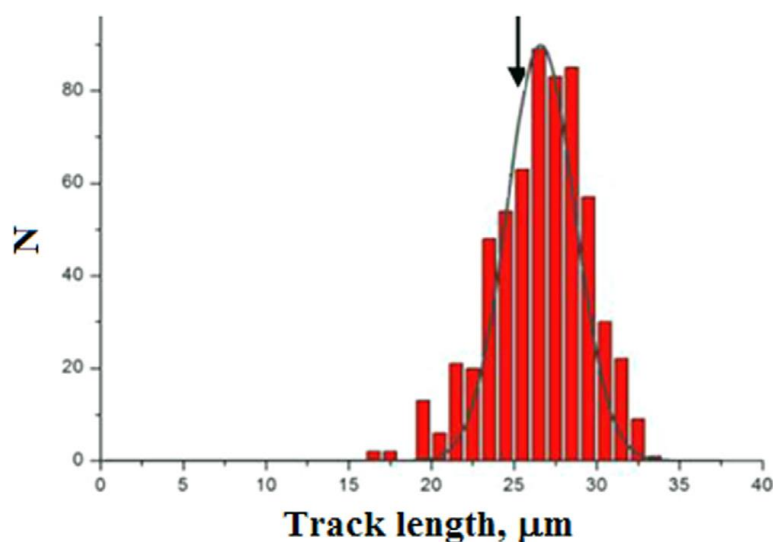


Рис. 59. Распределение длин треков для 605 протравленных в оливине треков ионов Bi с энергией 2,5 МэВ/А. Стрелка обозначает рассчитанную длину.

Измеренные экспериментально длины треков в облученных кристаллах оливина показывают хорошее согласие с соответствующими значениями, рассчитанными с использованием кода SRIM-2008 [94,110]. Основываясь на результатах калибровочных экспериментов, заряд ядер может быть нанесен на график как функция длин треков и скоростей травления треков, измеренных в экспериментах (рисунок 60).

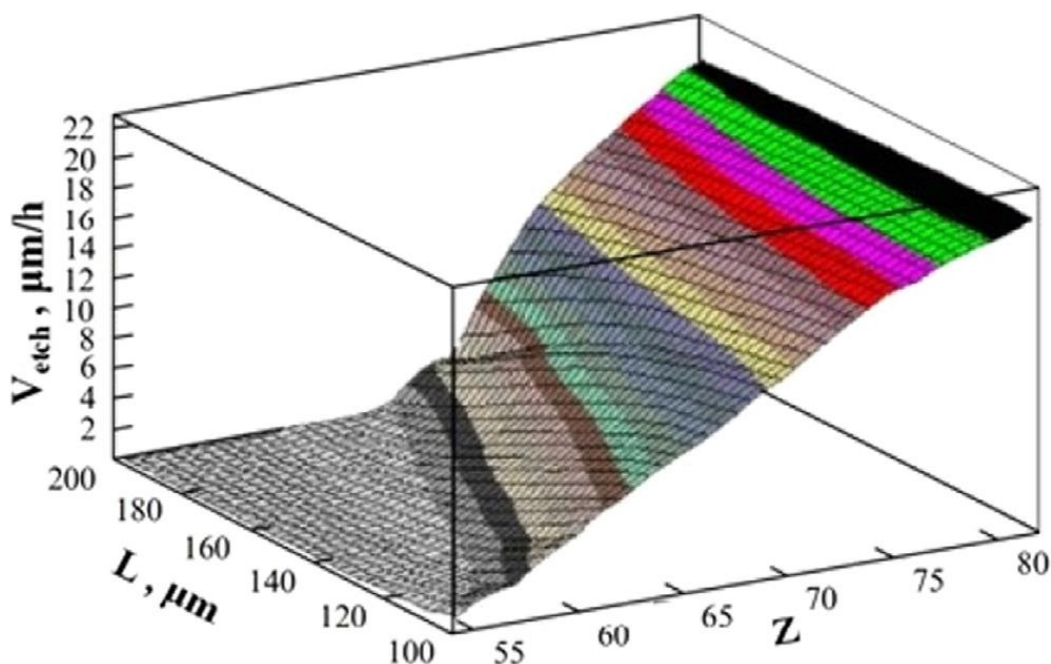


Рис. 60. Заряд Z падающего иона в зависимости от измеренной длины трека L и скорости травления трека V_{etch} . Эта зависимость была получена по данным из калибровочных экспериментов.

Точность определения заряда по этой методике составляет от ± 1 до ± 2 единиц заряда. В пределах диапазона зарядки $67 < Z < 93$ эта калибровочная поверхность может быть аппроксимирована с помощью пяти-параметрической функции, определяемой уравнением (22),

$$V_{etch}(Z, L) = \frac{A(Z) \cdot (1 + E(Z) \cdot L^2)}{1 + B(Z) \cdot \exp\left[\frac{L - C(Z)}{D(Z)}\right]} \quad (22)$$

Параметры подгонки A, B, C, D и E функции плавно зависят от заряда Z и были аппроксимированы линейной функцией с небольшим квадратичным членом. Это позволяет хорошо экстраполировать значения заряда на несколько единиц за пределами калибровочных экспериментов ($Z > 92$). На рисунках 61 и 62 представлены результаты калибровочных экспериментов и их подгонка по уравнению (22).

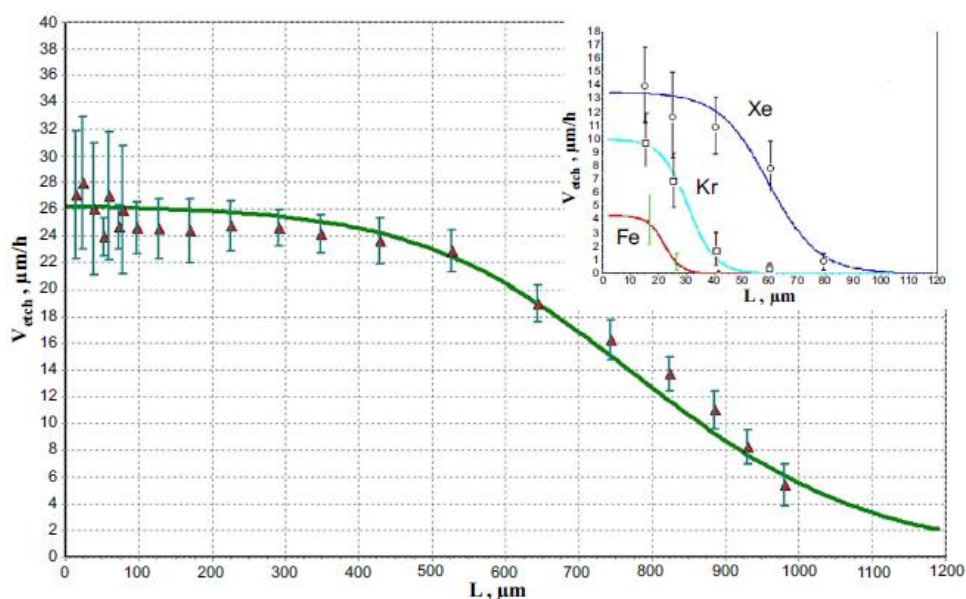


Рис. 61. Экспериментальная зависимость V_{etch} от длины трека L для ядер U с максимальной энергией $150 \text{ МэВ} / \text{нуклон}^{-1}$ в оливине, подогнанных по уравнению (22). Каждая точка экспериментальных данных соответствует определенной энергии ионов, которая может быть выведена из зависимости dE/dx от диапазона, например, с использованием SRIM. На вставленной фигуре представлена экспериментальная скорость травления трека ядра V_{etch} как функция длины трека для ионов Fe (1, треугольники), Kr (2, квадраты) и Xe (3, кружки), аппроксимируемых уравнением (22).

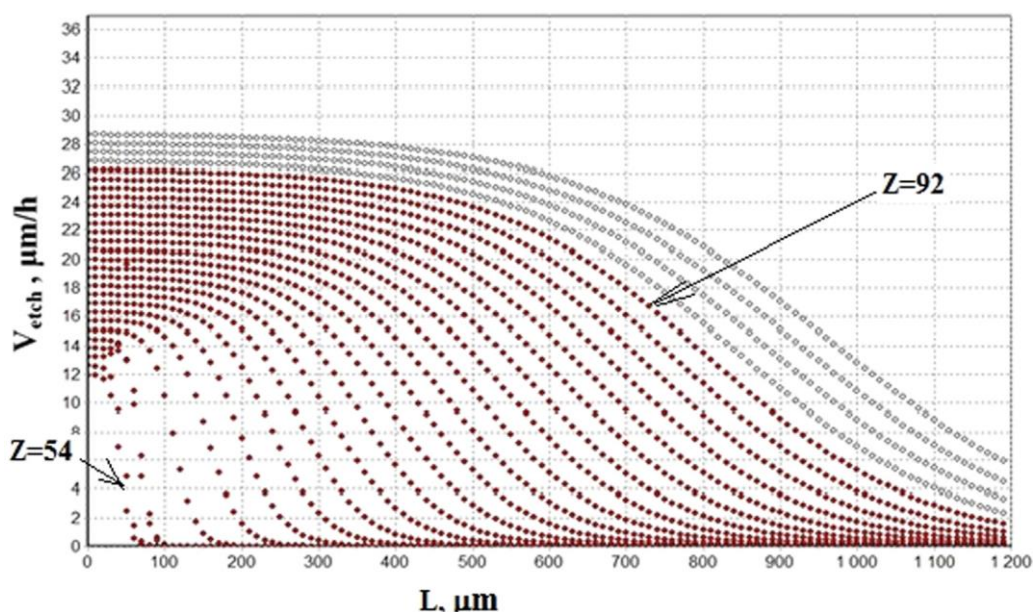


Рис. 62. Семейство кривых (Z , L), полученных на основе экспериментальных данных из калибровочных экспериментов с использованием уравнения (22) и экстраполяции подогнанных значений ко всем зарядам от $Z = 54$ до $Z = 92$ (заполнено кружками) и для более крупных зарядов от $Z = 94$ до $Z = 100$ (пустые кружки) (интервалы между кривыми составляют две единицы заряда). Недостаточные экспериментальные данные не позволяют распространить эту зависимость на всю поверхность $V(L, Z)$. Для $Z > 100$ используется другой метод.

4.8. Зарядовые распределения ядер космических лучей в метеоритах Marjalahti и Eagle Station.

Применение оригинального авторского метода послойного шлифования и травления в сочетании с системой автоматического обнаружения протравленных треков (ПАВИКОМ) позволило нам проанализировать большой набор экспериментальных данных о ядрах КЛ. В рамках проекта ОЛИМПИА было исследовано в общей сложности 853 кристалла метеоритного оливина. На основе метода определения заряда ядра, описанного в предыдущих разделах, данных о длине трека и скорости травления была получена экспериментальная база данных, включающая информацию о 26000 ядер КЛ с зарядами $Z > 40$. В числе обработанных ядер идентифицировано: в диапазоне $40 < Z < 50$ - 2771 ядер; в диапазоне $50 < Z <$

80 - 22617 ядер; в диапазоне $80 < Z < 92$ – 457 ядра; в диапазоне $92 < Z < 100$ – 6 ядер. Была сделана также оценка вероятности регистрации фоновых следов ядер урана. В соответствии с [110 содержание урана в наземных оливинах составляет $10^{-11} - 10^{-12}$ г / г, тогда как концентрация урана в окружающих минералах породы составляет около $10^{-7} - 10^{-9}$ г / г, и случайные спонтанные или индуцированные следы деления в оливине метеорита оценивались при том же уровне содержания урана ($10^{-11} - 10^{-12}$ г / г).

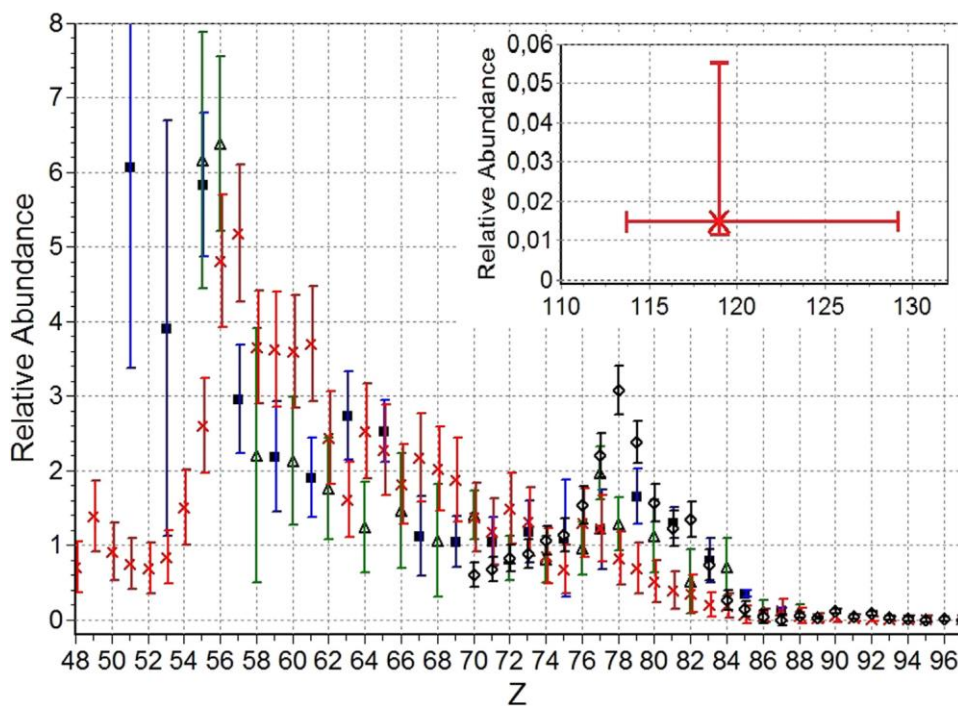


Рис. 63. Относительное содержание (данные были нормированы по содержанию ядер железа $A({}_{26}Fe) = 10^6$) тяжелых ядер КЛ, зарегистрированных в эксперименте ОЛИМПИА (кресты, со статистическими ошибками), по сравнению с результатами других экспериментов: ARIEL-6 (треугольники) [29], HEAO-3 (квадраты) [30] и UHCRE (ромбы)[112]. На вставке показаны три трансфермиевых ядра, зарегистрированные в данной работе. Оценка распространенности этих трех ядер (с зарядом $113 < Z < 129$) (на вставке) составляет $A = 0,015^{+0,042}_{-0,003}$ с уровнем достоверности 95% на основе метода обработки редких событий (Gehrels

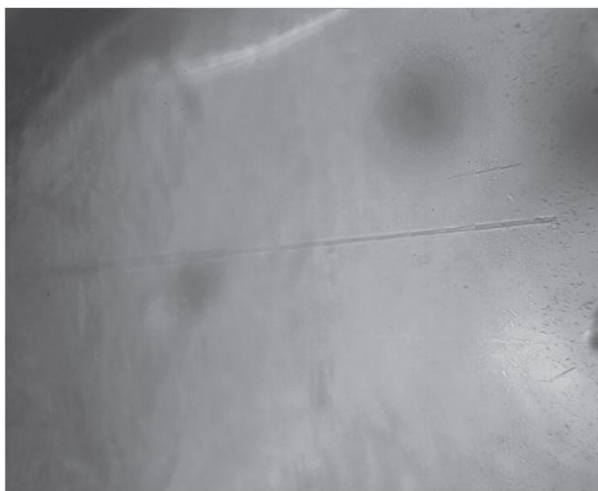
1986). В области $Z < 56$ данные эксперимента ОЛИМПИАЯ статистически менее значимы, поскольку небольшая длина соответствующих треков в оливине затрудняет их измерение.

В настоящее время существует три лучших базы данных, полученных в крупнейших спутниковых экспериментах по регистрации тяжелых космических ионов: ARIEL-6 [29], HEAO-3 [30] и UHCRE [112]. Эти экспериментальные данные, доступные на сегодняшний день, и наши результаты представлены на рисунке 63, показывают относительное содержание ядер с $Z \geq 48$; данные были нормированы по содержанию ядер железа $A({}_{26}\text{Fe}) = 10^6$. Данные ARIEL-6, HEAO-3 и UHCRE показывают пик при $Z = 79, 77$ и 78 соответственно, а высота пика UHCRE в два раза выше, чем у других. Существующее несоответствие между имеющимися результатами требует дальнейших исследований. Результаты этой работы в пределах ошибок лучше всего согласуются с данными HEAO, хотя в области $Z > 80$ снижение распределения более крутое.

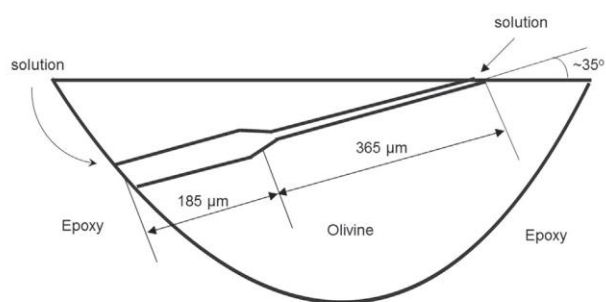
Регистрация трансурановых ядер с зарядами $92 < Z < 100$ упоминалась в экспериментах Shirk & Price (1978)[28], Donnelly et al. (2001)[32] и Перельгин и др. (2003a, 2003b)[113,114]. К сожалению, авторы этих работ не комментируют природу таких событий. Следует также отметить, что трансурановые ядра с зарядами $92 < Z < 100$, зарегистрированные в экспериментах ARIEL-6 и UHCRE, имеют время жизни, которое было бы слишком коротким, чтобы достичь нашей солнечной системы, начиная с ближайшей сверхновой.

Мы полагаем, что события с $92 < Z < 100$ возникают не из-за неточностей применяемого метода или из-за инструментальных отказов, а из-за фрагментации более тяжелых и более стабильных ядер из области Острова Стабильности. Анализируя следы сверхдлинных частиц в метеоритных оливинах, мы также обнаружили несколько событий, которые можно отнести к частицам с $92 < Z < 100$.

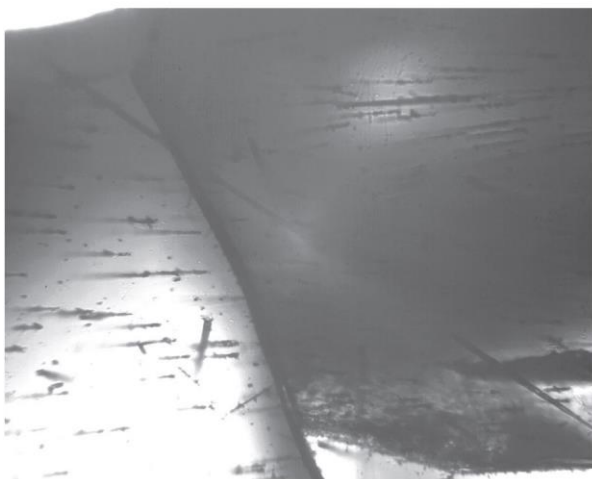
Три сверхдлинных трека с длиной более 500 мкм и скоростями травления, превышающими 35 мкм/час, были обнаружены в эксперименте ОЛИМПИЯ, см. Рисунки 64 (а) - (г). Принимая во внимание, что максимальное значение экспериментально измеренной скорости травления для треков ядер урана в оливине до точки их остановки составляет 26 ± 1 мкм/час, это указывает на то, что заряды этих зарегистрированных ядер значительно превышают заряд урана.



а



б



в



г

Рису. 64. (а) Изображение трека сверхтяжелого ядра - шприц, $444 \times 555 \text{ мкм}^2$; (б) схема этого трека в оливине, она же на рис.45 выше; (в) изображение длинного трека ядра («морковка». начиная с нижнего правого угла и заканчивая в верхнем левом углу), $444 \times 555 \text{ мкм}^2$; в средней части

изображения - дефект кристалла; этот кристалл оливина облучали U энергией 150 МэВ / н при 45 °; после этого кристалл травился в течение 36 часов; средняя длина U-трека составляет 132 ± 26 мкм. Все ускорительные ядра идут в одном направлении, справа налево; (г) изображение третьего длинного трека ядра (начиная с верхнего левого угла и заканчивая в правом нижнем углу), 444×555 мкм²; этот кристалл оливина облучали U энергией 150 МэВ / н при 45 °; после этого кристалл подвергался травлению в течение 36 часов, средняя длина U-трека составляет 132 ± 26 мкм. Все ускорительные ядра идут в одном направлении, справа налево.

Оценка заряда для этих ядер основана на зависимости скорости травления V вблизи точки остановки от величины заряда. Для ядер с $Z \leq 92$ мы использовали эмпирическую функцию $V(L, Z)$ для определения путем интерполяции зарядов ядер. Параметры этой функции определяли путем сравнения с экспериментальными данными для ядер до $Z = 92$. В настоящее время мы не можем сказать, насколько хорошо эта функция работает при $Z > 92$, поскольку недостаточные экспериментальные данные не позволяют экстраполировать функцию на эту область. Кривые, полученные для более высокого Z , вплоть до 100, показаны на рисунке 62. Параметр V использовался для определения заряда вблизи точки остановки, чтобы оценить наши данные в большей области заряда. Скорость травления V практически не зависит от остаточной длины L вблизи точки остановки. На рис. 65 показано, что в этом случае зависимость V от заряда хорошо аппроксимируется прямой линией (в нашем распоряжении пять экспериментальных точек, приближенных к прямой). Таким образом, определение заряда путем экстраполяции в области до $Z = 110-120$ более надежно, чем использование эмпирической функции $V(L, Z)$. Полученное приближение является достаточно точным и обладает высоким уровнем достоверности (95%). Дальнейшая экстраполяция прямой линии и коридора ошибок до скорости травления 35 мкмч⁻¹ дает необходимую оценку.

Проведенный регрессионный анализ скорости травления вблизи точки остановки [61] позволил уточнить оценку заряда одного из этих ядер до 119_{-6}^{+10} с вероятностью 95% (рис. 65).

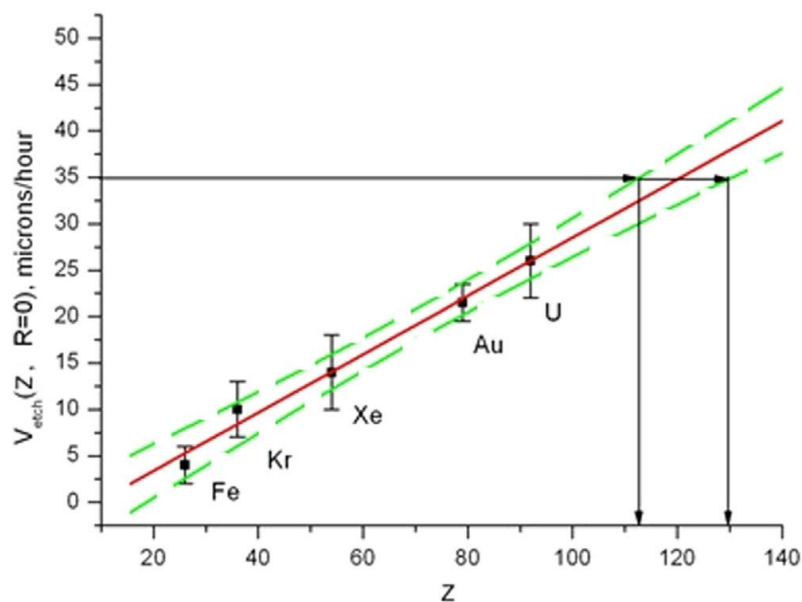


Рис. 65. Регрессионный анализ результатов эксперимента. Кривая соответствия показана сплошной линией; пунктирные линии показывают коридор ошибок на уровне значимости 95%. Вертикальные линии определяют возможный интервал заряда при уровне значимости 95% при скорости травления 35 мкмч^{-1} вблизи точки остановки снарядов в оливине

Полученная оценка погрешности заряда ядра осуществляется путем экстраполяции характеристик сложного химического процесса (травления) с использованием результатов ранее выполненных калибровочных измерений. Оценка ошибки производится с учетом ошибок калибровки путем аппроксимации экспериментальных точек прямой линией и построения коридора ошибок с заданным уровнем достоверности. Таким образом, данные, полученные в эксперименте ОЛИМПИА, могут рассматриваться как аргументы в пользу существования теоретически предсказанного острова

стабильности для долгоживущих ядер трансфермиума природного происхождения. Оценка их минимального времени жизни представлена далее.

4.9. Оценка времени жизни ядер трех сверхтяжелых ядер

Чтобы достичь нашей солнечной системы и образовать следы в оливине метеорита, ядра, зарегистрированные в палласитах, должны существовать достаточно долго. Их среднее время жизни должно быть, как минимум, равным времени, необходимому для их полета из точки их происхождения в пояс астероидов нашей солнечной системы, откуда приходит преобладающее число метеоритов. Минимальная оценка времени жизни ядер, зарегистрированных в палласитах, может быть определена как время их полета от ближайшей сверхновой (например, как места их возникновения) до нашей солнечной системы, которое зависит от скорости V , до которой ядро могло ускориться после образования, и от расстояния до нашей солнечной системы.

Как правило, траектория ядра в космосе не является прямой линией из-за существования галактического магнитного поля. В однородном магнитном поле траектория заряженной частицы представляет собой спираль с ларморовским радиусом, которая в релятивистском случае появляется (в системе СИ), как показано в Ландау и Лифшице

$$R = \frac{Ev_{\perp}}{c^2 eB}, E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (23)$$

где m - масса частицы, e - ее заряд, v_{\perp} - начальная часть скорости, перпендикулярная направлению поля, B - величина однородного магнитного поля, а E - релятивистская энергия частицы.

Этот радиус будет зависеть от (1) напряженности магнитного поля, (2) заряда ядра (космическое ядро может нести несколько электронов, и мы не можем сказать, сколько электронов оно несет), (3) направления магнитного поля, которое может изменяться во время экспозиции метеорита (время экспозиции метеорита сравнимо с периодом вращения нашей солнечной системы в Галактике), (4) кинетической энергии ядра и (5) соотношения между начальными компонентами скорости ядра в перпендикулярном и параллельном направлениях к магнитному полю.

Невозможно учесть все эти факторы и связать их все с наблюдаемой распространенностью ядер. Но в предельном случае, когда в начальный момент времени скорость v_{\perp} равна нулю, а скорость частицы направлена вдоль магнитного поля, v_{\perp} будет равна нулю в любой другой момент времени. В этом случае траектория совпадает с прямой, что дает оценку минимально возможного времени полета ядра. Если $v_{\perp} > 0$ время полета будет только больше.

Говоря о столкновениях ядер с частицами межзвездной среды Галактики, следует учитывать, что до 70% объема Галактики составляет горячий ионизированный газ с плотностью частиц $n = 65 \times 10^{-4}$ атомов $\cdot \text{см}^{-3}$ (имеется в виду безразмерная вероятность $[n] = 65 \times 10^{-4}$, чтобы найти межзвездный атом в одном кубическом сантиметре) [115]. Половину этих частиц составляют полностью ионизированные атомы водорода и гелия, а другая половина образована электронами этих атомов. Оценку вероятности столкновения можно получить, используя экспериментальные данные по рассеянию релятивистских ядер на водородных и гелиевых мишенях. Не вдаваясь в подробности зависимости полного сечения от заряда и массы ядра-снаряда, можно сказать, что для ядер с энергиями выше 500 МэВ на нуклон сечение столкновений ограничивается величиной 1 барн [116]. Следовательно, вероятность того, что падающее ядро рассеется на частице газа в каждом кубическом сантиметре, равна $w = (\sigma \cdot [n]) / (1 \text{ см}^{22}) = 65 \times 10^{-28}$. А,

например, вероятность рассеяния ядра на расстояние 20 парсек = 6×10^{19} см равна $W = w \cdot 6 \times 10^{19} = 3,6 \times 10^{-7}$ и ею, очевидно, можно пренебречь.

Для оценки скорости ядра, проходящего через кристалл оливина из метеорита, можно использовать особенность механизма травления оливинов, а именно наличие порогового значения ионизационных потерь ядер (около $18 \text{ МэВ см}^{-2} \text{ мг}^{-1}$), ниже которых не образуется протравленный канал. Для ядра урана потери выше этого порогового значения происходят при энергиях ионов $E < 500 \text{ МэВ}$ на нуклон; для свинцового ядра при $E < 300 \text{ МэВ}$ на нуклон. При этом длина остаточного пути уранового ядра с энергией 500 МэВ на нуклон в оливине составляет 14 мм ; оно составляет 7 мм для свинцового ядра с энергией 300 МэВ на нуклон.

Таблица 11. Значения времени пролета для урана (а) и свинца (б), оцененные с использованием этой методики, например, для $DD = 100 \text{ pc}$

The Time-of-flight Values for Uranium (a) and Lead (b) Assessed Using This Technique, for Example, for $DD = 100 \text{ pc}$

(a) Uranium, for $DD = 100 \text{ pc}$				
$DP \text{ (mm)}$	10	20	30	40
$E_{kin}, \text{ GeV/nucleon}$	0.84	1.15	1.47	1.79
v/c	0.84	0.88	0.91	0.93
$v, \text{ pc/yr}$	0.258	0.2710	0.281	0.287
$T, \text{ yr}$	217	175	148	128
(b) Lead, for $DD = 100 \text{ pc}$				
$E_{kin}, \text{ GeV/nucleon}$	0.79	1.02	1.25	1.5
v/c	0.83	0.87	0.9	0.92
$v, \text{ pc/yr}$	0.255	0.267	0.275	0.28
$T, \text{ yr}$	219	186	162	142

В таблице 11 (а) представлены такие значения начальной кинетической энергии E_{kin} ядер урана до их попадания в метеорит, при которых на соответствующей глубине предатмосферной поверхности метеорита PD их энергия будет равна 500 МэВ на нуклон - это верхняя граница, где энергия E_{max} приведет к травлению трека. Нижняя граница E_{min} соответствует ядрам,

приближающимся к кристаллу на соответствующей глубине с почти нулевой энергией.

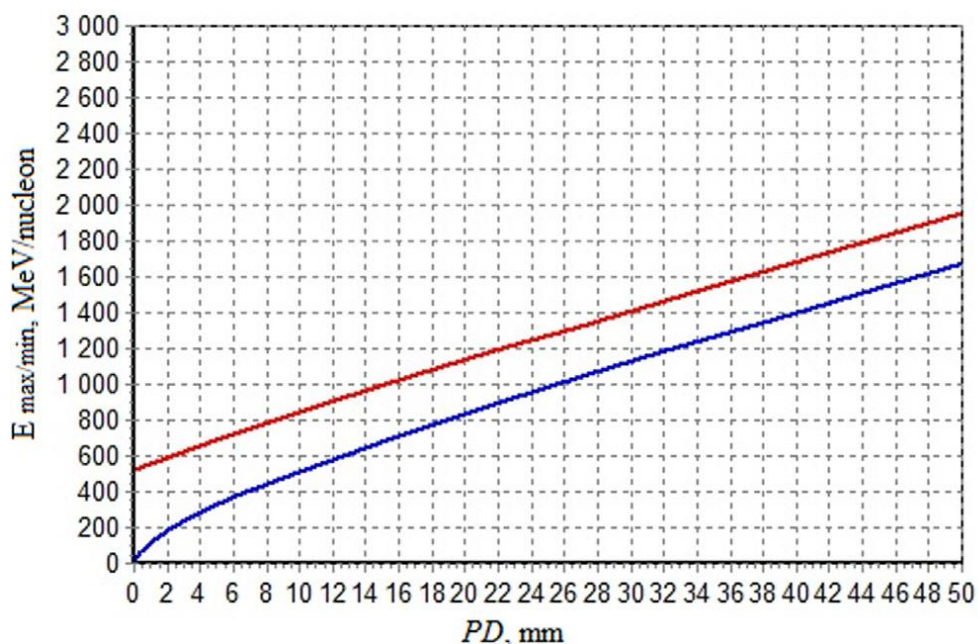


Рис.66. Значения E_{kin} (вверху) и E_{min} (внизу) для ядра урана в зависимости от глубины предатмосферного состояния PD.

На рисунке 66 показаны интервалы E_{min} и E_{max} как функции глубины PD для ядра урана. Только ядра с энергией E в диапазоне $E_{max} < E < E_{min}$ могут создавать протравленный канал в кристалле на глубине до атмосферного PD. Ширина этого диапазона практически постоянна и составляет примерно 300 МэВ / нуклон. Таким образом, существует связь между PD и энергией и, следовательно, скоростью проникающего ядра. В таблице 11 приведены скорости v для различных значений предатмосферной глубины PD для предварительно выбранных кинетических энергий $E_{kin} = E_{max}(PD)$. Установив расстояние DD от точки происхождения частицы до нашей солнечной системы, мы можем найти время полета и пересчитать его с учетом эффекта замедления во время полета частицы T (c - скорость света):

$$T = \frac{DD}{v} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (24)$$

Существуют различные экспериментальные оценки расстояния до ближайших сверхновых, основанные на непосредственных наблюдениях остатков сверхновых в космосе. Они варьируются от ~ 200 pc [117] до ~ 1 Kpc [118]. Однако известно, что сверхновые появлялись каждые 30 лет, и, возможно, некоторые из них ближе к Земле, но не все они зарегистрированы. Например, существует оценка, основанная на измерениях содержания ^{60}Fe в образцах из глубин океана, оценивающих расстояние, составляющее ~ 30 pc [119]. В таблице 11 представлены значения времени пролета для урана (а) и свинца (б), оцененные с использованием этого метода, для $DD = 100$ pc.

В экспериментах ОЛИМПИА обнаружены 3 ядра трансфермиевых элементов с $Z = 119$. Оценка его минимального времени жизни T_{\min} с помощью рассматриваемого метода (оценка времени пролета) требует экстраполяции в область больших зарядов. Чтобы выполнить это, мы выполнили необходимые расчеты для трех тяжелых ядер: Ra, Pb и W. На рисунке 67 показаны сводные результаты экстраполяции для четырех значений заряда и различной глубины PD на расстоянии $DD = 100$ pc до сверхновой.

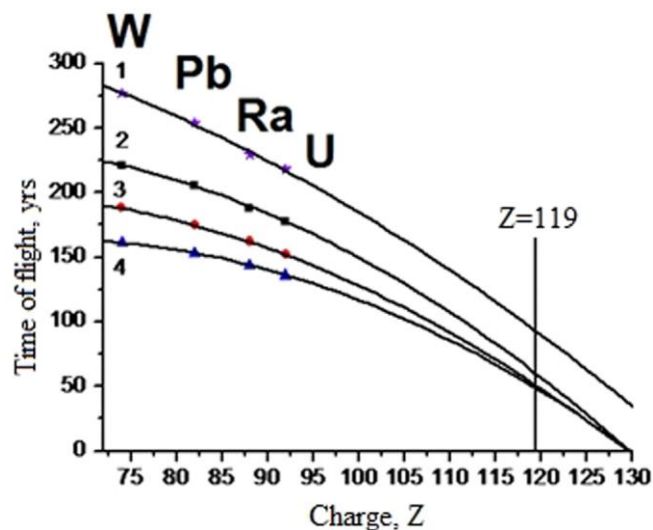


Рис. 67. Зависимость времен пролета разных ядер для разных глубин кристаллов оливина при $DD = 100$ пс, экстраполированных регрессионным анализом в область больших зарядов. $PD = 10$ мм (1), 20 мм (2), 30 мм (3) и 40 мм (4).

Рисунок 67 демонстрирует, что T_{\min} для $Z = 119$ попадает в интервал 50 лет $< T_{\min} < 100$ лет. Отметим, что для ядер урана соответствующая величина T колеблется от 150 лет $< T_{\min} < 300$ лет. Следует отметить, что расчетное время пролета уранового ядра на много порядков короче времени жизни урановых ядер. Таким образом, реальное время жизни ядра, обнаруженного в экспериментах с $Z = 119$, также может быть больше, чем его оцененная T_{\min} . Важно, чтобы эти предполагаемые минимальные времена жизни, взятые в качестве времен пролета, были на много порядков больше, чем времена жизни ядер трансфермиевых ядер, искусственно созданных на ускорителях.

В проекте ОЛИМПИА кристаллы оливина из метеоритов были успешно использованы в качестве детекторов для идентификации тяжелых и сверхтяжелых ядер в спектрах космических лучей. Применяемый метод основан на послойном шлифовании и травлении треков частиц в этих кристаллах. В отличие от методов других авторов, этот метод без отжига использует два параметра для идентификации заряда Z ядра: скорость травления вдоль трека (V_{etch}) и общую обнаруженную длину трека (L). Была проведена серия облучений различными быстрыми тяжелыми ионами на ускорительных установках GSI (Дармштадт) и IMP (Ланьчжоу), чтобы определить и откалибровать зависимость заряда ядра Z от измеренных V_{etch} и L .

Примененный подход позволил не только определить заряды обнаруженных ядер КЛ с точностью ± 2 единицы заряда в области $Z < 92$, но

и значительно повысить точность определения заряда для ядер с зарядами $Z > 92$.

Было получено значительное количество экспериментальных данных о сверхтяжелых ядрах естественного происхождения и накопления данных продолжается. Статистика 26000 тяжелых ядер КЛ ($Z > 40$) позволяет оценить этот банк данных как один из крупнейших на сегодняшний день - представляет значительный вклад в мировую коллекцию экспериментальных данных по сверхтяжелым ядрам естественного происхождения. Три обнаруженных трека были идентифицированы как произведенные ядрами с зарядами $113 < Z < 129$. Их расчетные времена жизни на много порядков больше, чем у трансфермиевых ядер, искусственно созданных на ускорителях.

Это дает основание полагать, что данные, полученные в эксперименте ОЛИМПИА, обеспечивают аргументы в пользу существования теоретически предсказанного острова стабильности для долгоживущих трансфермиевых ядер естественного происхождения.

Глава. 5. Особые случаи при анализе треков ядер КЛ в оливинах из метеоритов

5.1. Изучение радиационной истории палласита по данным о градиенте плотности треков ядер солнечных космических лучей

Методика исследования протравленных треков в кристаллах оливина из палласитов позволяет получать информацию об истории космического объекта и глубине положения кристалла относительно исходной предатмосферной поверхности метеорита, в частности, путем измерения плотности треков из ядер группы железа [120]. При анализе экспериментальных распределений плотности треков тяжелых ядер в кристаллах оливина палласита используются рассчитанные скорости образования треков ρ / t , где ρ - плотность треков, $см^{-2}$, а t - воздействие метеорита на космическое излучение, выраженное в млн лет. Зависимости плотности треков от глубины кристалла (d , см) в метеоритах разных предатмосферных размеров были получены для пироксена хондрита [121] а затем были скорректированы для оливина палласита. На основании результатов [121] участники проекта ОЛИМПИА рассчитали распределение по глубине скорости образования треков для ядер группы железа (ядер VH с зарядами $24 \leq Z \leq 28$) в оливинах палласитов различных предатмосферных размеров R . Было учтено, что скорость образования треков в пироксене выше, чем в оливине; соответствующий коэффициент был определен как $2,3 \pm 0,5$ (по данным [120,122] и др.). Также считалось, что диапазон содержания VH ядра в материале палласита в 1,4 раза меньше, чем в материале хондрита [122]. Согласно этим поправкам, значения x и y ρ / t уменьшились по сравнению с [121] в 1,4 и 2,3 раза соответственно (см. Рис. 68).

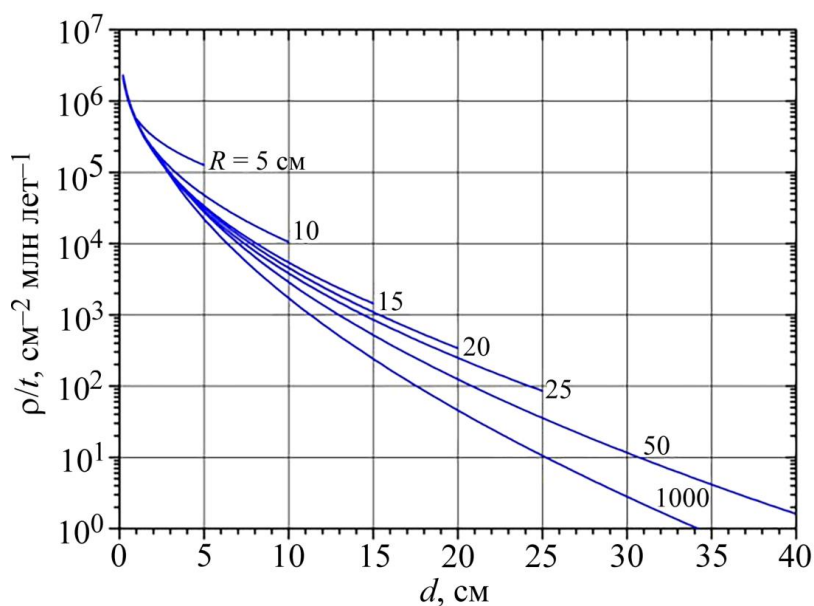


Рис. 68. Зависимость ρ / t скорости образования треков ядер VH космических лучей от глубины кристалла d в палласитах различного предатмосферного радиуса R .

Как показано в [123], кривые, характеризующие изменение $\log(\rho / t)$ с глубиной d в расчетах [121], можно описать зависимостью

$$\log\left(\frac{\rho}{t}\right) = A + Bd^C \quad (25)$$

с точностью до нескольких процентов. Коэффициенты A , B и C рассчитывались путем минимизации суммы квадратов отклонений значений $\log(\rho / t)$, полученных по формуле (25), от соответствующих значений в [121]. Определенные зависимости параметров A , B и C от предатмосферного радиуса палласита R позволили получить распределения глубины скорости образования треков в палласитах для нескольких выбранных значений R (5, 10, 15, 20, 25). 50 и 1000 см). Аналогичная процедура пересчета была также выполнена для зависимости ρ / t от глубины в диапазоне d от 0,001 до 1 см для $R = 5$ см (рис. 69). На основании этих данных была получена функция $\varphi(\rho)$ для $d = 0,001 - 1$ см, которая характеризует относительные изменения плотности дорожек в диапазоне глубин от d_1 до d_2 ,

$$\varphi(\rho) = \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{(\rho_2 + \rho_1)/2} \times 100, \% \text{см}^{-1} \quad (26)$$

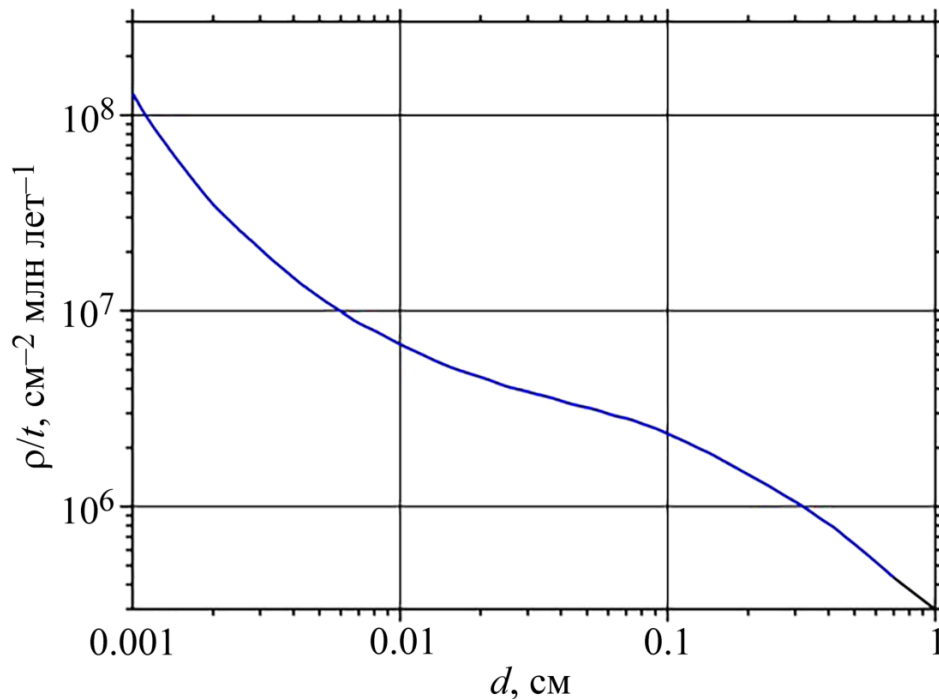


Рис. 69. Зависимость скорости образования треков ρ / t ядер VH космических лучей от глубины кристалла d в палласитах предатмосферного радиуса $R = 5$ см для $d < 1$ см.

В этом диапазоне глубины d (от 0,001 см до 1 см) градиент плотности трекинга ядер VH уменьшается от $\sim 10^5 \% \text{см}^{-1}$ до $100 \% \text{см}^{-1}$. Такой высокий градиент плотности треков для малых d может быть сформирован при облучении поверхности кристалла VH-ядрами космических лучей во время солнечных вспышек. Случаи такого облучения наблюдаются, в частности, в кристаллах пироксена каменных метеоритов на ранних стадиях формирования родительского тела [124]. В этом случае такой градиент появляется только при малых толщинах экранирующего слоя, менее 500 мкм. Градиенты плотности, рассчитанные аналогичным методом для глубинных зависимостей скорости образования треков в палласитах разных размеров (см. Рис. 68), были ниже, чем $100 \% \text{см}^{-1}$, для $d > 1$ см. Кристаллы оливина с высокими градиентами плотности следов. В общей сложности 853 кристалла

оливина из палласитов Marjalahti и Eagle Station были обработаны и исследованы в ходе эксперимента ОЛИМПИА. Распределение плотности треков в этих кристаллах соответствует широкому диапазону ρ от $1,0 \times 10^3$ до $6,3 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$; при этом плотность треков для большинства кристаллов (около 90%) составляет от $6,3 \times 10^5$ до $6,3 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$ с максимумом при $(2,5 \div 4,0) \times 10^6 \text{ см}^{-2}$. Согласно предыдущим исследованиям [120,125] предмасферный размер палласита Marjalahti оценивается в 20 см, а его воздействие космической радиации t , по разным оценкам, составляет от 178 до 205 миллионов лет. В представленных расчетах используется значение $t = 185 \pm 19$ млн лет из [126] Эти значения дают глубину $d = 9 \pm 2$ см для большинства исследованных кристаллов оливинов из Marjalahti. Это значение близко к оценкам d , полученным для этого метеорита в других исследованиях [120]. В подавляющем большинстве исследованных кристаллов наблюдается практически равномерное распределение треков без заметного градиента плотности (в пределах $\pm 20\%$). По этой причине особый интерес представляет образец с очень высоким градиентом плотности треков (кристалл M-L-11-10), который мы нашли. Фрагмент поверхности этого кристалла с высокой плотностью треков ядер железа показан на рис. 70.



Рис. 70. Фрагмент микрофотографии поверхности кристалла ML-11-10 из палласита Marjalahti с высоким градиентом плотности следов ядер железа. Размер изображения составляет 284×226 мкм.

На поверхности кристалла были выделены две смежные области (1 и 2) размером 200×800 мкм, в которых плотность треков на расстоянии 800 мкм изменяется на два порядка, от 3×10^6 до 4×10^4 см^{-2} .

Для каждой области плотности треков рассчитывали с шагом 20 мкм; результаты показаны на рис. 70. Распределения для обеих областей характеризуются линейным фрагментом в диапазоне $l = 0,017 \div 0,051$ см, где l - расстояние до края с максимальной плотностью трека. Средние градиенты плотности ядер следов железа для обеих областей, рассчитанные на основе этой линейной зависимости по формуле (26), идентичны, $\sim 5 \times 10^3 \% \text{ см}^{-1}$. Чтобы проверить полученные данные, поверхность кристалла ML-11-10 с записанными треками была отшлифована, а затем снова протравлена. Плотность треков ядер была вновь измерена на обработанной поверхности (см. Вставку на рис. 71). Средний градиент плотности следов, полученный с помощью этой процедуры, практически не изменился, $\sim 4 \times 10^3 \% \text{ см}^{-1}$.

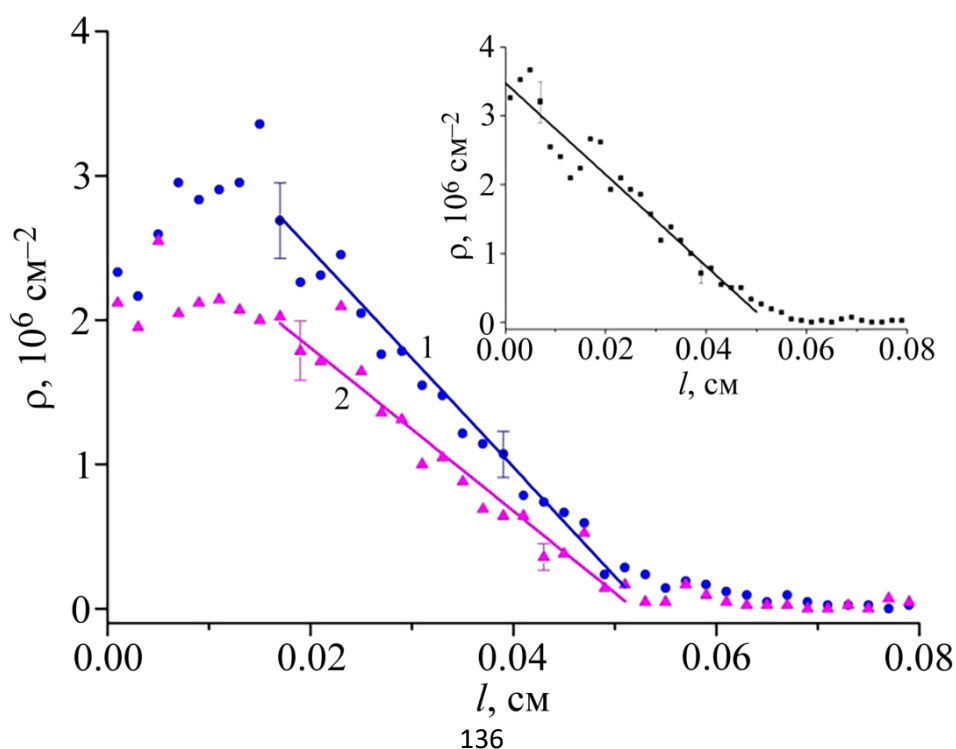


Рис. 71. Плотность треков ρ ядер железа на поверхности кристалла ML-11-10 как функция расстояния l до края области с максимальной плотностью треков для двух смежных областей 200×800 $\mu\text{м}^2$ (окружности и треугольники). Кривые 1 и 2 являются линиями регрессии для линейных фрагментов. На вставке показана та же зависимость после шлифования поверхностного слоя кристалла с протравленными треками и повторного травления.

Из полученной зависимости скорости образования треков от глубины кристалла d (рис. 69) следует, что этот кристалл облучался не столько ядрами галактического происхождения (являясь компонентом так называемого стационарного излучения, вклад которого в градиент) записанных треков пренебрежимо мало), например, солнечными ядрами космических лучей более низких энергий с толщиной экранирующего слоя не более нескольких сотен микрометров. Наряду с кристаллом ML-11-10 были обнаружены еще два кристалла оливина из Марьялатхи метеорита (ML-20-8 и ML-21-1) с выраженным градиентом плотности треков ядер VH. Средние градиенты плотности следов для этих кристаллов составляли $\sim 3 \times 10^3$ и $\sim 5 \times 10^3$ $\% \text{ см}^{-1}$ соответственно, что сопоставимо со значением для кристалла ML-11-10. Полученные результаты указывают на сходные условия облучения поверхности для этих кристаллов.

Следует отметить, что кристаллы с заметным градиентом плотности треков, которые часто встречаются в каменных метеоритах (ахондритах, углеродистых метеоритах, обычных хондритах низкого петрологического типа), содержат следы предварительного аккреционного облучения, сохраняющиеся при низких температурах как во время формирования родительских тел этих метеоритов и в течение последующей космической истории. Для палласитов такой сценарий неприменим из-за высоких температур, которым материал метеоритов этого типа подвергался при образовании из смеси оливина и жидкого металла внутри родительских тел.

Полученные данные позволяют предложить следующий сценарий космической истории палласита Marjalahti. Находясь в Солнечной системе, незадолго до попадания в атмосферу Земли, метеорит Marjalahti раскололся на несколько фрагментов, в результате чего образовались поверхности с кристаллами ML-11-10, ML-20-8 и ML-21-1 и далее подвергались воздействию космических лучей, в основном, солнечного происхождения. До раскола метеорита эти кристаллы были ближе к его центру, и к тому времени плотность следов в них была низкой. Когда они появились вблизи вновь образованной поверхности из-за расщепления материнского тела, на глубине не более 500 мкм от его границы, в них за сравнительно короткое время до падения на Землю образовался градиент треков ядер солнечных космических лучей. А стабилизированный полет конусообразного фрагмента через атмосферу Земли [125] и / или особенности его предатмосферной поверхности (полостей и впадин) предотвратили разрушение кристаллов ML-11-10, ML-20-8 и ML-21-1, что позволило обнаружить высокий градиент плотности следов ядер в них.

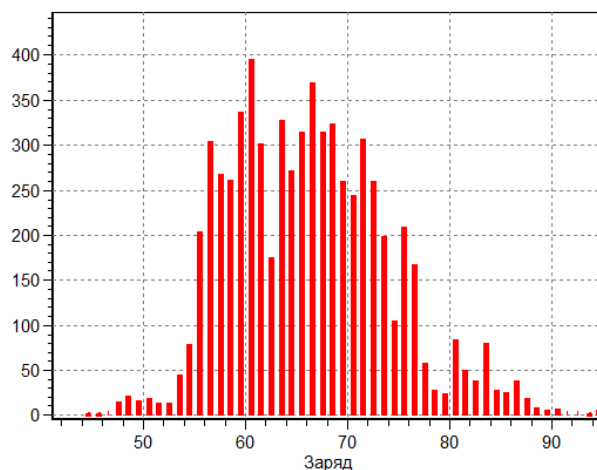
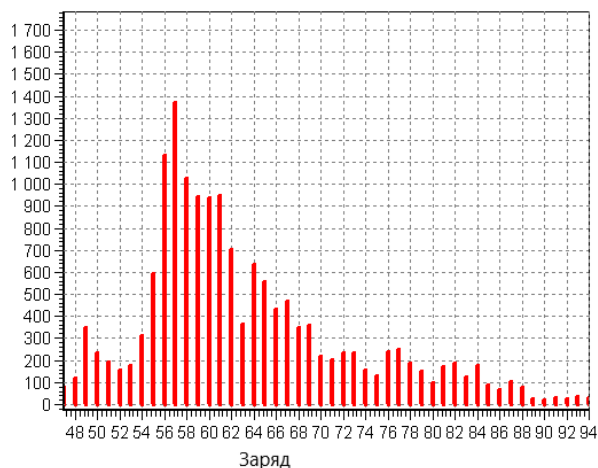
Достоверность информации, полученной с использованием кристаллов ML-11-10, ML-20-8 и ML-21-1, подразумевает, среди прочего, что все обнаруженные в них треки были обработаны в одинаковых условиях, что исключает эффект неопределенности обработки полученных результатов.

Таким образом, был исследован градиент плотности треков ядер солнечных космических лучей, зарегистрированных в трех оливиновых кристаллах палласита Marjalahti. Данные были проанализированы на основе полученных по глубине распределений скоростей образования треков тяжелых ядер космических лучей в оливиновых кристаллах метеоритов различных предатмосферных размеров, адаптированных для оценки плотности треков в оливиновых кристаллах из палласита Marjalahti. В результате была сформулирована гипотеза о предатмосферной истории материнского тела метеорита в Солнечной системе.

5.2. Особенности зарядовых спектров ядер из некоторых кристаллов метеоритного оливина

За время эксперимента было обработано 853 кристаллов из метеоритов Marjalahti и Eagle Station, и определены параметры 26000 треков ядер с $Z > 40$, включая три трека с зарядом 119_{-6}^{+10} . Разработанный с использованием калибровочных данных авторский метод определения заряда ядра, сформировавшего трек [127, 128] позволяет на основе проведённых измерений определять зарядовый спектр зарегистрированных ядер [87].

Поиск треков и их обработка ведётся непрерывно, начиная с 2005 года. Все получаемые результаты сравниваются с данными спутниковых экспериментов, проводивших измерения в той же области зарядов: HEAO-3 [30], ARIEL-6 [29], и UHCRE [112]. В 2019 году была начата новая серия измерений в оливинах из метеорита Marjalahti, которая привела к довольно неожиданным результатам. При обработке новой серии кристаллов (таблетки ML) после 24 часов травления были получены "необычные" зарядовые распределения, заметно отличающиеся от распределений (в дальнейшем условно называемых "обычными"), полученных ранее в таблетках ML (метеорит Marjalahti) и ES (метеорит Eagle Station), а также в спутниковых экспериментах. На рис. 72 представлено сравнение "обычных" (а) и "необычных" (б) зарядовых спектров эксперимента ОЛИМПИЯ.



(а)

(б)

Рис. 72. Сравнение количества ядер в оливинах из метеорита Marjalahti по результатам эксперимента ОЛИМПИЯ. а) "Обычный" спектр (21740 треков, по оси Y – количество треков); б) "необычный" спектр (6529 треков, по оси Y – количество треков).

Сравнивая эти рисунки, можно увидеть качественное различие в форме распределений. "Обычное" распределение имеет резкий пик в области $Z=56$, затем оно круто спадает, сменяясь на более пологую часть при $Z>70$. В то же время "необычное" распределение имеет высокий и широкий пик в области $65<Z<75$.

Предположение, почему могут отличаться спектры, полученные в разных группах кристаллов, основано на том, что эти кристаллы, по-видимому, находились на разной глубине от первоначальной поверхности образца, и степень их "загруженности" треками может быть связана, в том числе, с радиационной историей метеорита. Ранее нами были обнаружены кристаллы с высоким градиентом плотности треков [129], позволившие сделать предположения о доатмосферной истории метеорита Marjalahti.

Кристаллы оливина для таблеток ML были взяты из крупной ячейки размером $\sim 3-5$ мм, расположенной вблизи поверхности метеорита (см. рис. 73).

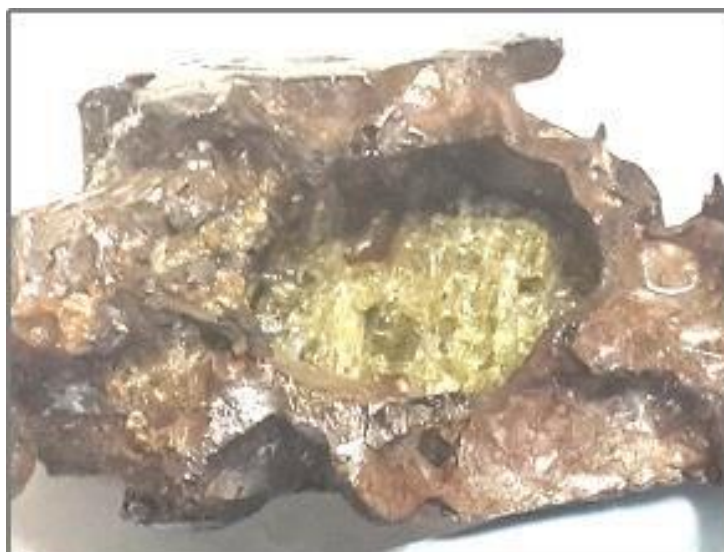


Рис. 73. Кристаллы для таблеток ML были взяты из ячейки размером ~3-5 мм и других областей, расположенных близко к поверхности.

Более близкое расположение кристаллов к поверхности метеорита могло привести к отжигу треков за счёт нагревания метеорита при его прохождении через атмосферу во время падения на Землю. При отжиге треков происходит их укорачивание, причём в разной степени, в зависимости от заряда ядра [49,50]. Этот эффект мог привести к искажениям при определении заряда частиц, и следовательно, к изменению полученного зарядового распределения. Чтобы понять причину возникновения этого эффекта была рассмотрена простая модель динамики распространения тепла в веществе метеорита, сделаны оценки возможности отжига треков в этих условиях.

Метеориты влетают в атмосферу Земли со скоростью 11-72 км/сек [130]. На высоте 100-150 км они начинают испытывать сильное торможение. При такой скорости воздух с передней стороны метеорита становится настолько сжатым, что в какие-то моменты возникает ударная волна, которая может привести к разрушению метеорита. Независимо от этого трение о воздух приводит к сильному нагреву его поверхности. Температура нагрева может достигать тысяч градусов. При такой температуре поверхностные слои крошатся, плавятся и в итоге срываются в виде мелких крошек и капель, или испаряются.

Находясь в условиях высокой температуры, следы треков ядер в оливине могут подвергаться отжигу и вследствие этого менять свои характеристики или вовсе исчезать. Для выяснения этого вопроса были проведены расчёты по распространения тепла внутри металла, окружающего оливин, и оливина. Матрица железо-никелевого метеорита имеет сложную форму. Распространение тепла в объекте такой формы представляет собой

сложную задачу, поэтому в настоящей работе в расчете использованы более простые модели для оценки условий, возникающих в объёме метеорита.

Рассмотрим сначала задачу о распространении тепла в полубесконечном железном стержне, свободный конец которого поддерживается при постоянной температуре в 2000 градусов, а начальная температура самого стержня одинакова по всей его длине и равна 0 градусов. Этот процесс описывается уравнением теплопроводности, показывающим изменение температуры T на расстоянии x от его конца в зависимости от времени t .

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a(T) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (27)$$

Коэффициент $a(T)$ называется коэффициентом температуропроводности. При постоянной величине $a(T)=const$ решение уравнения (27) известно в аналитическом виде [131]. Однако в нашем случае ситуация сложнее, т.к. коэффициент температуропроводности $a(T)$ зависит от температуры. На рис. 74 представлена зависимость коэффициента $a(T)$ от температуры для оливина [132] и железа [133]. Поэтому будем решать уравнение (27) численно.

Для решения уравнения (27) будем использовать явную разностную схему [134] с учётом температурной зависимости коэффициента $a(T)$. Условие сходимости используемой схемы, в которое входит и величина коэффициент $a(T)$ накладывает ограничение на шаги как по времени Δt , так и по длине стержня Δx : $\Delta t < \Delta x^2 / 2a(T)$. В качестве рабочих значений были выбраны величины $\Delta x = 0,05$ см, $\Delta t = 0,0005$ с. Задачей расчёта является оценка прогрева материала на определённую величину вдоль стержня за время падения метеорита.

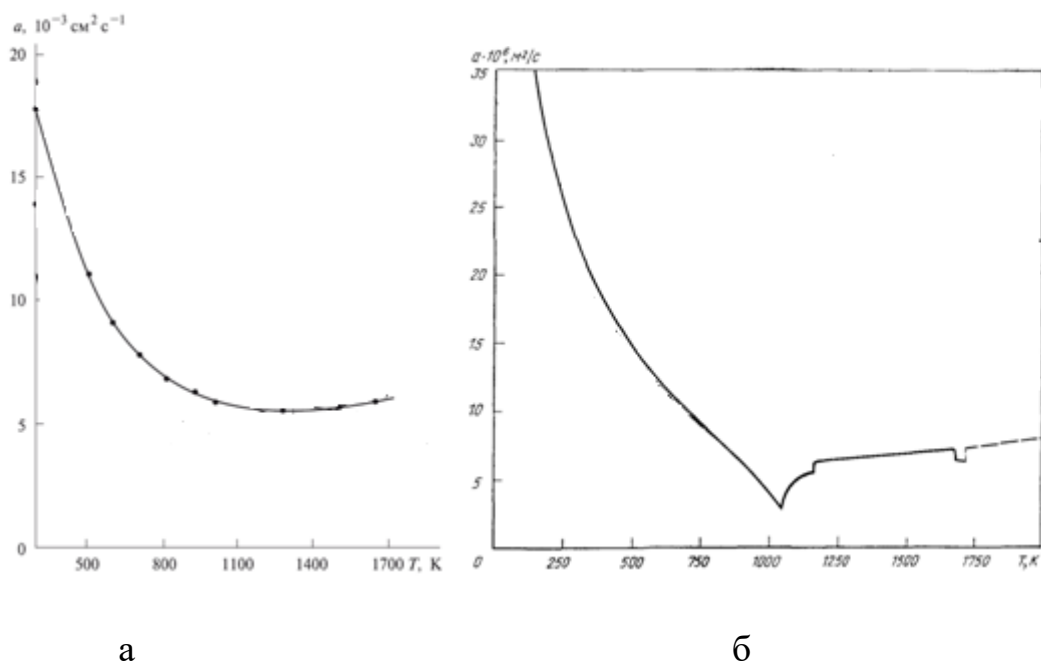


Рис. 74. Зависимость коэффициента температуропроводности $\alpha(T)$ для оливина (а) и железа (б).

Время пролёта метеорита через атмосферу зависит от его скорости, угла, под которым он входит в атмосферу и его размеров. Влетев в земную атмосферу со скоростью 15 - 20 км в сек, метеорное тело уже на высоте 100 - 120 км над Землей встречает очень сильное сопротивление воздуха. Воздух перед метеорным телом мгновенно сжимается и вследствие этого разогревается. В итоге образуется так называемая «воздушная подушка». Само тело нагревается с поверхности очень сильно, до температуры в несколько тысяч градусов. В этот момент он становится заметным, как летящий по небу болид. Его остаток, не успевший полностью расплыться, падает на Землю под влиянием силы притяжения, как обыкновенный брошенный камень. В результате полное время пролёта метеорита через атмосферу составляет от нескольких до десятков секунд. Чтобы оценить температуру его разогрева приведём результаты расчёта для нескольких значений времени. Результаты расчётов для полубесконечного стержня представлены на рис. 75 в виде зависимости температуры как функции расстояния от края стержня для $t= 5, 10, 20$ и 25 сек. За это время материал

метеорита прогревается до значительных величин на глубину до 2-3 см, а на расстоянии 7 мм достигает 1200-1300 градусов, что близко к температуре плавления оливина (1400 градусов).

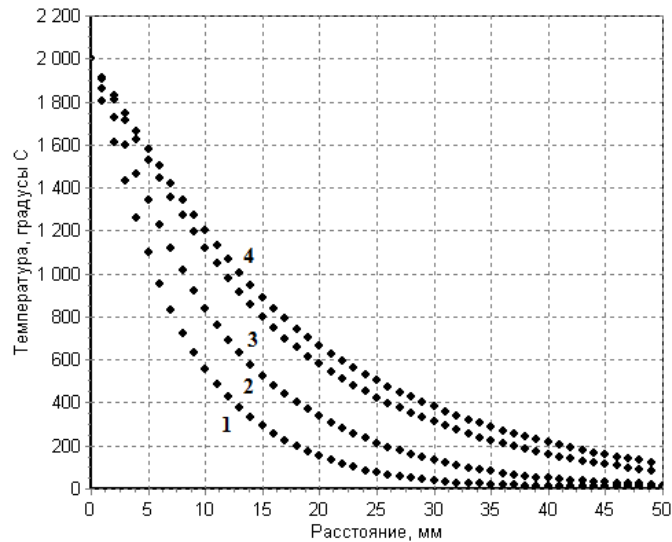


Рис. 75. Зависимость температуры от расстояния до конца стержня и времени. Время прогрева 5 (1), 10 (2), 20 (3) и 25 (4) с.

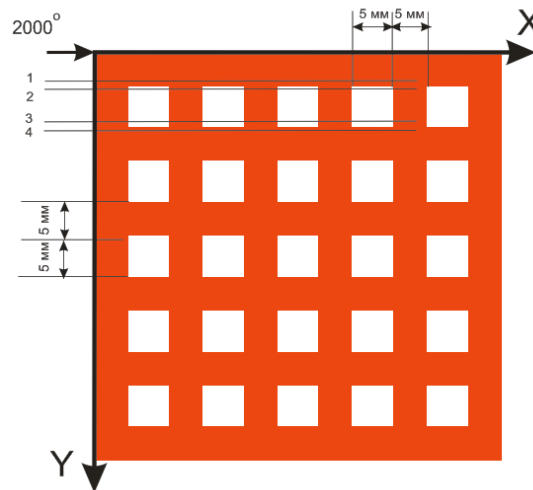


Рис. 76. Схема железной решётки с ячейками оливина.

Полубесконечный стержень - это очень приближённая модель для железо-никелевой матрицы метеорита класса палласит, хотя именно такая модель позволила получить картину эволюции температурных условий. Далее была рассмотрена более близкая к реальному палласиту модель в виде

железной решётки, в ячейки которой размером 5 мм встроен оливин. На рис. 76 приведена схема решётки с размерами и системой координат. Тёмные области соответствуют железу, светлые оливину. При $Y=0$ поддерживается температура 2000°C . Сама решётка в начальный момент времени имеет температуру 0 градусов. Двумерная модель распространения тепла описывается уравнением:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a(T) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (28)$$

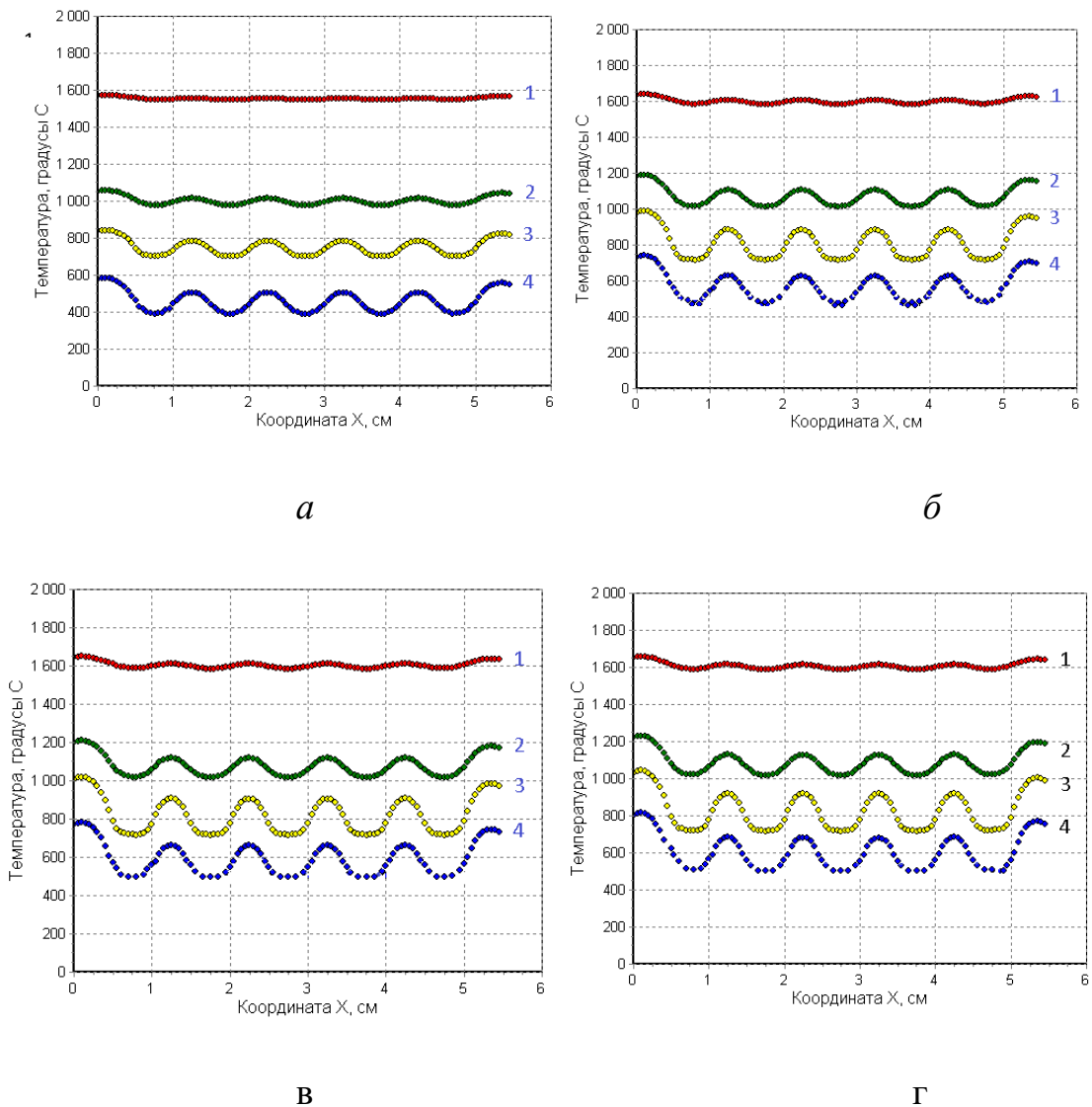


Рис. 77. Распределение температуры вдоль координаты X при фиксированных координатах Y при разных значениях времени – $t = 5$ (а), 10 (б), 20 (в) и 25 (г) сек. Номера рядом с кривыми соответствуют координатам Y : $1 - 3$ мм, $2 - 7$ мм, $3 - 9$ мм и $4 - 12$ мм.

Как и ранее для его решения будем использовать явную разностную схему с теми же параметрами $\Delta x=0,05$ см, $\Delta t=0,0005$ с, которые удовлетворяют условиям сходимости и для двумерного случая.

На рис. 77 представлены результаты расчётов по распространению тепла вдоль решётки в зависимости от расстояния до её нагретого края (координата Y) и времени. Видно, что величины немного отличаются от тех, что показаны на рис. 75, т.е. форма объекта нагрева влияет на результат, но значения температуры близко на обоих графиках. Таким образом, можно сделать вывод, что разогрев метеорита на расстоянии 5 мм от оплавленного края может достигать 500 градусов через 10 секунд и 1100 градусов через 20 секунд падения. Это вполне может привести к влиянию на характеристики трека.

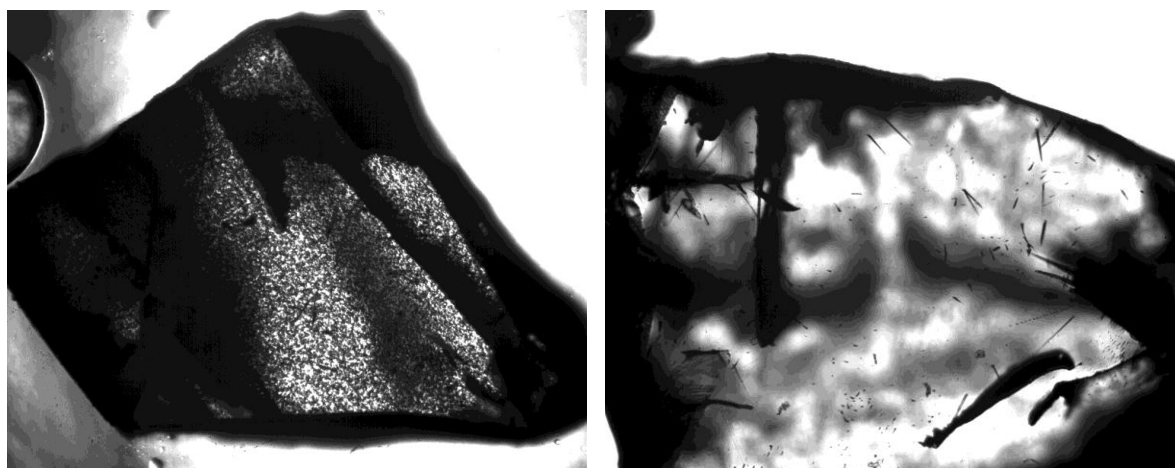
Рассмотрим теперь вопрос о степени влияния такой температуры на геометрические характеристики трека. Вопрос о влиянии нагревания и охлаждения на свойства треков широко обсуждался в литературе в связи с применением методов минералогического и трекового анализа для решения различных геологических и тектонических задач. Это связано с тем, что форма распределения длин протравленных треков от осколков радиоактивных ядер зависит от температурной истории геологических пород, т.е. времени их нагревания и остывания. В результате трековый анализ применяется для оценки скоростей тектонических процессов для различных регионов (Южная Корякия, Камчатка, Российская Арктика, Крым и другие), реконструкций источников сноса терригенного материала и тестирования палеогеографических и палеотектонических моделей. К сожалению, этот опыт мало может помочь в нашей задаче, т.к. его временная шкала исчисляется сотнями тысяч и миллионами лет.

Другой опыт исследования результатов отжига связан, в основном, с работами В.П. Перельгина [135]. Им был разработан метод определения зарядов сверхтяжёлых ядер в оливинах из метеоритов с предварительным отжигом кристаллов. На основе ряда калибровочных измерений им было

установлено, что отжиг в течение 32 часов при температуре 430°C приводит к полному исчезновению треков группы железа и укорочению в 6-8 раз треков с $Z > 50$ [135]. Однако, эти условия отжига также далеки от тех, что возникают в метеорите при его движении в атмосфере.

Переходя к рассмотрению изменений распределений в нашем случае, обсудим сначала на качественном уровне картину таких изменений. На рис. 76(б) спектр ядер, полученных из оливина вблизи края метеорита, разделён белой чертой на две области. Одна из них – ниже черты, очень близка по форме к обычному спектру, наблюдаемому в экспериментах. Другая – выше черты, имеет совершенно другую форму. Такое различие можно объяснить тем, что кристаллы оливина в ячейке отжигались в разной степени в зависимости от близости к краю самой ячейки, примыкающей к краю метеорита. В результате после обработки появилась такая комбинированная форма распределения.

Другим свидетельством влияния отжига на треки в областях, близких к краю метеорита, может служить тот факт, что в кристаллах, взятых из области ячейки, отсутствуют треки группы железа (рис. 78). Во всех других областях они присутствуют в большом количестве, причём, во всём объёме кристаллов. Обычно, поскольку они мешают обработке треков тяжёлых ядер, с протравленных кристаллов снимается слой толщиной 10-15 мкм путем шлифования и тем самым сетка треков железа убирается, так как их травимая длина не превышает этих величин. По нашему мнению, полное отсутствие треков группы железа в этих кристаллах после травления является прямым подтверждением наличия отжига.



а

б

Рис. 78. Изображения кристаллов оливина после травления. а – Типичная сетка ядер группы железа. б – Изображение кристалла, взятого вблизи края метеорита.

5.3. Анализ причин возникновения треков необычной формы

Главными показателями, отражающими свойства прошедшего через оливин ядра, являются геометрические характеристики канала, образовавшегося за определенное время травления, и скорость травления оливина. Среди обнаруженных протравленных каналов (треков) около 2% имеют необычную форму. На рис. 79а показан типичный конусообразный протравленный канал, который в авторском жаргоне называется “морковь”, а на рис. 79б показан протравленный канал, имеющий необычную форму “шприца”. Ширина “моркови” и узкой части “шприца” составляет 2–4 мкм, а широкая часть “шприца” – 6–10 мкм. Природа такого поведения протравленных каналов -шприцов, показанных на рис. 2б, не ясна. Разработка моделей прохождения ядер через вещество и процесса химического травления ведется уже много лет [55, 136, 54, 137]. Однако даже одна из самых современных моделей - модель молекулярной динамики [138], основанная на уравнениях химической кинетики, пока не может объяснить это явление [139]. В данной работе детально рассмотрены процессы прохождения тяжелых ионов через оливин и представлена пространственно-

временная картина развития электронного каскада с попыткой объяснить обнаруженную особенность формы протравленных треков взаимодействием вторичных частиц. Расчеты проводились с использованием пакета программ GEANT4 [140] который позволяет имитировать прохождение первичных и вторичных частиц через установку и проследить характеристики каждой из них от места возникновения вплоть до точки останова. Для выяснения причин возникновения изучаемого эффекта результаты расчетов сопоставлялись с пространственно-временными характеристиками сценария прохождения ионов через вещество, предполагаемыми в различных моделях этого процесса.

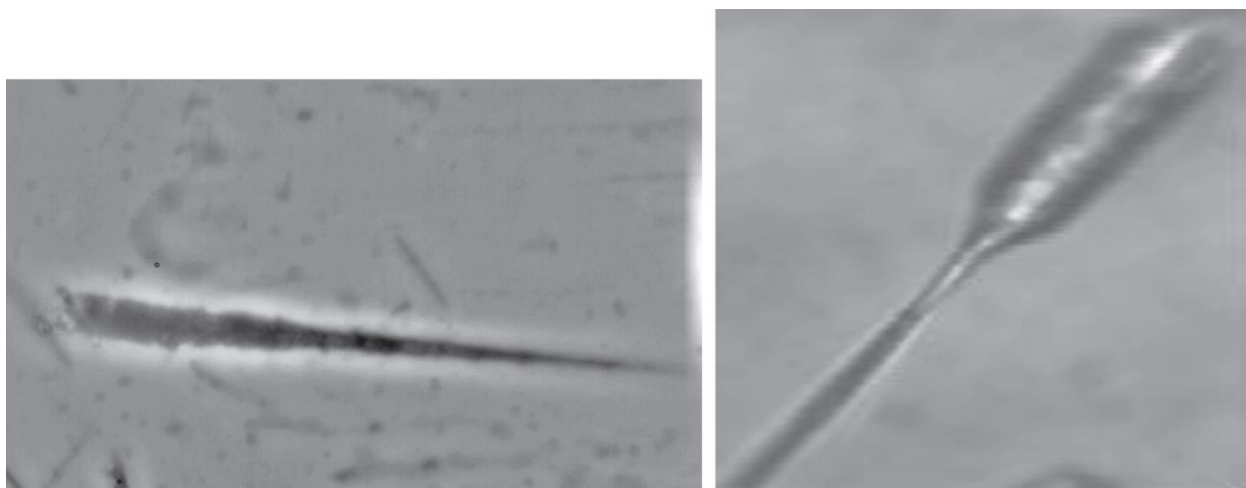


Рис. 79. Типичный протравленный канал ядра с зарядом $Z = 70$, “морковь” в авторском жаргоне (а); протравленный канал ядра $Z = 65$, имеющий необычную форму “шприца” (б).

Существующие модели по-разному объясняют причины возникновения видимых после травления треков, но все они сходятся в том, что процесс прохождения ионов через вещество носит сложный динамический характер и протекает в несколько стадий [136, стр. 26]. Начальная стадия включает в себя непосредственное столкновение иона с электронами и ядрами атомов вещества и передачу им некоторого импульса. Это приводит к ионизации и

возбуждению атомов, а также к смещению ядер. Дальнейшая картина процесса зависит от модели. Так в некоторых из них решающее значение придается дозе облучения области, примыкающей к треку иона, и даже устанавливается ее нижний порог $D \sim 10^4\text{--}10^5$ Гр [136, 54, стр. 37]. В других моделях определяющим показателем считается уровень ионизационных потерь [54, стр. 35], которые подразделяются на первичную, создаваемую ионом, и вторичную за счет взаимодействия δ -электронов. Каждая из них по-разному участвует в создании области повреждений материала. Очень важным обстоятельством в образовании травимого трека является возникновение на начальной стадии процесса (примерно, первые несколько фс) огромного градиента различных характеристик вблизи трека: плотность электронов в запрещенной зоне, степень ионизации, плотность выделенной энергии, плотность кинетической энергии частиц и т.д. На этом эффекте построено несколько моделей, которые учитывают взрывной характер протекающих в веществе процессов: теплового клина, ионно-взрывного клина и др. [136, стр. 36].

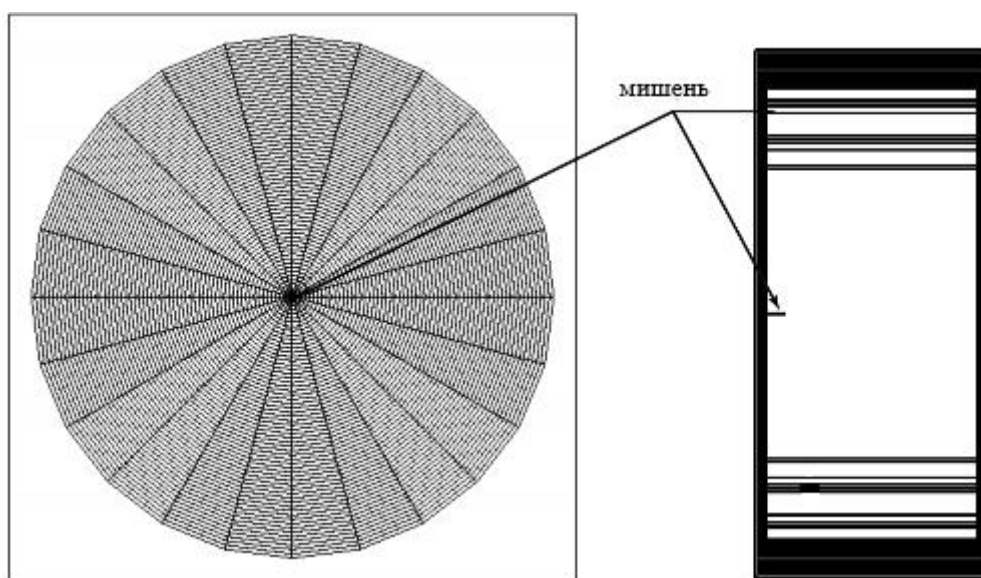


Рис. 80. Конструкция моделируемого детектора: (а) вид спереди (120 концентрических колец), (б) вид сбоку.

Протекающие на этом этапе процессы являются крайне неустойчивыми, ведут к последующей перестройке структуры вещества в окрестности трека и в конечном итоге к изменению химических свойств в этой области. Это приводит к увеличению во много раз скорости травления вещества в травителе. В данной работе с помощью моделирования рассматриваются пространственно-временные характеристики начального этапа процесса прохождения иона через вещество, которые помогут понять, насколько они велики на расстоянии в несколько микрометров от иона.

Нами были рассмотрены две гипотезы о возможном механизме увеличения скорости травления на расстоянии несколько микрометров. Первая из них рассматривает роль возрастания в несколько раз ионизационных потерь вблизи пика Брега в пространственном распределении выделенной энергии.

Поперечные размеры протравленного канала достигают нескольких микрометров, в то время как основная зона повреждений химических связей – несколько десятков нанометров. С учетом этого в рамках GEANT4 для проекта ОЛИМПИА был разработан проект, который включает детектор, оптимизированный с точки зрения изучения пространственного и временного развития процесса прохождения тяжелого иона через вещество для разных ядер и энергии. Пакет GEANT4 [140] (GEometry ANd Tracking) является платформой для моделирования прохождения частиц через вещество с использованием методов Монте-Карло. Отличительной особенностью GEANT4 является возможность отслеживать все характеристики частиц, как первичных, так и вторичных, на всем протяжении их траектории от момента появления до точки останова или выхода за пределы установки. В данном случае такая детальная информация важна для понимания механизма повреждения межатомных связей, которые приводят к возможности использовать метод травления и получать сведения о прошедших частицах по характеристикам протравленного канала. На этом основано действие

многих твердотельных детекторов. В данной работе использовалась версия 10.01 GEANT4.

Задачей расчетов является изучение влияния электронов, возникших в результате прохождения ионов через оливин, на расстоянии в несколько микрометров от оси трека. Показателями такого влияния являются количество электронов, плотность выделенной энергии, спектры первичных и вторичных электронов и другие [59,136,58,137]. Для получения этих величин и оценке их влияния были проведены расчеты для ядер Ba, Au и U с энергиями от 1 до 100 МэВ/нуклон. В результате были получены различные распределения электронов как функции времени и расстояния от иона, в зависимости от заряда и энергии налетающего ядра. Диапазон исследуемых расстояний составил от 2 нм до 6 мкм, а времени от 0,5 до 60 фс соответственно.

Ввиду большого объема полученных результатов, из них наиболее детально будут представлены результаты расчета для ядра урана. Для остальных ядер они будут представлены в ограниченном объеме, но достаточном, чтобы понять зависимость величин от заряда.

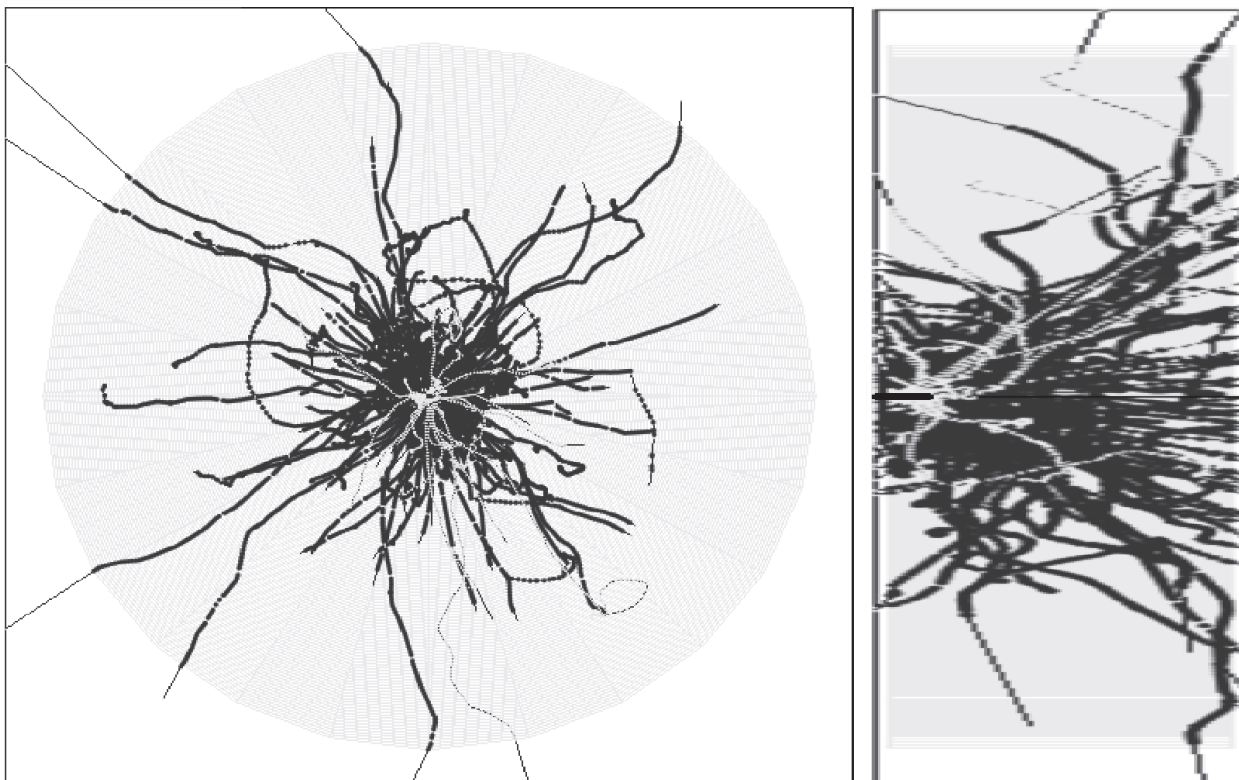


Рис. 81. Пример события прохождения ядра урана с энергией $E = 100$ МэВ/нуклон через детектор: (а) вид спереди; (б) вид сбоку.

Кроме того в основных расчетах данной работы мы ограничились детальными распределениями только для электронов, имеющих энергию $E > E_{cut} = 500$ эВ, поскольку рассматриваем влияние электронов на микронном расстоянии, где влияние электронов с меньшей энергией ничтожно. С другой стороны, с уменьшением E_{cut} резко возрастает количество электронов, что приводит к росту требуемых ресурсов. Что касается энергетических потерь иона, то они учитываются полностью, включая потери и на самые медленные электроны, и на возбуждение атомных уровней, и на взаимодействие с ядрами атомов. Для каждого ядра и при каждой энергии было разыграно по 10000 событий. Представленные далее результаты соответствуют усредненным по всем событиям величинам, полученным при прохождении каждым из ядер 200 нм оливина. Причем время прохождения мишени (200 нм) ионом составляет от 1 до 6 фс. На рис. 81 показан пример взаимодействия ядра урана с мишенью при энергии 100 МэВ/нуклон.

Видно, что основная масса электронов сосредоточена вблизи центральной части, но некоторые электроны достигают края детектора и выходят за него, т.е. уходят на расстояние 6 мкм и далее. Среди факторов, влияющих на возможность возникновения травимого трека, присутствует количество электронов, появляющихся при прохождении иона через вещество. В табл. 12 приведены количества первичных электронов с энергией $E > E_{cut} = 500$ эВ, возникших от столкновения иона с атомами, и вторичных электронов для разных ядер и энергий. Заметим, что GEANT4 при розыгрыше взаимодействий ионов в веществе учитывает наличие у них не только номинального, но и эффективного заряда, зависящего от энергии и свойств окружающей среды. Как уже говорилось, в наших расчетах мы ограничиваемся учетом детальной информации только для электронов с

энергией $E > E_{\text{cut}} = 500$ эВ. Чтобы продемонстрировать влияние этого параметра, на рис. 82 приведена зависимость числа электронов от “порога регистрации” E_{cut} для ядра Ва при энергии 100 МэВ/нуклон. Из-за этого ограничения возникает резкое снижение числа вторичных электронов при энергии $E = 1$ МэВ/нуклон, подавляющая часть которых имеет меньшую энергию. Более детальная информация – средняя плотность числа электронов в зависимости от расстояния и времени, представлена на рис. 83 для ядра урана при энергии 1, 5, 30 и 100 МэВ/нуклон. Эти значения энергии выбраны не случайно. Энергия $E = 5$ МэВ/нуклон соответствует максимуму ионизационных потерь. Энергии $E = 1$ МэВ/нуклон и $E = 30$ МэВ/нуклон соответствуют ионизационным потерям, равным, примерно, половине максимальных, но расположены по разные стороны от максимума, а энергия $E = 100$ МэВ/нуклон находится вблизи минимума потерь. Другой важной характеристикой прохождения иона через вещество является плотность выделенной ионом и электронами энергии. На длине 200 нм удельные потери иона практически не меняются, а анализ суммарных величин потерь энергии ионом показал, что они соответствуют удельным потерям при соответствующих энергиях.

Таблица. 12. Количество первичных электронов с энергией $E > E_{\text{cut}} = 500$ эВ, возникших от столкновения иона с атомами, и вторичных электронов для разных ядер и энергий

Энергия ядра, МэВ/нуклон	1	5	10	30	50	100
Первичные электроны						
Ba	1224	728	502	241	163	96
Au	1558	1275	973	549	395	242
U	1591	1572	1267	773	574	364
Вторичные электроны						
Ba	99	209	164	77	52	30
Au	84	307	309	177	126	77
U	59	340	382	250	184	116

Поэтому ион не представляет для нас интереса, и в дальнейшем мы будем обсуждать только энергетические потери электронов. На рис. 84 представлены распределения плотности выделенной электронами энергии как функции расстояния от трека иона и времени при энергиях урана от 1 до 100 МэВ/нуклон в единицах МэВ/мкм³ (для оливина 20 МэВ/мкм³ \approx 1 Гр). Учитывая приведенные выше пороговые величины дозы облучения D , получим оценку порога в наших единицах $D \gg 10^7$ МэВ/мкм³. Из рис. 84 видно, что этому условию удовлетворяют расстояния вплоть до нескольких сотен нм при энергии больше 5 МэВ/нуклон. Кроме того, рис. 84 показывает несостоятельность утверждения об определяющей роли величины ионизационных потерь для формирования видимого после травления трека.

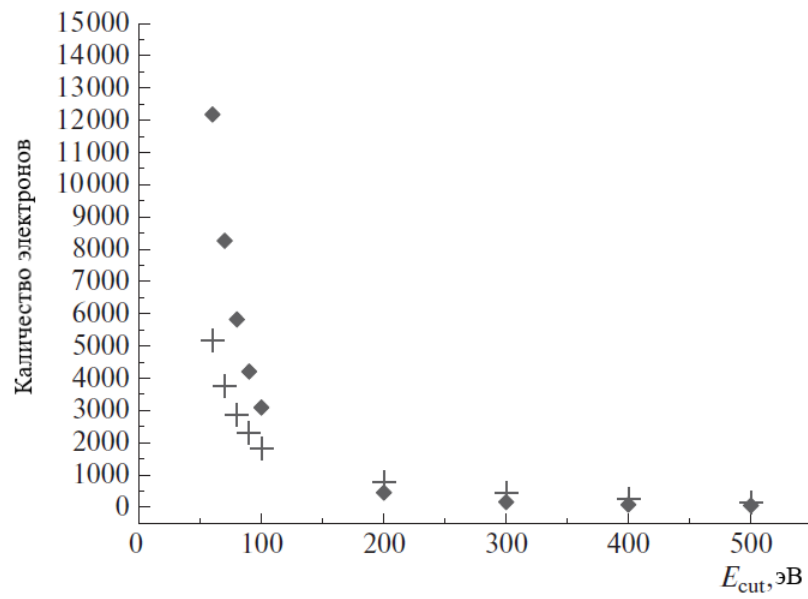


Рис. 82. Зависимость числа электронов от порога обрезания энергии E_{cut} . Ромб – первичные электроны, крест – вторичные электроны.

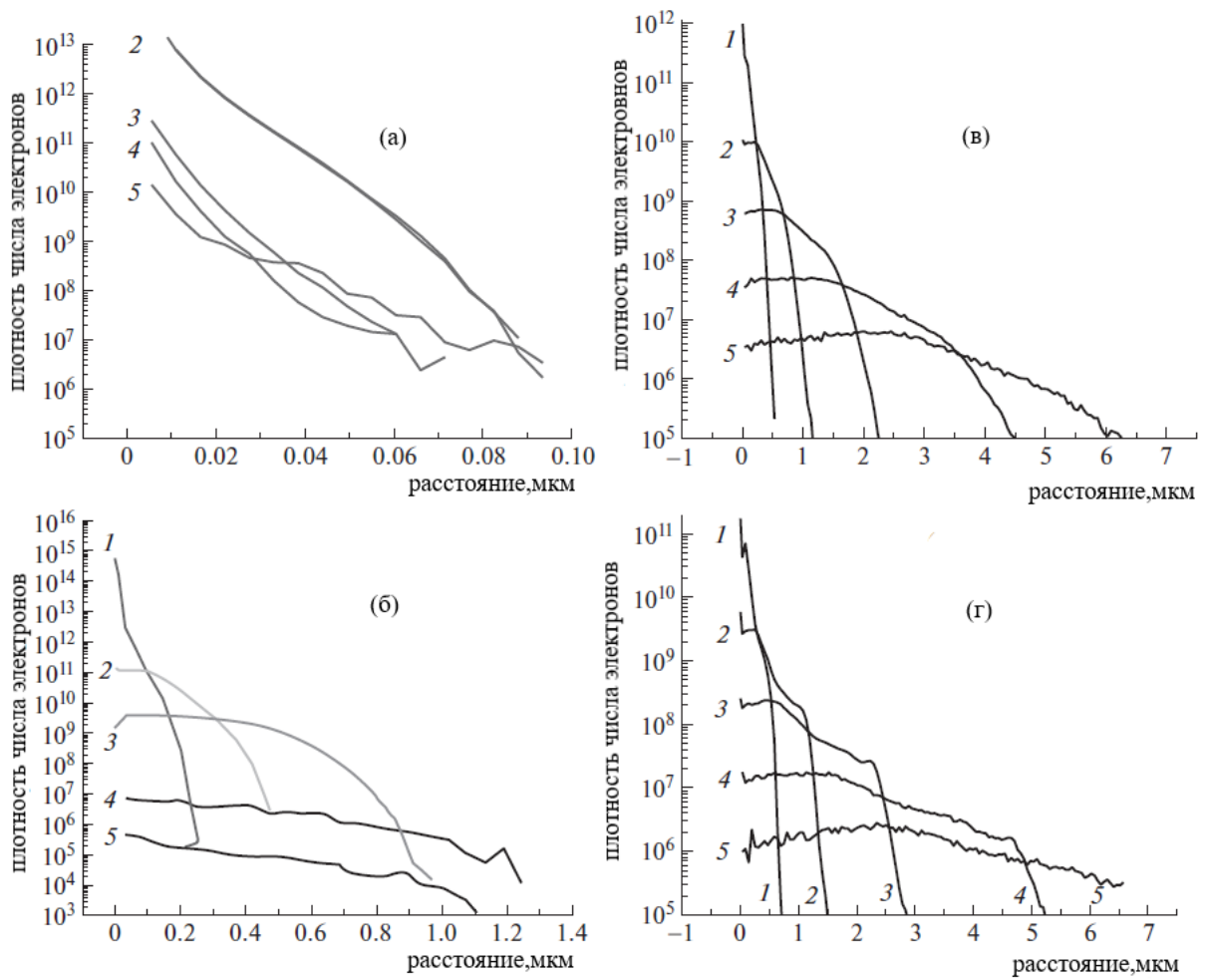


Рис. 83. Плотность числа электронов [мкм^{-3}] как функция расстояния до трека и времени для урана с энергиями 1 (а), 5 (б), 30 (в) и 100 (г) МэВ/нуклон. Время: 1 – 5, 2 – 10, 3 – 20, 4 – 40 и 5 – 60 фс.

Так при энергиях 1 и 30 МэВ/нуклон ионизационные потери имеют одинаковую величину, но распределения числа электронов и выделенной энергии для этих энергий совершенно различны. Для демонстрации зависимости распределений от заряда на рис. 85 они показаны для урана, золота и бария при энергии 30 МэВ/нуклон и времени 5 фс. В непосредственной близости к треку соотношение величин приблизительно отвечает отношению квадратов зарядов.

Обсудим теперь полученные результаты. Как видно из представленных рисунков, в область до 6 мкм и более от оси трека, попадает некоторое число электронов. Но электроны, имеющие плотность выделенной энергии достаточную для повреждения межатомных связей, занимают гораздо меньшую область. Кроме того маловероятно, что даже они на расстоянии в несколько сотен нанометров, дадут протравленный канал, резко отличающийся по своим свойствам от канала в центральной части. Во-первых, их число невелико, поэтому они не будут образовывать сплошной области повреждений вдоль всего трека, а повреждения будут возникать в виде прерывистой цепочки. Так на рис. 81 видно, что только несколько электронов достигают края детектора. Во-вторых, наличие повреждений не означает со стопроцентной вероятностью наличия условий для роста скорости травления. Небольшой дополнительный вклад в этой области могут также давать электроны с $E < 500$ эВ, не включенные в рассмотрение. Для более точной оценки вероятности произвести достаточные повреждения необходимо учесть влияние таких повреждений на химические свойства материала в этой области с использованием моделей из физики твердого тела. Такая задача не является предметом данной работы и будет

рассмотрена в дальнейших исследованиях, тем более, что GEANT4 позволяет дополнить ядро этого пакета программ дополнительным модулем, включающим модели твердого тела.

Частично такая работа проделана в модели молекулярной динамики [138, 139]. - Расчеты, сделанные с помощью программы TREKIS, показывают наличие некоторого расширения области повреждений материала в конце пути ядра, что может приводить к более широкому размеру канала травления здесь. Но это обусловлено наличием брегговского пика, т.е. большей величиной ионизационных потерь вблизи точки останова ядра. Геометрический масштаб этого явления почти на два порядка меньше, чем геометрические характеристики “шприца”, и не может объяснить их происхождение.

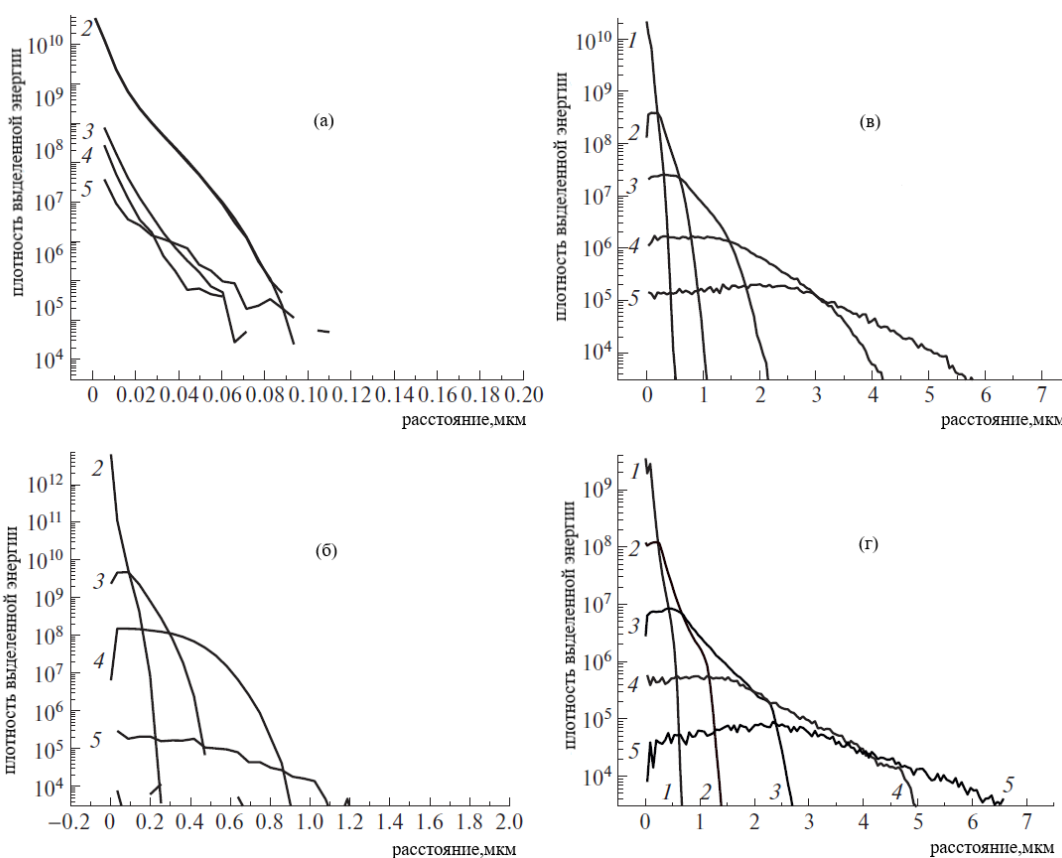


Рис. 84. Плотность энергии [МэВ мкм⁻³], выделенной электронами в детекторе, как функция расстояния до трека и времени для урана с

энергиями: 1 (а), 5 (б), 30 (в) и 100 (г) МэВ/нуклон. Время: 1 – 5, 2 – 10, 3 – 20, 4 – 40 и 5 – 60 фс.

Полученные результаты для урана и других ядер показывают, что энергии и количества дельта электронов, появляющихся в связи с наличием брегговского пика на последнем участке трека до точки останова иона, недостаточно для создания резкого изменения условий травления и образования “шприцов” диаметром в несколько микрометров. Хотя энергия отдельных дельта электронов с уменьшением энергии иона падает, суммарная выделенная ими энергия резко растёт, превышая в итоге порог дозы облучения области, примыкающей к треку ($D \sim 10^4 - 10^5$ Гр [55]), необходимый для создания области повышенной растворимости в травящем растворе. Было показано, что, электроны, действительно, создают большие дозы облучения, достаточные для образования травимого канала, однако максимальный размер этой области составляет менее 100 мкм, что более чем на порядок меньше наблюдаемой величины.

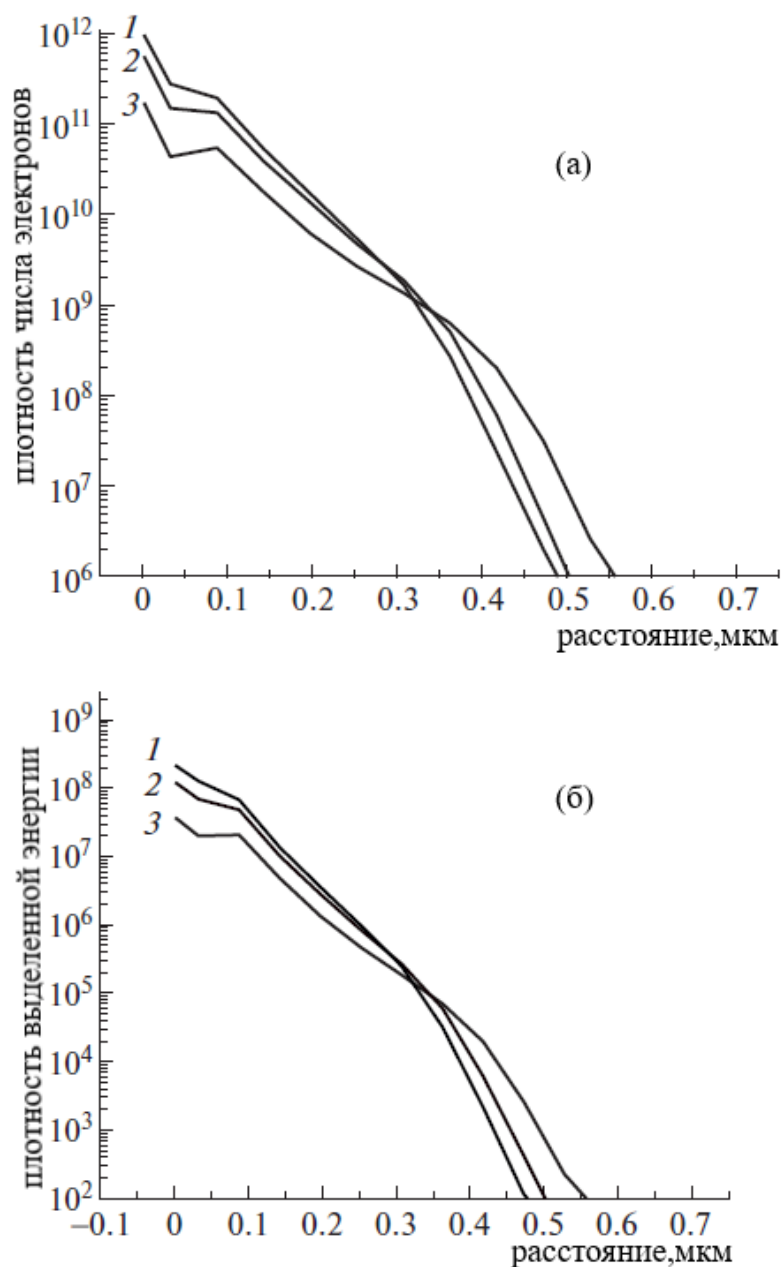


Рис. 85. Зависимость от расстояния до трека и времени для урана (1), золота (2) и бария (3) при энергии 30 МэВ/нуклон и времени 5 фс: (а) плотность числа электронов [мкм^{-3}]; (б) плотность энергии [МэВ мкм^{-3}].

Таким образом, было выполнено исследование взаимодействия ионов урана, золота и бария в кристалле оливина в метеорите с использованием моделирования в рамках пакета GEANT4 для выяснения природы возникновения необычных треков-шприцов.

Было показано, что доза облучения, достаточная для образования травимого трека, возникает на расстоянии не далее 100 нм от его оси и не может объяснить резкого изменения размеров протравленных каналов на расстоянии в несколько микрон. Поэтому была рассмотрена другая гипотеза, связанная с ядерным каналом взаимодействия.

В настоящей работе была рассмотрена возможная роль ядерного канала взаимодействия при образовании протравленных треков необычной формы. Ядра оливина $(\text{Mg}_{0.8}\text{Fe}_{0.2})_2\text{SiO}_4$ достаточно тяжёлые и взаимодействие иона с ними может приводить к большому переданному импульсу. В результате взаимодействующие ядра могут значительно трансформироваться (распасться на фрагменты, развалиться, подхватить кластеры и т.д.). Фрагменты налетающего ядра, имея большую скорость, будут разлетаться под малым углом друг к другу. При этом, хотя каждый из них ионизирует узкую область, травящий раствор может захватить и область между фрагментами, образуя единый более широкий латентный канал, что при травлении приведёт к появлению трека в виде шприца. Для проверки этой возможности были проведены расчёты прохождения тяжёлых ионов через оливин для нескольких ядер при нескольких энергиях с помощью программного пакета Geant4 [140]. Были разыграны события взаимодействия ядер W, Pb и U при четырёх значениях энергии: 10, 50, 100 и 200 МэВ/А.

При каждом значении энергии были разыграны тысячи событий, среди которых отбирались только неупругие ядерные взаимодействия. Ионизация, упругие и квазиупругие (с возбуждением уровней) ядерные взаимодействия в расчёт не принимались. Движение частицы прослеживалось вплоть до точки останова. Результаты расчётов показывают, что доля неупругих ядерных взаимодействий очень сильно зависит от энергии и в меньшей степени от заряда налетающего ядра. Для иллюстрации этих зависимостей в таблице 13 приведены ядра, их энергии, а также полное число разыгранных событий и число неупругих взаимодействий в розыгрыше при каждом значении этих величин.

Таблица.13. Число неупругих событий в зависимости от ядра, его энергии и числа разыгранных событий.

Ядро	Энергия (МэВ/А), число разыгранных событий			
	10, 50000	50, 10000	100, 10000	200, 5000
W	17	172	374	502
Pb	16	169	430	535
U	29	179	416	532

Как следует из таблицы, доля неупругих ядерных взаимодействий по порядку величины одинакова для всех ядер и меняется с энергией от менее, чем 0,01% при 10 МэВ/А, до порядка 10% при 200 МэВ/А.

При неупругих взаимодействиях большинство частиц на выходе после первичного взаимодействия делятся на фрагменты налетающей частицы и фрагменты мишени. В данном случае нас интересуют события, в которых образуется два тяжёлых фрагмента налетающего ядра. Чтобы показать качественную картину неупругого ядерного взаимодействия, на рисунке 90 представлены распределения числа N неупругих событий налетающего ядра по массе A и заряду Z при всех значениях заряда и энергии налетающего ядра, использованных в моделировании. Отметим, что образование тяжёлых фрагментов сопровождается появлением и более лёгких частиц (нуклоны, дейтроны, тритоны и альфа), которые не изображены на рисунке.

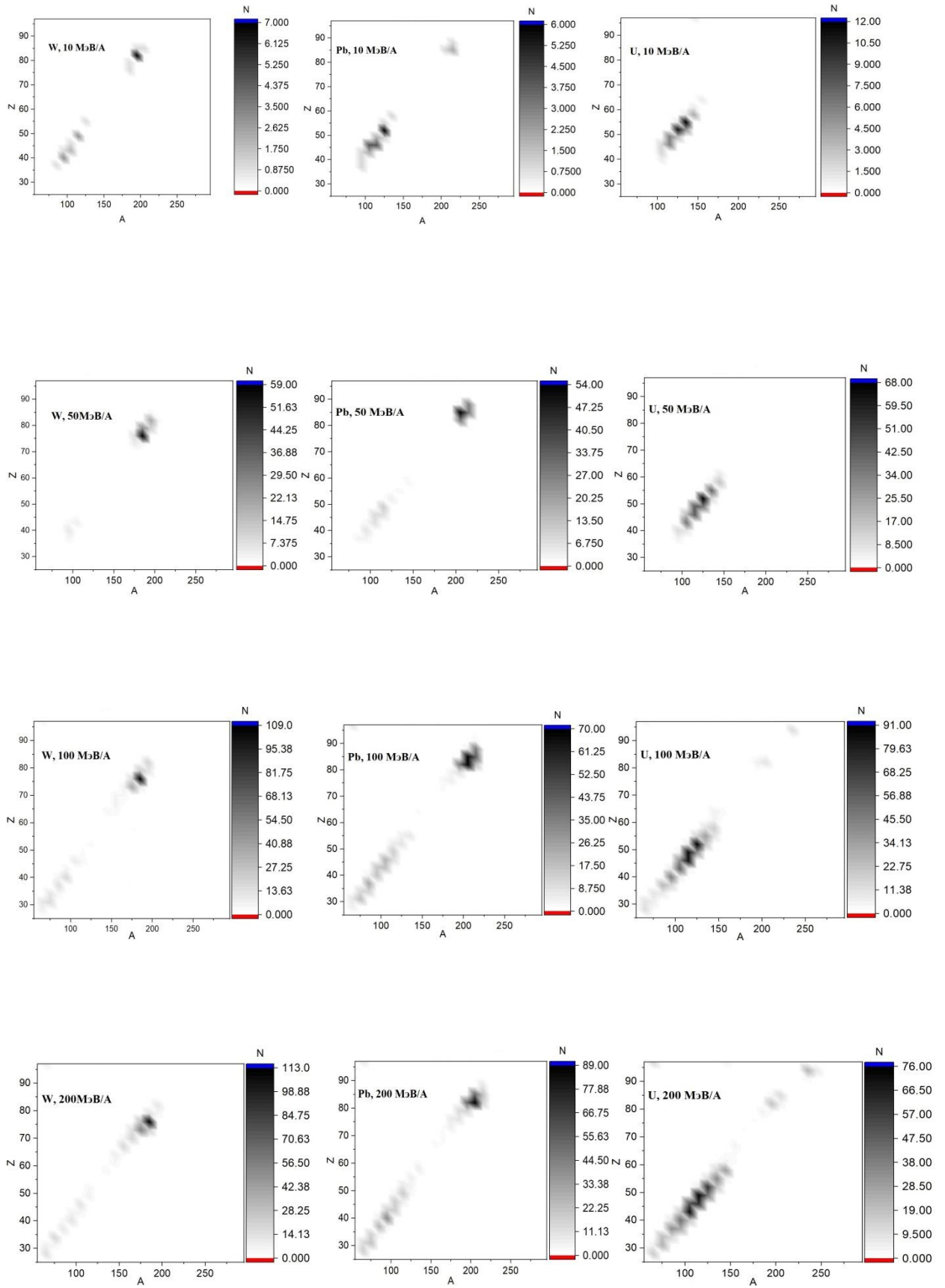


Рис. 86. Распределения числа N событий фрагментации налетающего ядра по массе A и заряду Z при всех значениях заряда и энергии.

Бросается в глаза резкое различие вероятности фрагментации в распределениях разных ядер. Наиболее устойчивым по отношению к фрагментации является ядро вольфрама. Доля фрагментации этого ядра составляет 0,01%. Большая часть неупругих событий у него происходит по каналу подхвата или перезарядки с образованием нового ядра с массой и зарядом вблизи исходного. В то же время для ядра урана доля фрагментации составляет ~96% всех неупругих ядерных взаимодействий. Ядро свинца по отношению к этому показателю занимает промежуточное положение. Если эта зависимость от заряда распространяется и на промежуточные значения, то в механизме формирования треков в виде шприца должны участвовать наиболее тяжёлые ядра, в области свинца и выше. В настоящей работе нас интересуют события, в которых появляются два тяжёлых фрагмента, по массе близких к половине массы налетающей частицы. Поэтому, в основном, будут обсуждаться характеристики только таких неупругих событий.

Рассмотрим сначала кинематические характеристики конечных продуктов взаимодействия. Начнём с распределений фрагментов по кинетической энергии. Как показывают расчёты, такое распределение во многом определяется относительной скоростью сталкивающихся ядер. Поскольку кинетическую энергию в лабораторной системе T мы задаём в МэВ на один нуклон, при одинаковой величине T налетающие ядра будут иметь, примерно, одну и ту же скорость и их характеристики будут близкими. По этой причине здесь мы представим распределения по T только для ядра урана, как наиболее статистически обеспеченные. На рисунке 87 показаны распределения фрагментов по кинетической энергии при различных энергиях урана. При таких энергиях пробеги фрагментов составляют от нескольких десятков до нескольких сотен микрон, что по порядку величины сопоставимо с длиной толстой части трека-шприца.

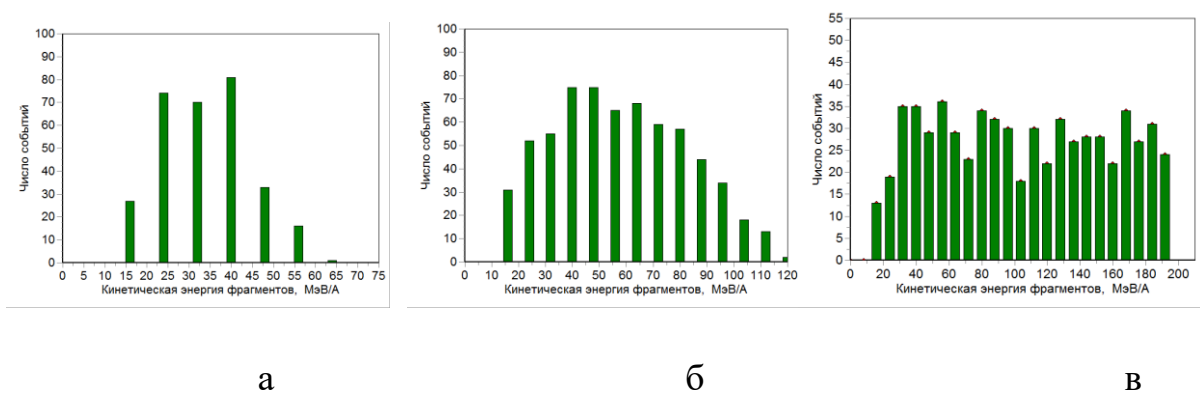


Рис. 87. Распределение фрагментов урана по кинетической энергии. а – 50 МэВ/А; б – 100 МэВ/А; в – 200 МэВ/А.

При оценке возможности образования разлетающимися фрагментами единого канала травления очень важной характеристикой является угол между ними, поскольку от этого зависит расстояние между разлетающимися ядрами и размер области их совместных повреждений материала. Расчёты показывают, что эта величина в пределах $Z \sim 78-92$ не очень сильно зависит от масс сталкивающихся ядер. Поэтому представим результаты расчётов только для урана. На рисунке 88 показаны распределения углов разлёта фрагментов урана в зависимости от энергии.

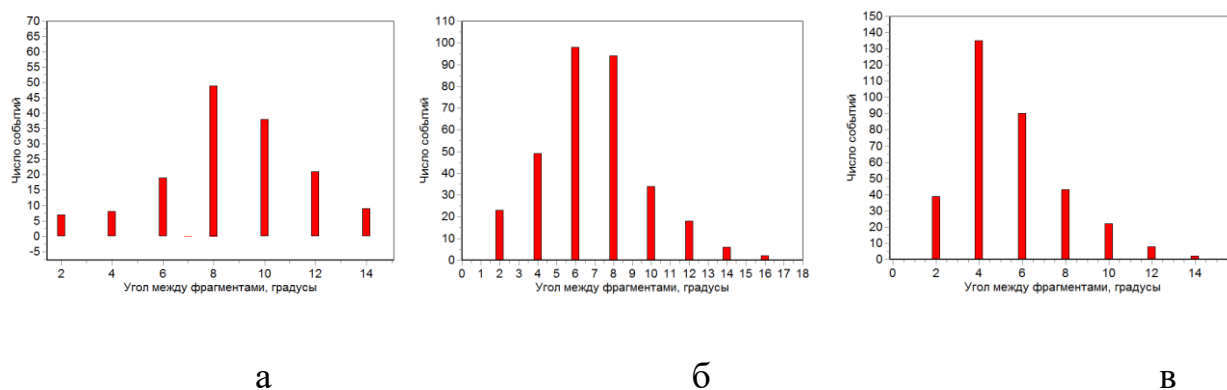


Рис. 88. Распределение по углам разлёта фрагментов U в зависимости от энергии. а – 50 МэВ/А; б – 100 МэВ/А; в – 200 МэВ/А.

При пробеге ядер ~ 100 мкм и угле между ними 6-8 градусов расстояние между ними будет 10-15 мкм, т.е. того же порядка, что и широкая часть трека-шприца. При 4-х градусах и меньшем пробеге расстояние будет ещё меньше. Таким образом, геометрические характеристики, т.е. ширина и длина единого протравленного канала, близки к наблюдаемым на эксперименте.

Особенностью неупругих ядерных взаимодействий является их проявление на очень далёких расстояниях, вплоть до нескольких сантиметров от трека. Это является результатом возникновения довольно энергичных нейтронов, которые появляются в результате снятия возбуждения ядерных уровней у ядер в конечном состоянии. Эти нейтроны, испытывая столкновения с ядрами мишени, блуждают в ней, пока не затормозятся и не будут захвачены одним из ядер мишени.

Обсудим теперь кратко последствия ядерного столкновения для ядер мишени. Наибольшую роль в этом случае играет величина переданного импульса. Его максимальная величина растёт с ростом энергии налетающей частицы. Поэтому при небольших энергиях ($E \sim 10$ МэВ/А) основными процессами являются реакции перезарядки, подхвата и т.п. В результате исходные ядра оливина (O, Mg, Si, Fe) переходят в ядра, близкие к ним по заряду и массе. С ростом энергии растёт величина возможного переданного импульса. Это приводит к росту вероятности фрагментации, а при больших энергиях ($T > 10$ МэВ/А) к появлению событий полного развала ядер. В результате окрестность точки столкновения будет “облучаться” многочисленными фрагментами ядра мишени. Их пробеги достигают до десятков нанометров.

Рассмотрим теперь возможные возражения против рассматриваемой модели. Во-первых, много фрагментов налетающего иона разлетаются под довольно большими углами. В этом случае такие события после травления должны давать треки в виде “вилок”, которых было найдено всего пара штук. Во-вторых, не очевидно, что два близлежащих трека могут дать единый

канал после травления. Этот вопрос необходимо рассмотреть отдельно, используя подходящую модель химического травления, например [54].

Таким образом, целый ряд характеристик, сопровождающих процесс фрагментации, допускает возможность образования треков-шприцов в этом канале при определённых условиях. В частности, главная роль здесь отводится тяжелым ядрам с $Z \geq 82$.

Следует отметить, что фрагментация ядер приводит к появлению более лёгких ядер и исчезновению тяжёлых. Это может повлиять на форму зарядового распределения. Для оценки степени такого влияния была рассмотрена модель, состоящая из 5 чередующихся слоёв оливина и железа [141]. Было показано, что на зарядовое распределение основное влияние оказывает фрагментация ядер группы урана (Th, U), которые распадаются, в основном, на два фрагмента, близких по массе. Большая часть этих фрагментов по своему заряду выходит за пределы эффективной регистрации. В результате количество ядер группы урана может уменьшиться на ~20%. Зарядовое распределение ядер с меньшим зарядом в результате фрагментации слегка размывается.

5.4. Исследование особенностей треков ядер в оливинах из метеорита Сеймчан.

В рамках данной работы были предприняты многие попытки расширения количества и типов метеоритов для поиска сверхтяжелых ядер в природе. В частности автор сумел получить образец метеорита из музея Мьянмы (рис.89).



Рис. 89. Образец метеорита из музея Мьямны. Полный вес ~ 15.1 кг, возраст не известен, место падения с. Мо Тит, дата падения 21.6.2005

К сожалению, плохое качество кристаллов оливина не позволило использовать его в работе над диссертацией.

Еще один образец был получен с помощью коллег из ГЕОХИ РАН - это кусочек метеорита Сеймчан. Его возраст оценивается 4-4,5 млрд. лет, а вес до падения - 60 тонн. При падении метеорит Сеймчан образовал метеоритный дождь. К настоящему времени найдены тысячи его осколков. К сожалению, большая часть осколков попала в частные руки и теперь используются для коммерческих целей, некоторые части метеорита - как ювелирные изделия. Тем не менее, часть осколков доступна для научных исследований.



Рис. 90. Один из осколков метеорита Сеймчан. Общий вес ~ 60 т (метеоритный дождь), возраст 4 – 4,5 млрд. лет, место падения с. Сеймчан (Магаданск. обл.), время падения 10 – 100 тыс. лет назад, год обнаружения 1967.

Метеорит Сеймчан — редчайший пример метеоритов переходного типа от железных к железокремнистым. В нем встречаются как участки чисто железного метеорита — октаэдрита, не содержащего силикатных минералов, так и типичного палласита с отношением оливина к металлу от 1:1 до 2:1. Зерна оливина в метеорите Сеймчан светло-зеленые или буровато-зеленые, размером от менее 1 до 11×9 мм в сечении, обычно угловатые, реже овальные, каплевидные. Очень немногие зерна оливина имеют хорошо развитые кристаллические формы. Многие зерна, по-видимому, были раздроблены [142]. Наряду с трещиноватыми оливинами, во время полевого сезона 2012 г. в образцах метеорита Сеймчан были обнаружены и прозрачные, без трещин, пригодные для огранки «космические хризолиты» [143].

Химический состав палласитовой «фации» этого метеорита. В материале, привезенном в 2004 г., палласитами оказалось около 20% образцов. Нейтронно-активационный анализ металлической фазы палласитов

и фрагментов железоникелевой «фации» метеорита Сеймчан показал, что они идентичны и, таким образом, являются частями одного падения. По данным нейтронно-активационного анализа, железоникелевая «фация» метеорита Сеймчан имела следующий состав: 24—31 ppm Cr, 0,526—0,528% Co, 9,28—9,33% Ni, 121—152 ppm Cu, 24,8—26,3 ppm Ga, 18,6—18,8 ppm As, 0,34—0,52 ppm W, 0,662—0,694 ppm Ir, 2,007—2,115 ppm Au. Состав металлической фазы палласитов: 1,3 ppm Cr, 0,533% Co, 9,51% Ni, 140 ppm Cu, 25,6 ppm Ga, 18,2 ppm As, 0,52 ppm W, 0,676 ppm Ir, 2,132 ppm Au [144].

Состав минералов палласитовой «фации». Помимо железоникелевых металлических фаз участки с палласитовой структурой содержат оливин, троилит, хромит, шрейберзит и витлокит [144]. В ноябре 2011 г. на геологическом факультете Университета Торонто (Канада) с использованием установки SX-50 был проведен микрозондовый анализ (wavelength-dispersive electron microprobe analyses) камасита, шрейберзита и оливина в образце палласита Сеймчан. В исследуемом препарате грубозернистого палласита крупные кристаллы оливина размером 5—10 мм были со всех сторон окружены металлом — камаситом. Шрейберзит, присутствовавший в меньших количествах, был приурочен к границам зерен оливина и металла.

Было также проведено изучение изотопного состава кислорода в оливине палласитовой «фации» метеорита Сеймчан, который оказался аналогичным изотопному составу кислорода палласитов главной группы [144].

Другим признаком принадлежности метеорита Сеймчан к палласитам главной группы является крайне низкое содержание никеля в оливине. При равновесном распределении никеля между оливином и металлом в сильно восстановительных условиях большая часть никеля концентрируется в металлическом железе, и низкое содержание никеля в оливинах (обычно 0,02—0,04%), значительно более низкое, чем в оливинах земных ультраосновных массивов, несущих сульфидноникелевую минерализацию,

таких как Бушвельд в Южной Африке и другие, типично для палласитов главной группы [142].

Таким образом, по современной классификации, метеорит Сеймчан является палласитом главной группы с аномальным составом металлической фазы [145], близким к составу железных метеоритов химической группы ПЕ. После находок 2004—2012 гг. были внесены изменения и в справочники, и Сеймчан вместо октаэдрита стал палласитом [144,146,147,148].

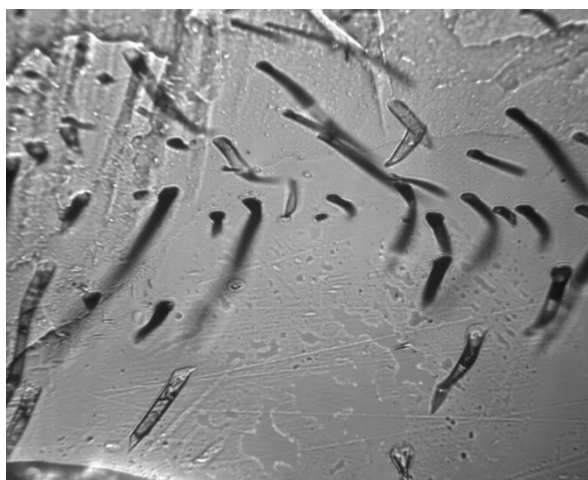


Рис. 91. Треки ядер в оливине из метеорита Сеймчан.

На рис. 91 показаны изображения треков ядер в оливиновом кристалле метеорита Сеймчана после травления с увеличением 40х. Видны протравленные треки (тёмные линии). В этом месте толщина стравленного слоя 3-4 микрона, в то время как длина канала трека 30-40 микрон. То есть скорость травления трека в 10 раз больше скорости травления неповреждённого оливина. Все треки кривые, поэтому для определения заряда ядра они не могут быть использованы. В ходе выполнения работы обсуждались причины такой формы треков.

Одно из предположений заключается в том, что это результат тепловых процессов внутри метеорита, когда в результате неравномерного нагрева до высоких температур происходит перемещение слоёв относительно друг

друга. Такое объяснение влечёт за собой вопрос, что является причиной нагрева? Один из ответов – пролёт вблизи звезды и нагрев за счёт её облучения. Однако в этом случае нагрев происходил бы медленно и не привёл бы к большим градиентам температуры в оливине, необходимым для заметного перемещения слоёв.

Другой причиной нагрева может быть соударение с другим твёрдым космическим телом. Подтверждением этой гипотезы являются сообщения об изучении свойств различных метеоритов, в которых делаются выводы о таких событиях. Температура нагрева в результате удара может достигать величин, близких к температуре расплава оливина.

Подтверждением существования такого события служит недавняя статья в журнале ГЕОХИМИЯ за 2020 год [149]. Авторы статьи методами оптической микроскопии и химического анализа исследовали метеорит Сеймчан.

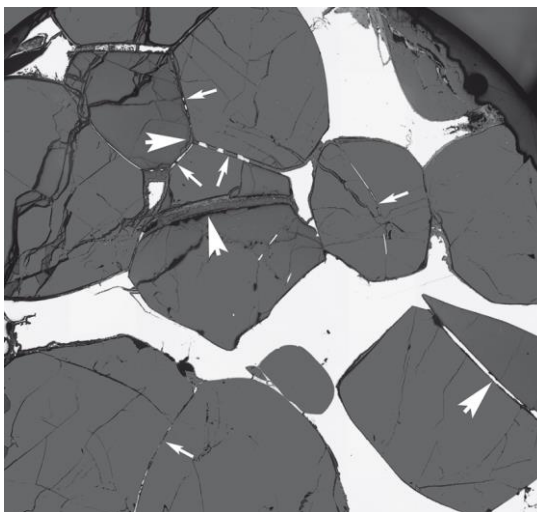


Рис. 92. Структура метеоритов-палласитов крайне неоднородна.

В них чередуются участки железа с плотностью 8 г/см^3 (показаны белым цветом) и оливина с плотностью $3,4 \text{ г/см}^3$ (показаны тёмно-серым цветом). При прохождении ударной волны через гетерогенную среду ударный нагрев вещества происходит крайне неравномерно с

возникновением резких температурных градиентов на границах между фазами, которые имеют разную плотность.

Полученные авторами из ГЕОХИ данные свидетельствуют о наложенном импактном событии в истории Сеймчана. При соударении высвобождается огромное количество кинетической энергии, часть которой конвертируется в тепловую энергию. Пространственно-хаотический характер распространения ударной волны и неоднородный нагрев вещества при прохождении ударной волны способствуют локальному плавлению в участках вещества на границах между фазами, имеющими разную плотность.

В результате происходит перемещение слоёв оливина и искривление треков. Важное значение имеет то, что остывание происходит крайне медленно, скорость остывания в космическом пространстве составляет около 20 градусов за миллион лет. Наличие искривлённых протравленных каналов свидетельствует о нагреве оливина до температуры плавления и последующем перемещении слоёв относительно друг друга вследствие конвекции в течении длительного времени. Это предположение подтверждается результатами других авторов, которые считают такой нагрев результатом столкновения с другим твёрдым космическим телом. К сожалению, полученные образцы метеорита Сеймчан невозможно использовать в работе по поиску сверхтяжелых ядер в природе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе над диссертацией был выполнен большой объем методических исследований и расчетов, что стало во многом ключевым условием успешности поиска сверхтяжелых ядер в космических лучах по измерениям в оливинах из метеоритов. Были рассмотрены различные типы трековых детекторов и созданы пакеты программного обеспечения для автоматизированной обработки данных на оптическом микроскопе (в первую очередь, для оливинов, на их основе – для ядерной фотоэмульсии); изучены модели взаимодействия тяжелых ядер с веществом и исследованы различные модели возникновения треков в оливинах; выполнен детальный анализ возможных ошибок измерений, что позволило достичь высокой точности определения зарядов ядер; проведены многочисленные калибровочные эксперименты на ускорителях тяжелых ядер; исследован градиент плотности треков ядер солнечных космических лучей, зарегистрированных в трех оливиновых кристаллах палласита Marjalahti - в результате была сформулирована гипотеза о преатмосферной истории материнского тела метеорита в Солнечной системе. Предложено основанное на выполненных модельных расчетах объяснение искажения зарядового спектра ядер из некоторых оливинов, близких к поверхности метеорита, связанное с отжигом и укорочением длины треков. Выполнены модельные расчеты, подтвердившие возникновение треков-шприцов, главным образом, за счет фрагментации тяжелых ядер.

Краткий перечень полученных результатов:

1. Получены данные о зарядовом составе около 26000 ядер ГКЛ с зарядом > 40 , в том числе более 22000 с $Z > 55$, которые согласуются с данными других экспериментов. Результаты работы являются весомым вкладом в мировую статистику экспериментов по поиску сверхтяжелых ядер

в природе. Зарегистрировано три ядра, заряд которых оценивается как 119_{-6}^{+10} , оцененное время жизни этих сверхтяжелых ядер – минимум, десятилетия - на много порядков превышает время жизни трансфермиевых ядер, синтезированных на ускорителях. Полученные результаты являются аргументами в пользу теоретической гипотезы о существовании острова стабильности трансфермиевых природных ядер.

2. Разработаны алгоритмы и созданы программы на языке C++ для автоматизированного анализа и идентификации следов частиц в трековых детекторах.

3. Исследовано влияние отжига треков на зарядовый спектр ядер галактических космических лучей по результатам измерений в оливинах из метеоритов.

4. Проведен анализ фрагментации сверхтяжёлых ядер при их прохождении через вещество метеорита.

5. Изучена радиационная история палласитов по данным трекового анализа.

6. Проведен анализ возможных причин возникновения треков особой формы в оливинах из метеоритов.

7. Проведён анализ особенностей треков в метеорите Сеймчан.

8. На основе программных пакетов для автоматизированной обработки изображений в кристаллах оливинов создано программное обеспечение для оценки качества ядерной фотоэмульсии и обработки изображений зёрен AgBr полученных на электронном микроскопе.

Главным итогом выполненной работы в рамках эксперимента ОЛИМПИА является успешно реализованный поиск тяжелых и сверхтяжелых ядер в космических лучах. Выполненная работа убедительно демонстрирует то, что трековая методика дает возможность получать приоритетные результаты, чрезвычайно важные для понимания физической картины мира. Полученные в ходе реализации проекта ОЛИМПИА результаты позволяют утверждать, что изучение треков ядер космических

лучей в кристаллах оливина из метеоритов открывает новые возможности в исследовании потоков и спектров космических лучей в области тяжелых и сверхтяжелых ядер, имеющих большое значение для ядерной физики, физики элементарных частиц и астрофизики.

Благодарности

Данная работа посвящается, прежде всего, моим родным - родителям, жене и дочери. Автор выражает глубокую благодарность научному консультанту Н.И.Старкову за направление и курирование всех этапов работы, ценные советы при проведении исследований, и большое терпение. Отдельная благодарность Н.Г. Полухиной за ценные замечания и непрерывное внимание, Н.С. Коноваловой и Л.А. Гончаровой, всем сотрудникам группы ПАВИКОМ и Лаборатории элементарных частиц за постоянную поддержку и помощь в проведении исследований.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

1. А.С.Барабаш, В.Я.Браднова, В.В.Дубиница, Н.П.Егоренкова, С.И.Коновалов, Е.А.Пожарова, Н.Г.Полухина, В.А.Смирнитский, Н.И.Старков, Than Naing So, В.И.Юматов, М.М.Чернявский//Определение точности измерения энергии заряженных частиц по их пробегу в ядерной фотоэмульсии// Журнал«Краткие сообщения по физике»2012,№ 10,стр.35-42.
2. В.Д. Ашитков, А.С. барабаш, В.Я. Браднова, Л.А. Гончарова, О.И. Орурк, Е.А. Пожарова, Н.Г. Полухина, В.А. Смирнитский, Н.И.Старков, Than Naing So, В.И.Юматов//Результаты разработки методики использования ядерной фотоэмульсии для эксперимента по поиску двойного безнейтринного бета-распада//Журнал«Краткие сообщения по физике»2013,№ 12,стр.49-61.
3. А.В.Багуля, М.С.Владимиров, А.Е.Волков, Л.А.Гончарова, С.А.Горбунов, Г.В..Калинина, Н.С.Коновалова, Н.М.Окательева, Т.А.Павлова, Н.Г.Полухина, Н.И.Старков,Than Naing So, М.М.Чернявский,Т.В.Щедрина//Зарядовый спектр сверхтяжелых ядер галактических космических лучей, полученный в эксперименте Олимпия// Журнал«Краткие сообщения по физике»2015, № 5,стр.49-56
4. А.В. Aleksandrov, A.V. Bagulya, M.M. Chernyavsky, V.I. Galkin, L.G. Dedenko, N.V. Fomenko, N.S. Konovalova, G. De Lellis, A.K. Managadze,O.I. Orurk, N.G. Polukhina, T.M. Roganova, T.V. Shchedrina, C. Sirignano, N.I. Starkov, Than Naing Soe, V.E. Tioukov, M.S. Vladimirov, S.G. Zemskova//Test Experiments on muon radiography with emulsion track detectors in Russia// Physics of Particles and Nuclei Letters, 2015, Vol. 12, No. 5, pp. 713–719.
5. A.V. Bagulya, M.M. Chernyavsky, L. A. Goncharova, G.M. Granich, M.V.Gorshenkov, G. V. Kalinina, N. S. Konovalova1, N. M. Okateva, T.A. Pavlova,N. G. Polukhina, T.V. Shchedrina1, E.S.Savchenko4, N. I. Starkov, Than Naing Soe, M.S.Vladymyrov//Charge distribution of Superheavy Elements in Galactic Cosmic Rays on base of Investigations in Olivine Crystals from

Meteorites//AIP Conference Proceedings, volume 1702.Issue 1, AIP Conference Proceedings 1702, 110005 (2015)

6. Victor Alexeev, Alexander Bagulya, Mikhail Chernyavsky, Alexei Gippius, Lyudmila Goncharova, Sergei Gorbunov, Mikhail Gorshenkov, Galina Kalinina, Nina Konovalova, Jie Liu, Pengfei Zhai, Natalia Okatyeva, Tatyana Pavlova, Natalia Polukhina, Nikolai Starkov, Than Naing Soe, Christina Trautmann, Elena Savchenko, Tatyana Shchedrina, Alexander Vasiliev, and Alexander Volkov// Charge Spectrum of Heavy and superheavy components of galactic cosmic rays results of the OLIMPIYA experiment// The Astrophysical Journal, 829(2):120 (18pp), 2016 October 1.

7. В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, А. С. Кобякин, Е. А. Пожарова, Н. Г. Полухина, В. А. Смирнитский, Н. И. Старков, Н. С. Тан, М. М. Чернявский, Т. В.// Применение ядерной фотоэмульсии для поиска легкой темной материи// Журнал «Краткие сообщения по физике»2016, № 4,стр.52-58.

8. В.А.Алексеев, А.В.Багуля, А.Е.Волков,А.А.Гиппиус, Л.А.Гончарова, С.А.Горбунов, Г.В..Калинина, Н.С.Коновалова, Н.М.Окательева, Т.А.Павлова, Н.Г.Полухина, Н.И.Старков,Тан Найнг Со, М.М.Чернявский,Т.В.Щедрина//Поиск Острова стабильности сверхтяжёлых ядер с помощью природных трековых детекторов// Журнал «Краткие сообщения по физике»2017, № 11,стр.41-47

9. Алексеев В.А., Багуля А.В., Волков А.Е., Гончарова Л.А., Горбунов С.А., Калинина Г.В.1, Коновалова Н.С., Окательева Н.М., Павлова Т.А., Полухина Н.Г., Старков Н.И., Тан Найнг Со, Чернявский М.М., Щедрина Т.В.//Изучение следов сверхтяжелых ядер галактических космических лучей в оливинах палласитов трековым методом//Труды ВЕСЭМПГ-2017, стр.180-183.

10. Alexeev V.A., Bagulya A.V., Volkov A.E., Goncharova L.A., Gorbunov S.A., Kalinina G.V.1, Konovalova N.S., Okateva N.M., Pavlova T.A., Polukhina N.G., Starkov N.I., Than Naing Soe, Chernyavsky M.M., Shchedrina T.V.//The

track studies of olivine crystals in the pallasites//Problems of Planetology, Cosmochemistry and Meteoritica//Institute of Experimental Mineralogy//Experiment in Geosciences 2018,Volume 24 N 1,стр.6-9.

11. В. А. Алексеев, А. В. Багуля, А. Е. Волков, А. А. Гиппиус, Л. А. Гончарова, С. А. Горбунов, В. М. Грачев, А. Б. Дашкина, Г. В. Калинина, Н. С. Коновалова, Н. М. Окатьева, Т. А. Павлова, Н. Г. Полухина, Н. И. Старков, Тан Найнг Со, М. М. Чернявский, Т. В. Щедрина//Изучение радиационной истории палласитов методом трекового анализа// Журнал «Краткие сообщения по физике»2019, № 8,стр.15-22

12. A. B. Aleksandrov , V. A. Alekseev , A. V. Bagulya , A. B. Dashkina ,M. M. Chernyavskiy , A. A. Gippius a , L. A. Goncharova ,S. A. Gorbunov , V. M. Grachev g, G. V. Kalinina e , N. S. Konovalova ,N. M. Okateva , T. A. Pavlova , N. G. Polukhina ,N. I. Starkov , T. N. Soe , T. V. Shchedrina , and A. E. Volkov // Determination of Charges of Superheavy Nuclei in Finding them in Nature// Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 2019, Vol. 46, No. 12, pp. 383-386

13. Y. Suzuki,S. Takahashi, N. Starkov ,S. Than Naing, C. Ahdida, R. Albanese,a A. Alexandrov, A. Anokhina, S. Aoki, G. Arduini,E. Atkin, N. Azorskiy, F. Baaltasar Dos Santos J.J. Back, V. Bayliss G. Bencivenni Y.A. Berdnikov, A.Y. Berdnikov, I. Berezkina//Sensitivity of the SHiP experiment to Heavy Neutral Leptons//journal of high energy physics, 2019. Vol. 1904. No. 77. JHEP 04 2019 077,<https://arxiv.org/abs/1811.00930>

14. S. Takahashi¹, J.L. Tastet, P. Teterin, S. Than Naing, I. Timiryasov, V. Tioukov, D. Tommasini⁴⁴, M. Torii, N. Tosi, D. Treille, R. Tsenov., S. Ulin et al., //The experimental facility for the Search for Hidden Particles at the CERN SPS, Journal of Instrumentation (JINST), 2019, Volume 14, P03025, DOI 10.1088/1748-0221/14/03/P03025

15. Y. Suzuki, S. Takahashi, J.L. Tastet, P. Teterin, S. Than Naing, I. Timiryasov, V. Tioukov, D. Tommasini, M. Torii, N. Tosi, D. Treille, R. Tsenov, S. Ulin, A. Ustyuzhanin, Z. Uteshev et al., //Fast simulation of muons produced at the SHiP experiment using Generative Adversarial Networks, Journal of

Instrumentation (JINST), 2019, Volume 14, P11028, DOI 10.1088/1748-0221/14/11/P11028 .

16. M.E. Stramaglia, D. Sukhonos, Y. Suzuki, S. Takahashi, J.L. Tastet, P. Teterin, S. Than Naing, I. Timiryasov, V. Tioukov, D. Tommasini, M. Torii, N. Tosi, D. Treille et al., //The Magnet of the Scattering and Neutrino Detector for the SHiP experiment at CERN, Journal of Instrumentation, Volume 15, January 2020, P01027 , <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/15/01/P01027>

17. S. Takahashi, J. L. Tastet, P. Teterin, S. Than Naing, I. Timiryasov, V. Tioukov, D. Tommasini, M. Torii, N. Tosi et al., // Measurement of the muon flux from 400 GeV/c protons interacting in a thick molybdenum tungsten target// The European Physical Journal C volume 80, Article number: 284 (2020) // <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7788-y>

18. Than Naing Soe, N. Poluhina , and N. Starkov// Investigation of the Features of Etched Tracks of Superheavy Nuclei in Olivines from Meteorites // Physics of Atomic Nuclei, 2020, Vol. 83, No. 9, pp. 1297–1303.

19. A. B. Alexandrova, A. V. Bagulya, A. E. Volkova, A. A. Gippiusa, L. A. Goncharovaa, S. A. Gorbunova, V. M. Gracheve, G. V. Kalininaf, N. S. Konovalovaa, N. M. Okatevaa, T. A. Pavlovaf, N. G. Polukhinaa, N. I. Starkova, Than Naing Soe, M. M. Chernyavskiiia, and T. V. Shchedrinaa// Anomaly of the Charge Spectrum of Galactic Cosmic Ray Nuclei in Olivines as Evidence of Meteorite Radiation History// Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 2020, Vol. 47, No. 12, pp. 381–384.

20. Than Naing Soe, N. G. Polukhina & N. I. Starkov//Algorithm for Determining the Thickness of the Cut Olivine Layer when Determining Charges of Galactic Nuclei//Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 2021, volume 48, pp.131–134.

21. Г.В.Калинина , Тан Найнг Со, Н.И. Старков// Аномалия в спектре ядер галактических космических лучей в оливинах из метеоритов// Ядерная физика, 2021, том 84, №6, стр. 490–495.

22. Than Naing Soe, N. G. Polukhina, and N. I. Starkov//Investigation of Dynamics of Heat Propagation in Meteorite Matter and Its Influence on Geometric Features of Tracks of Nuclei in Olivine Crystals from Meteorites// Physics of Atomic Nuclei, 2021, Vol. 84, No. 5, pp. 643–648.
23. Тан Найнг Со, Полухина Н.Г, Старков Н.И//Роль ядерного канала взаимодействий при прохождении тяжелых ионов через оливин//Журнал «Краткие сообщения по физике»2021, № 12,стр.42-48.
24. A. Sokolenko, E. Solodko, N. Starkov, L. Stoel, M.E. Stramaglia, D. Sukhonos, Y. Suzuki, S. Takahashi, J.L. Tastet, P. Teterin, S. Than Naing, I. Timiryasov, V. Tioukov et al.//Sensitivity of the SHiP experiment to dark photons decaying to a pair of charged particles// Eur. Phys. J. C (2021) 81: 451//<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09224-3>
25. A. Sokolenko, E. Solodko, N. Starkov, L. Stoel, M.E. Stramaglia, D. Sukhonos, Y. Suzuki, S. Takahashi, J.L. Tastet, P. Teterin, S. Than Naing, I. Timiryasov, V. Tioukov, D. Tommasini, M. Torii//Sensitivity of the SHiP experiment to light dark matter//Journal of High Energy Physics volume 2021, Article number: 199 (2021)// DOI: 10.1007/JHEP04(2021)199
26. J.L. Tastet, P. Teterin, S. Than Naing, I. Timiryasov, V. Tioukov, D. Tommasini, M. Torii, N. Tosi, D. Treille, R. Tsenov, S. Ulin, et al.//Track reconstruction and matching between emulsion and silicon pixel detectors for the SHiP-charm experiment// Journal of Instrumentation, Volume 17, March 2022//<https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/03/P03013>
27. П. А. Бабаев , А. В. Багуля , А. Е. Волков , С. А. Горбунов , Г. В. Калинина , Н. С. Коновалова , Н. М. Окатьева , Н. Г. Полухина , Ж. Т. Садыков , Н. И. Старков , Е. Н. Старкова , Тан Найнг Со , М. М. Чернявский , Т. В. Щедрина//ОЦЕНКА ЭФФЕКТА ФРАГМЕНТАЦИИ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПАЛЛАСИТАХ//ЖЭТФ, 2022, том 161, вып. 4, стр. 610–615

Препринты

28. A. Alexandrov V. Alexeev, A. Bagulya, A. Dashkina, M.Chernyavsky, A. Gippius,a L. Goncharova S. Gorbunov, V.Grachev,f G. Kalinina,d N. Konovalova,a N. Okateva,T.Pavlova, N. Polukhina, R. Rymzhanov, N. Starkov, **T.N. Soe**, T. Shchedrina, and A. Volkova//Natural superheavy nuclei in astrophysical data// arXiv:1908.02931 [nucl-ex]

29. M.E. Stramaglia, D. Sukhonos, Y. Suzuki, S. Takahashi, J.L. Tastet, P. Teterin, **S. Than Naing**, I. Timiryasov, V. Tioukov, D. Tommasini, M. Torii, N. Tosi, D. Treille, R. Tsenov etal., // Measurement of the muon flux for the SHiP experiment // arXiv:2001.04784 [physics.ins-det]

30. A. Sokolenko , E. Solodko , N. Starkov , L. Stoel , M.E. Stramaglia , D. Strekalina , D. Sukhonos , Y. Suzuki , S. Takahashi , J.L. Tastet , P. Teterin, **S. Than Naing** , I. Timiryasov , V. Tioukov, D. Tommasini , M. Torii , N. Tosi, F. Tramontano, D. Treille, R. Tsenov, S. Ulin , E. Ursov, A. Ustyuzhanin, Z. Uteshev, G. Vankova-Kirilova, F. Vannucci etal., //SND@LHC //arxiv.org/abs/2002.08722

31. E. Solodko, N. Starkov , L. Stoel, M.E. Stramaglia, P. Teterin, **Than Naing Soe**, I. Timiryasov, V. Tioukov, D. Tommasini, M. Torii, N. Tosi, D. Treille, R. Tsenov, S. Ulin, E. Ursov, A. Ustyuzhanin, Z. Uteshev etal., //The SHiP experiment at the proposed CERN SPS Beam Dump Facility// arXiv:2112.01487v1 [physics.ins-det] 2 Dec 2021

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Walter M. Bonivento/The SHiP experiment at CERN// 2017 J. Phys.: Conf. Ser. 878 0120146
2. Gorbunov, S.A., Konovalova, N.S. New Experiment NEWSdm for Direct Searches for Heavy Dark Matter Particles. Phys. Atom. Nuclei 83, 83–91 (2020)
3. Rubin V C, Ford Jr. W K, Thonnard N ApJ 238 471 (1980)
4. Borriello A, Salucci P, Danese L, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 341 1109 (2003); astro-ph/0208268
5. Křížek M, Křížek F, Somer L Bulg. Astron. J. 25 64 (2016)
6. Sofue Y, Rubin V Ann. Rev. Astron. Astrophys. 39 137 (2001); astro-ph/0010594
7. Roberts M S, Rots A H, Astron. Astrophys. 26 483 (1973)
8. Battaglia G et al. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 364 433 (2005); astro-ph/0506102
9. Stewart G C et al. ApJ 278 536 (1984)
10. Fabricant D, Gorenstein P ApJ 267 535 (1983), Stewart G C et al. ApJ 278 536 (1984)
11. Jeltema T E, Profumo S ApJ 686 1045 (2008); astro-ph/0805.1054
12. Pretzl K Spatium 7 (2001); http://www.issibern.ch/PDF-Files/Spatium_7.pdf
13. Jee M J et al. ApJ 661 728 (2007); astro-ph/0705.2171
14. Press Release of NASA/ESA HUBBLE Space Telescope. Images: Dark matter ring in galaxy cluster Cl 0024+17 (ZwCl 0024+1652), <https://www.spacetelescope.org/images/heic0709a>
15. Ade P A R et al. A&A 594, A13 (2016); astro-ph.CO/1502.01589.
16. Amsler C., Olive K. A., Agashe K. et al., Review of cosmic rays // Physics Letters B. Vol. 667. 2008. P. 1–1340.
17. J.A. Simpson, Ann. Rev. Nucl. & Particle Sci. 33, 323 (1983).
18. R. Bellotti et al., Phys. Rev. D53, 35 (1996).

19. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/enc/e083.htm>
20. Гинзбург ВЛ., Какие проблемы физики и астрофизики представляются сейчас наиболее важными и интересными?, УФН. 1999. Т. 169. С. 419
21. Strutinsky VM., Nucl. Phys. 1967. V. A95. P. 420
22. Оганесян Ю.Ц., Вестн. РАН. 2001. Т. 71. С. 590.107. "117-ый – наш", Известия, от 15 апреля 2010 г
23. Зельдович Я.Б., ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1123.
24. Бисноватый-Коган Г.С., Чечеткин В.М., УФН. 1979. Т. 127. С. 263., Крамаровский Я.М., Чечев В.П., Синтез элементов во Вселенной, М., Наука, 1987.
25. Панов И.В., Корнеев И.В., Тилеман Ф.-К., Сверхтяжёлые элементы и r-процесс, Ядерная физика, 2009, т. 72, № 6, с. 1070.
26. Lattimer J.M. Schramm D.N., Astrophys. J. Lett., 1974, V. 192, L145.
27. 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.
28. 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.
29. Fowler P.H., Walker N.F., Mashedier R.W. et al., ARIEL 6 measurements of the fluxes of ultraheavy cosmic rays, Astrophys. J., 1987, v. 314, p. 746.
30. 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.
31. 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.
32. 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.
33. Weaver B.A., Westphal A.J., Astrophys. J., 2002, v. 569, p. 493.

34. O'Sullivan D. et al., Nucl. Track and Rad. Meas., 1988, v. 15, p. 673.
35. Fowler P.H. et al., Proc. Roy. Soc. A, London, 1970, v. 318, p. 1
36. Price P.B. et al., Phys. Rev. D, 1971, v.3, p. 815
37. Blanford G.E., In: Proc. 12 Inter. Cosmic Ray Conf., Hobart, Australia, 1971, v. 1, p. 269
38. А.И. Бахтин, А.А. Ескин, Р.Х. Сунгатуллин, Г.В. Сонин, Р.Д. Петрова, ОСОБЕННОСТИ СОСТАВА И ГЕНЕЗИСА МЕТЕОРИТА БРАГИН, УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ КАЗАНСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. СЕРИЯ ЕСТЕСТВЕННЫЕ НАУКИ 2, 2018, Т. 160, кн. 2, С. 324–338
39. Maurette M., Pellas P., Walker R.M., Cosmicray-induced particle tracks in a meteorite, Nature 204 (1964) 821
40. Yang, J., Goldstein, J. I., & Scott, E. R. D. 2010, GeCoA, 74, 4471
41. Boesenberg, J. S., Delaney, J. S., & Hewins, R. Y. 2012, GeCoA, 89, 134
42. Fleischer R.L.; Price, P.B; Walker R.M et al., Journal of Geophysical Research (1967), 72(1), 331; 355
43. 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
44. 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. с. 622
45. 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.
46. 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
47. 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, Ядерная физика, 2003, т. 66, с. 1612

48. Гинзбург В.Л., Полухина Н.Г., Старков Н.И. и др., Проблемы и перспективы поиска следов тяжёлых и сверхтяжёлых ядер в оливинах из метеоритов, Доклады Академии наук, 2005, т. 402, № 4, с. 472
49. С. Дюррани, Р. Балл «Твёрдотельные ядерные детекторы» М., Энергоатомиздат, 1990.,
50. Флейшер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М., Треки заряженных частиц в твёрдых телах, в 3-х частях, 1981, М., Энергоатомиздат
51. Lhagvasuren D., Otgonsuren O., Perelygin V.P. et al. Solid State Nuclear Tracks Detector. Oxford: Pergamon Press, 1980, 997 p.
52. Goldstein, J. I., Yang, J., & Scott, E. R. D. 2014, GeCoA, 140, 297
53. Birle, J. D., Gibbs, G. V., Moore, P. B., & Smith, J. V. 1968, AmMin, 53, 807
54. Durrani, S. A., & Bull, R. K. 1987, Solid State Nuclear Track Detection: Principles, Methods and Applications (1st ed.; Oxford: Pergamon)
55. Fleischer, R. L., Price, P. B., & Walker, R. M. 1975, Nuclear Tracks in Solids (Berkeley, CA: Univ. California Press)
56. Kashkarov, L. L., Polukhina, N. G., Aleksandrov, A. B., et al. 2009, M&PSA, 44, 5079
57. Egorov, V. K., Egorov, E. V., Kashkarov, L. L., & Polukhina, N. G. 2011, Scientific Information Journal Vestnik Otdelenia Nauk o Zemle RAS, 3, NZ6028
58. Egorov, V. K., Kashkarov, L. L., Polukhina, N. G., & Tsarev, V. A. 2008, in Proc. of Int. Mineralogical Seminar (New York: Springer)
59. Aleksandrov, A. B., Bagulya, A. V., Vladimirov, M. S., et al. 2009b, IET, 52, 187
60. Aleksandrov, A. B., Bagulya, A. V., Vladimirov, M. S., et al. 2009a, Vestnik RAS, 1, 27
61. Pellas, P., Perron, C., Crozaz, G., Perelygin, V. P., & Stetsenko, S. G. 1983, E&PSL, 64, 319

62. Alexandrov, A. B., Bagulya, A. V., Vladimirov, M. S., et al. 2013a, BRASP, 40, 126
63. Horn, P., Maurette, M., & von Oertzen, W. 1967, ZNatA, 22a, 1793
64. <https://www.lpi.usra.edu/meteor/metbull.php?code=15426>
65. <https://www.lpi.usra.edu/meteor/metbull.php?code=7761>
66. <https://www.lpi.usra.edu/meteor/metbull.php?code=23510>
67. Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, В.А.Григорбев//физика тяжелых ионов и ее приложения. ..учебное пособие,Дубна 2021. Стр.194-195
68. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин, Ядерная физика, 1980, изд-во Наука, стр. 430
69. М.А. Батурицкий ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ Учебное пособие Минск МГЭУ им. А.Д. Сахарова 2005.стр 32
70. А.М. Bhagwat , Solid state nuclear track detection:theory and application,Indian society for radiation physics,kalpakkam chapter 1993
71. F. Seitz & J. S. Koehler (1956) Displacement of atoms during irradiation. Solid State Phys. 2, 305-448
72. G. Bonfiglioli, A. Ferro & A. Nojoni (1961) Electron microscope investigation on the nature of tracks of fission products in mica. J. Appl. Phys. 32, 2499-2503
73. L. T. Chadderton & H. M. Montagu-Pollock (1963) Fission fragment damage to crystal lattices. Heat sensitive crystals. Proc. Roy. Soc. A274, 239-52
74. L. T. Chadderton, D. V. Morgan, I. McC. Torrens & D. Van Vliet (1966) On the electron microscopy of fission fragment damage. Phil. Mag. 13, 185-95.
75. L. T. Chadderton & I. McC. Torrens (1969) Fission Damage in Crystals. Methuen, London

- 76.G. J. Dienes & G. H. Vineyard (1957) Radiation Effects in Solids. Interscience, New York
- 77.R. L. Fleischer, P. B. Price & R. M. Walker (1965) The ion explosion spike mechanism for formation of charged particle tracks in solids. J. Appl. Phys. 36, 3645-52.
- 78.Nuclear Track Detectors: Design, Methods and Applications ISBN: 978-1-60876-826-4 Editor: Maksim Sidorov and Oleg Ivanov © 2009 Nova Science Publishers, Inc. Chapter 5 OPTICAL CHARACTERISTICS OF TRACKS IN SOLID STATE NUCLEAR TRACK DETECTORS STUDIED WITH RAY TRACING METHOD D. Nikezic and K.N. Yu Department of Physics and Materials Science, City University of Hong Kong Tat Chee Avenue, Kowloon, Hong Kong
- 79.Anwar Kamal, Particle physics ,2014, p-2
- 80.ATLAS Collaboration, ATLAS inner detector: Technical Design Report, 1, ATLAS-TDR-4;CERN-LHCC-97-016 (1997)
- 81.Powell S., Fowler P., Perkins D., The study of elementary particles by the photographic method (1962)
- 82.Nina Konovalova ,Emulsion detector for future experimentSHiP at CERN , Proceedings of the 27th International Conference on NuclearTracks and Radiation Measurements (ICNTRM2017) ,Perspectives in Science Perspectives in Science,Volume 12, September 2019, 100401
- 83.Gorbunov, S.A., Konovalova, N.S. New Experiment NEWSdm for Direct Searches for Heavy Dark Matter Particles. Phys. Atom. Nuclei 83, 83–91 (2020)
84. Natalia Polukhina, Nikolai Starkov , New experiment for WIMP direct search (NEWSdm) on behalf of NEWSdm collaboration// EPJ Web of Conferences 191, 02023 (2018) QUARKS-2018 <https://doi.org/10.1051/epjconf/201819102023>
- 85.Ginzburg V.L., Polukhina N.G., Feinberg E.L., et al. 2005. Problems and Horizons of the Search for Tracks of Heavy and Superheavy Nuclei in

- Olivine Crystals from Meteorites (OLIMPIYA project) // Dokl. Physics. V. 50. P. 283–285
- 86.Полухина Н.Г., Старков Н.И. 2013. Поиск сверхтяжелых элементов в галактических космических лучах // Письма в ЖЭТФ. Т. 97. Вып. 12. С. 811- 824.
- 87.Alexeev V., Bagulya A., Chernyavsky M., Gippius A., et al. 2016. Charge spectrum of heavy and superheavy components of galactic cosmic rays: Results of the OLIMPIYA experiment // Astrophys. J., 829:120 (18pp), doi:10.3847/0004-637X/829/2/120.
- 88.N. Armenise et al., High-speed particle tracking in nuclear emulsion by last-generation automatic microscopes, Nucl. Instrum. Meth. A, 2005, 551, 261.
- 89.K. Morishima, T. Nakano, Development of a new automatic nuclear emulsion scanning system, S-UTS, with continuous 3D tomographic image read-out, Journal of Instrumentation, 2010, 5, P04011
- 90.Фейнберг Е.Л., Полухина Н.Г., Котельников К.А. «Полностью автоматизированный измерительный комплекс (ПАВИКОМ) для обработки экспериментального материала трековых детекторов» ЭЧАЯ, 2004, т.35, вып.3, стр.763-787.
- 91.Dremin I.M., Ivanov O.V., Kalinin S.A., Kotelnikov K.A., Nechitailo V.A., Polukhina N.G. «Wavelet-Patterns in Nucleus-Nucleus Collisions at 158 A GeV» Phys.Lett. B, 2001, v. 499 (1-2), p.97-103 hep-ph/0007060.
- 92.Полухина Н.Г., докторская диссертация, Москва, ФИАН, 2006
- 93.Владимиров М.С., кандидатская диссертация, Москва, ФИАН, 2013
- 94.Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U., The Stopping and Range of Ions in Solids, Pergamon Press, NY, Oxford, 1985
- 95.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
- 96.Krishnaswami, S., Lal, D., Prabhu, N., & Tamhane, A. S. 1971, Sci, 174, 287

97. Goswami, J. N., Jha, R., & Lal, D. 1984, E&PSL, 71, 120
98. Flerov, G. N., & Ter-Akopian, G. M. 1981, PApCh, 53, 909
99. Aleksandrov, A. B., Bagulya, A. V., Vladimirov, M. S., et al. 2008, Vestnik RAS, 1, 13
100. Alexandrov, A. B., Bagulya, A. V., Vladimirov, M. S., et al. 2013b, BRASP, 77, 1343
101. Perron, C., & Maury, M. 1986, IJRAI, 11, 73
102. Perron, C., & Bourot-Denise, M. 1986, IJRAI, 12, 29
103. Bagulya, A. V., Goncharova, L. A., Ivliev, A. I., et al. 2009, Radiat. Meas., 44, 739
104. Kashkarov, L. L., Polukhina, N. G., Starkov, N. I., et al. 2008, IJRAI, 43, S266
105. Aleksandrov, A. B., Bagulya, A. V., Vladimirov, M. S., et al. 2010, PhyU, 53, 805
106. Aleksandrov, A. B., Polukhina, N. G., & Starkov, N. I. 2012, in Astrophysics, ed. I. Küçük (Rijeka: InTech), 213
107. Aleksandrov, A. B., Apacheva, I. Yu., Feinberg, E. L., et al. 2004, NIMPA, 535, 542
108. Polukhina, N. G. 2012, PhyU, 55, 614
109. А.Б. Александров, А.В. Багуля, М.С. Владимиров, Л.А. Гончарова, А.И. Ивлиев, Г.В. Калинина, Л.Л. Кашкаров, Н.С. Коновалова, Н.М. Окатьева, А.С. Русецкий, Н.И. Старков, В.А. Царев, Методика определения зарада ядер космических лучей по трекам в кристаллах оливина из метеоритов, Краткие сообщения по физике, ФИАН, 2008, № 7, стр. 19
110. Ziegler, J. F., Biersack, J. P., & Ziegler, M. D. 2008, The Stopping and Range of Ions in Matter (New York: Academic Press)
111. Otgonsuren, O., & Perelygin, V. P. 1973, JRCN, P7-7406
112. Donnelly, J., Thompson, A., O'Sullivan, D., et al. 2012, ApJ, 747, 40

113. Perelygin, V. P., Abdullaev, L. G., Bondar, Yu. V., et al. 2003a, NuPhA,718, 422c
114. Perelygin, V. P., Bondar, Yu. V., Brandt, R., et al. 2003b, PAN, 66, 1569
115. Ferriere, K. 2001, RvMP, 73, 1031
116. Webber, W. R., Kish, J. C., & Schrier, D. A. 1990, PhRvC, 41, 52
117. Aschenbach, B. 1998, Natur, 396, 141
118. Badenes, C., Borkowski, K. J., Hughes, J. P., Hwang, U., & Bravo, E. 2006, ApJ, 645, 1373
119. Fields, D. F., & Ellis, J. 1999, NewA, 4, 419
120. V. P. Perelygin, Sh. B. Viik, and O. Otgonsuren, Preprint No. R13-8359, OIYaI (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 1974).].
121. S. K. Bhattacharya, J. N. Goswami, and D. Lal, J. Geophys. Res. 78, 8356 (1973).
122. A. O. Aaloe, V. D. Kolomenskii, L. K. Levskii, et al., Preprint No. R14-12937, OIYaI (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 1979)
123. V. A. Alekseev, Astron. Vestn. 38, 225 (2004) [Sol. Syst. Res. 38, 194 (2004)
124. J. N. Goswami, D. Lal, and L. Willkening, Space Sci. Rev. 37, 111 (1984)
125. E. M. Kolesnikov, O. Otgonsuren, V. P. Perelygin, and A. V. Fisenko, Meteoritika 36, 82 (1977)
126. G. F. Herzog, D. L. Cook, M. Cosarinsky, et al., Meteorit. Planet. Sci. 50, 86 (2015).
127. A. B. Aleksandrov, A. V. Bagulya, M. S. Vladimirov, L. A. Goncharova, A. I. Ivliev G. V. Kalinina, L. L. Kashkarov, N. S. Konovalova, N. M. Okatyeva, N. G. Polukhina, A. S. Rusetsky, N. I. Starkov, and V. A. Tsarev, Bull. Lebedev Phys. Inst. 35, 205 (2008);

128. A. B. Aleksandrov, V. A. Alekseev, A. V. Bagulya, A. B. Dashkina, M. M. Chernyavsky, A. A. Gippius, L. A. Goncharova, S. A. Gorbunov, V. M. Grachev, G. V. Kalinina, N. S. Konovalova, N. M. Okatyeva, T. A. Pavlova, N. G. Polukhina, N. I. Starkov, Than Naing Soe, et al., *Bull. Lebedev Phys. Inst.* 46, 383 (2019).
129. V. A. Alexeev, A. V. Bagulya, A. E. Volkov, A. A. Gippius, L. A. Goncharova et al., “Study of the Pallasite Radiation History by Track Analysis,” *Bull. Lebedev Phys. Inst.* 46, 251 (2019).
130. E. A. Silber, M. Boslough, W. K. Hocking, M. Gritsevich, and R. W. Whitaker, *Adv. Space Res.* 62, 3, 489 (2018)
131. N. S. Koshlyakov, E. B. Gliner, and M. M. Smirnov, *Partial Differential Equations of Mathematical Physics* (Vysshaya Shkola, Moscow, 1970) [in Russian].
132. G. I. Petrunin and E. V. Orlik, *Vest. Mosk. Univ., Ser. Fiz. Astron.*, No. 6, 52 (2007).
133. V. E. Zinov’ev, *Thermophysical Properties of Metals at High Temperatures* (Metallurgiya, Moscow, 1989)[in Russian]
134. N. S. Bakhvalov, N. P. Zhidkov, and G. M. Kobel’kov, *Numerical Methods* (Nauka, Moscow, 1987) [in Russian]., стр. 512
135. V. P. Perelygin, S. G. Stetsenko, H. J. Crawford, and T. G. M. Symons, *Z. Phys. A* 338, 435 (1991).
136. A. M. Marennyi, *Dielectric Track Detectors* (Energoatomizdat, Moscow, 1987) [in Russian]
137. V. A. Nikolaev, *Solid-State Track Detectors in Radiation Research* (Politekh. Univ., St. Petersburg, 2012) [in Russian].
138. S. A. Gorbunov, A. I. Malakhov, R. A. Rymzhanov, and A. E. Volkov, *J. Phys. D* 50, 39 (2017)
139. S. A. Gorbunov, R. A. Rymzhanov, and A. E. Volkov, *Sci. Rep.* 9, 15325 (2019).

140. J. Allison et al. (GEANT4 Collab.), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 506, 250 (2003).
141. П. А. Бабаев, А. В. Багуля, А. Е. Волков и др., ЖЭТФ, 2022, том 161, вып. 4, стр. 610–615
142. Wilson G.C. Seymchan Pallasite / Iron Meteorite. URL: <http://www.turnstone.ca/rom127se.htm>
143. Качалин Д.В. Космический хризолит. Рассказ о находке железокаменного метеорита, содержащего ювелирную разновидность оливина // Jewel & Travel. Альманах драгоценностей и путешествий / Гл. ред. О.Н. Тюльпакова. 2013. № 1 (9). С. 20—25
144. Van Niekerk D., Greenwood R.C., Franchi I.A., Scott E.R.D., Keil K. Seymchan: a main group pallasite — not an iron meteorite // 70th Annual Meeting of the Meteoritical Society (2007). Abstracts // Meteoritics & Planetary Science. 2007. Vol. 42. Supplement A11—A171.P. A154
145. Meteorites Studies: Seymchan. Revised 26 May 2009 // URL: <http://www.meteoritestudies.com/protected/SEYMCHAN.html>
146. Нужненко Д. Метеорит Сеймчан — один в двух лицах // «Поиск метеоритов» — блог Дмитрия Борисовича Нужненко. Дата создания файла 24 ноября 2012а, 21:00.URL: <http://poiskmeteoritov.ru/all/meteorit-seyichan-odin-v-dvuh-licah>
147. Seymchan // The Meteoritical Bulletin Database / The Meteoritical Society. International Society for Meteoritics and Planetary Science. Last update: 3 June 2013a. URL: <http://www.lpi.usra.edu/meteor/metbull.php?code=23510>
148. Seymchan (meteorite) // From Wikipedia, the free encyclopedia (In English). Last modified on 30 May 2013b at 18:21. URL: [http://en.wikipedia.org/wiki/Seymchan_\(meteorite\)](http://en.wikipedia.org/wiki/Seymchan_(meteorite))
149. Н.Р.Хисина и др,ГЕОХИМИЯ,2020,том 65,№ 9,с.849-860

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приложение 1. *Алгоритм проверки качества ядерной фотозмульсионной плёнки.*

В данном разделе кратко описан алгоритм программы по проверке качества плёнки. Основная проблема этой процедуры в том, что отдельные кристаллы AgBr слипаются друг с другом и их отделение автоматическим путём не представляется возможным. С другой стороны существует природный "прибор" - глаз, обладающий уникальной способностью распознавания. Поэтому программа работает в полуавтоматическом режиме, т. е. задачу распознавания границ пятен решает глаз, а обработкой занимается компьютер. На рисунке П1 показана страница программы, включающая изображение кристаллов AgBr, полученное на электронном микроскопе. Оператор мышью отмечает в двух местах наиболее широкую и наиболее узкую части каждого пятна. Координаты этих точек в пикселах запоминаются в переменной Pxy – экземпляре контейнерного типа vector (фрагмент 1). Кроме того вычисляются и запоминаются расстояния между крайними точками (длина и ширина).

```
struct TwoInt
```

```
{  
    int Xi;  
    int Yi;  
};
```

```
typedef vector <TwoInt> PointXY;
```

```
PointXY Pxy;
```

Фрагмент 1.

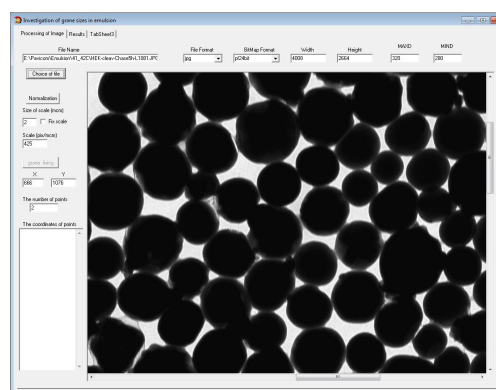


Рисунок П1.

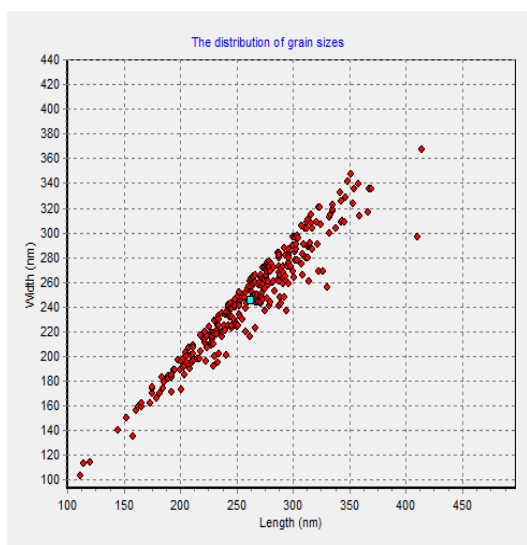


Рисунок П2

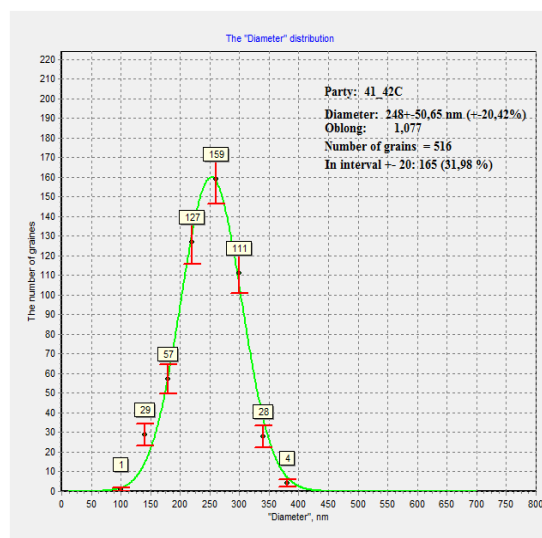


Рисунок П3

По полученным данным строится распределение длина-ширина (рисунок П2). По усреднённым значениям длины и ширины каждого кристалла AgVr строится гистограмма (рисунок П3), которая затем аппроксимируется функцией Гаусса с помощью функции `minaC`, написанной автором и реализующей алгоритм Нелдера-Мида минимизации функции $y=F(x, N)$, где N – вектор параметров, по которым ведётся минимизация [П1].

Прототипы необходимых функций следующие.

```
typedef double (*AB)(double *, int);
```

```
int minaC(int _Np, int _NM, double *_H, double *_A, AB FUN1);
```

Первая строка задаёт новый тип – ссылка на функцию, возвращающую **double** и имеющую в качестве аргументов ссылку на **double** и **int**. Вторая строка задаёт прототип функции минимизации. Её первый аргумент – число параметров, по которым ведётся минимизация, второй максимальное число шагов, третий ссылку на начальные значения параметров, четвёртый массив

для конечного значения параметров и пятый – имя функции, подлежащей минимизации. Функция возвращает величину минимума.

Вызов функции минимизации выполняется операцией

```
double ff = MyMat->minaC(3, 100, H, A, Gauss);
```

Gauss – имя функции, вычисляющей сумму квадратов отклонений экспериментальных точек и функции Гаусса с учетом дисперсий в каждой точке, т.е. в данном случае реализуется метод наименьших квадратов. В качестве начальных параметров функции Гаусса берутся положение максимуму, его значение и среднеквадратичное отклонение распределения. Прототип функции Gauss следующий.

```
double Gauss(double *X1, int I)
```

Она возвращает значение суммы квадратов, используя значения экспериментальных точек X1, количество которых I. Результат минимизации представлен на рисунке П3.

П1. Д. Химмельблау, Прикладное нелинейное программирование, 1975, Москва, изд. “Мир”

Приложение 2. Фрагмент кода из программы по вычислению дозы облучения оливина электронами на разных расстояниях от оси трека при прохождении иона.

В данном приложении приведён фрагмент кода пакета GEANT4, содержащий описание детектора (класс B2aDetectorConstruction). Детектор включает цилиндрическую мишень из оливина диаметром 20 нм и длиной 200 нм. Мишень окружена 120-ю коаксиальными цилиндрами из оливина. Длина цилиндров 2 мкм. Наибольший радиус цилиндров 6 мкм. Такая конструкция позволяет зарегистрировать образовавшиеся электроны на разных расстояниях от оси трека иона и просуммировать выделенную ими энергию в каждом из цилиндров.

```
#include "B2aDetectorConstruction.hh"  
#include "B2aDetectorMessenger.hh"  
#include "B2TrackerSD.hh"  
#include "G4Material.hh"  
#include "G4NistManager.hh"  
#include "G4Box.hh"  
#include "G4Tubs.hh"  
#include "G4LogicalVolume.hh"  
#include "G4PVPlacement.hh"  
#include "G4GlobalMagFieldMessenger.hh"  
#include "G4AutoDelete.hh"  
#include "G4GeometryTolerance.hh"  
#include "G4GeometryManager.hh"  
#include "G4UserLimits.hh"  
#include "G4VisAttributes.hh"  
#include "G4Colour.hh"  
#include <stdlib.h>  
#include <stdio.h>
```

```

#include <string>
#include <cstring>
#include "G4SystemOfUnits.hh"
#include "G4UIcommand.hh"
//          КОНСТРУКТОР КЛАСА
B2aDetectorConstruction::B2aDetectorConstruction()
    :G4VUserDetectorConstruction(),
    fNbOfChambers(0),
    fLogicChamber(NULL),
    fTargetMaterial(NULL),fChamberMaterial(NULL),
    fStepLimit(NULL),
    fCheckOverlaps(true)
{
    fMessenger = new B2aDetectorMessenger(this);

    r0 = 0.0000025*mm ;
    th = 0.00005*mm;
    delr = 0.1*th

    chamberWidth  = 0.001*mm;
    chamberWidth0 = 0.0001*mm;
    fNbOfChambers = 120;
    fLogicChamber = new G4LogicalVolume * [fNbOfChambers];
    G4cout << " DetectorConstruction (constr) " <<" r0 " <<r0
        <<" th " <<th<<" Width " <<chamberWidth<< G4endl;
}
//          ДЕСТРУКТОР КЛАСА
//.....oooOO0OOooo.....oooOO0OOooo.....oooOO0OOooo.....oooOO0OOooo.
.....
B2aDetectorConstruction::~B2aDetectorConstruction()

```

```

{
delete [] fLogicChamber;
delete fStepLimit;
delete fMessenger;
}
//      ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ ЭЛЕМЕНТОВ ДЕТЕКТОРА
void B2aDetectorConstruction::DefineMaterials()
{
G4NistManager* nistManager = G4NistManager::Instance();
nistManager->FindOrBuildMaterial("G4_AIR");
fVac = nistManager->FindOrBuildMaterial("G4_Galactic");
fNi = nistManager->FindOrBuildMaterial("G4_Ni");
fEmulsion = nistManager->FindOrBuildMaterial("G4_PHOTO_EMULSION");
fPlastic = nistManager->FindOrBuildMaterial("G4_POLYSTYRENE");
G4double density = 3.3*g/cm3, z, a;
G4int  ncomponents = 4;
G4String formula, atom_value;

        a=24.3*g/mole;
G4Element* Mg =new G4Element(formula="Mg",atom_value="24.",z= 12.,a);
        a=55.85*g/mole;
G4Element* Fe =new G4Element(formula="Fe",atom_value="56.",z= 26.,a);
        a=28.09*g/mole;
G4Element* Si =new G4Element(formula="Si",atom_value="28.",z= 14.,a);
        a=16.00*g/mole;
G4Element* O =new G4Element(formula="O",atom_value="16.",z= 8.,a);

fOLIVINE = new G4Material("Olivine", density=3.3*g/cm3, ncomponents=4);

fOLIVINE->AddElement(Mg,0.229);

```

```

fOLIVINE->AddElement(Fe,0.057);
fOLIVINE->AddElement(Si,0.143);
fOLIVINE->AddElement(O,0.571);

fChamberMaterial = fOLIVINE;

}

//          ЗАДАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ДЕТЕКТОРА
G4VPhysicalVolume* B2aDetectorConstruction::DefineVolumes()
{
    G4int Verbose = 0;
    G4double chamberSpacing = 2.2*fNbOfChambers*(th+delr

    G4double trackerLength = (fNbOfChambers-8)*chamberSpacing
    G4double worldLength = 2.2*chamberWidth

//          МИРОВОЙ ОБЪЁМ

G4GeometryManager::GetInstance()->SetWorldMaximumExtent(worldLength);

G4Box* worldS
    = new G4Box("world", //its name
        chamberSpacing/2,chamberSpacing/2,worldLength/2); //its size

G4LogicalVolume* worldLV
    = new G4LogicalVolume(
        worldS, //its solid
        fVac, //its material
        "World"); //its name

```



```
G4VPhysicalVolume* worldPV
```

```
= new G4PVPlacement(  
    0, // no rotation  
    G4ThreeVector(), // at (0,0,0)  
    worldLV, // its logical volume  
    "World", // its name  
    0, // its mother volume  
    false, // no boolean operations  
    0, // copy number  
    0) // no checking overlaps
```

```
//
```

```
// МИШЕНЬ ИЗ ОЛИВИНА ДИАМЕТРОМ 20 нм длиной 200 нм
```

```
G4ThreeVector positionTracker = G4ThreeVector(0,0,(-0.001+0.0001));
```

```
G4Tubs* solidMyOlivin
```

```
= new G4Tubs("MyOlivin",0,r0,chamberWidth0, 0.*deg, 360.*deg;
```

```
G4LogicalVolume * solidMyOlivinLV
```

```
= new G4LogicalVolume(solidMyOlivin, fOLIVINE,"MyOlivinLV",0,0,0);
```

```
new G4PVPlacement(0, // no rotation  
    positionTracker, // at (x,y,z)  
    solidMyOlivinLV, // its logical volume  
    "Tracker", // its name  
    worldLV, // its mother volume  
    false, // no boolean operations  
    0, // copy number  
    0);//fCheckOverlaps); // checking overlaps
```

```

//
=====
=====
// Visualization attributes

G4VisAttributes* boxVisAtt = new G4VisAttributes(G4Colour(1.0,1.0,1.0));
G4VisAttributes* chamberVisAtt = new
G4VisAttributes(G4Colour(1.0,1.0,0.0));

worldLV ->SetVisAttributes(boxVisAtt);
solidMyOlivinLV->SetVisAttributes(boxVisAtt);

Vin[0]=0; Vex[0]=r0;

G4String ff, gg = "Chamber_LV_";
static const double pi = 3.14159265358979323846;

Vin[0]=0; Vex[0]=pi*r0*r0*chamberWidth0*2; //trackerLength;
Rch[0] = r0/2;
V0 = Vex[0];

//          СТРОИМ 120 КОАКСИАЛЬНЫХ ЦИЛИНДРОВ
(fNbOfChambersf=120)
for (G4int copyNo=0; copyNo<fNbOfChambersf; copyNo++)
{
ff = gg+G4UIcommand::ConvertToString(copyNo);
rIN = r0 + (copyNo+1)*delr+copyNo*th;
rEX = r0 + (copyNo+1)*delr+(copyNo+1)*th;

Vin[copyNo+1] = pi*rIN*rIN*chamberWidth0*2; //trackerLength ;

```

```

Vex[copyNo+1] = pi*rEX*rEX*chamberWidth0*2; //trackerLength ;
VS = Vex[copyNo+1]-Vin[copyNo+1]; //volume of ions in
different layer
Rch[copyNo+1] = (rIN+rEX)/2.0;

G4Tubs* solidchamberS
= new G4Tubs("Chamber_solid", rIN, rEX,chamberWidth,
0.*deg, 360.*deg) ; // chamberWidth=50 micron

fLogicChamber[copyNo] =
new G4LogicalVolume(solidchamberS,fOLIVINE,ff, 0,0,0);

fLogicChamber[copyNo]->SetVisAttributes(chamberVisAtt);

new G4PVPlacement(0, // no rotation
G4ThreeVector(0,0,0), // at (x,y,z)
fLogicChamber[copyNo], // its logical volume
ff // its name
worldLV, // its mother volume
false, // no boolean operations
copyNo+1, // copy number
0); //fCheckOverlaps); // checking overlaps
}

return worldPV;
}

```