Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ИНОЗЕМЦЕВ КОНСТАНТИН ОЛЕГОВИЧ

РАЗВИТИЕ МЕТОДА РАЗДЕЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ И КОРОТКОПРОБЕЖНЫХ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ ТРЕКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

Специальность: 01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук, доцент
Кушин Владимир Васильевич

Научный консультант:
кандидат физико-математических наук, с.н.с.,
Шуршаков Вячеслав Александрович

Москва – 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Общая характеристика работы 3
1 Литературный обзор 11
1.1 Основные компоненты космической радиации на околоземных орбитах 11
1.2 Характеристики продуктов ядерных фрагментаций 14
1.3 Взаимодействие первичного и вторичного излучения с биологическими объектами и конструкционными материалами 20
1.4 Методы исследования заряженных продуктов ядерных фрагментаций 25
Выводы к главе 1 37
2 Применение твердотельных трековых детекторов для регистрации космического излучения 39
2.1 Общая характеристика ТТД 39
2.1.1 Особенности материала детектора 39
2.1.2 Принцип регистрации заряженных частиц 40
2.2 Методика измерения потоков и доз космического излучения 42
2.3 Область эффективности ТТД 45
2.4 Марка ТТД и режим травления, использовавшиеся в исследованиях 46
2.5 Оборудование и ПМО, применявшееся для сканирования ТТД и обработки цифровых изображений 47
2.6 Измерение характеристик ТТД: порог регистрации и скорость травления V_B 49
2.7 Совместное применение твердотельных трековых детекторов и других типов детекторов 51
2.7.1 Принцип объединения данных ТТД и ТЛД 51
2.7.2 Измерение характеристик ТЛД: эффективность регистрации 54
Выводы к главе 2 57
3 Методы сканирования треков и алгоритмы обработки трековой информации 58
3.1 Специфика применения ТТД для регистрации вторичных короткопробежных частиц космического излучения 58
3.2 Случай регистрации длиннопробежной частицы 59
3.2.1 Описание геометрии трека 59
3.2.2 Постановка эксперимента 66
3.2.3 Результаты и обсуждение 67
3.3 Случай регистрации короткопробежной частицы 71
3.3.1 Описание геометрии трека 71
3.3.2 Постановка эксперимента 77

3.3.3 Результаты и обсуждение....81
Выводы к главе 3....91
4 Метод раздельного измерения первичного и вторичного компонента космического излучения....93
4.1 Способы измерения спектров ЛПЭ и их возможности....93
4.2 Обеспечение условий для выделения вторичных частиц, образующихся в объеме ТТД, по результатам анализа их пробегов....100
4.3 Упрощенный метод выделения вторичного компонента КИ при одностадийном травлении ТТД....102
4.3.1 Классификация событий, наблюдаемых в детекторе....102
4.3.2 Постановка эксперимента....106
4.3.3 Результаты измерений....108
4.4 Применение разработанного метода для исследования вторичного компонента КИ на борту РС МКС....112
4.4.1 Постановка эксперимента....112
4.4.2 Результаты и обсуждение....114
4.5 Развитие и обоснование упрощенного метода раздельного измерения первичного и вторичного компонента КИ....120
4.5.1 Постановка эксперимента....120
4.5.2 Альтернативная (расширенная) методика распознавания и выделения треков вторичных короткопробежных частиц....121
4.5.3 Результаты и обсуждение....123
Выводы к главе 4....131
Заключение....134
Список литературы....136
Список принятых сокращений....152
Благодарности....154
Приложение А (справочное) Акт о внедрении (использовании) результатов диссертационной работы....156

Общая характеристика работы

Из предыдущих космических экспериментов известно, что заряженные частицы высоких энергий могут генерировать значительное количество вторичных нейтронов на борту космического аппарата на низкой околоземной орбите [**117**]. Однако, в таких же ядерных взаимодействиях может образовываться сопоставимое число заряженных фрагментов [**77**]. До сих пор, при измерениях характеристик космического излучения, вторичным заряженным частицам уделялось гораздо меньше внимания по сравнению с нейтронами, несмотря на их возможно значительное влияние на электронные компоненты и биологические объекты на борту космических аппаратов.

Особенностями вторичных заряженных ядерных фрагментов являются их относительно низкие энергии, малые величины пробегов и высокие значения линейной передачи энергии (ЛПЭ). Принимая это во внимание, измерения вторичного заряженного компонента космического излучения требуют разработки и применения специальных методов и подходов. Кроме того, большинство используемых в настоящее время детекторов космического излучения (в том числе и штатных средств дозиметрического контроля экипажей МКС) не могут быть использованы для проведения подобных измерений.

Твердотельные трековые детекторы (ТТД) типа CR-39™, применяемые в течении ряда лет для дозиметрических измерений на борту (в составе научной аппаратуры) [**23**], представляются наиболее удобными для измерения состава, потока и дозы излучения в условиях длительного космического полета. Кроме того, ТТД могут быть использованы и для регистрации короткопробежных частиц, образующихся в объеме детектора за счет ядерных взаимодействий [**77**].

Настоящая работа посвящена усовершенствованию, обоснованию и практической реализации метода для раздельной регистрации длиннопробежных и короткопробежных заряженных частиц космического

излучения на борту возвращаемых космических аппаратов и МКС с использованием ТТД.

Актуальность работы:

Актуальность настоящей работы обуславливается следующими факторами:

1) При дозиметрическом сопровождении радиобиологических космических экспериментов и при индивидуальном дозиметрическом контроле членов экипажей космических аппаратов используются данные о вкладе первичного компонента и гораздо реже – о вкладе нейтронов [**10**]. Однако, выход вторичных заряженных частиц в актах ядерных взаимодействий первичного КИ с биологическими объектами и элементной базой соизмерим или даже превосходит выход нейтронов.
2) Вклад заряженных продуктов ядерной фрагментации в полную поглощенную дозу не превышает 5 % [**77**], однако, эта малая величина не отражает в полной мере эффекта вторичных частиц на биологические объекты и компонентную базу на борту.
3) Большинство современных детекторов космического излучения и штатных средств индивидуального дозиметрического контроля космонавтов не позволяют выделять вторичный заряженный компонент [**33**].
4) В литературе имеется крайне мало данных о характеристиках вторичного заряженного компонента КИ на борту КА на низкой околоземной орбите.
5) В измерениях вторичных продуктов ядерной фрагментации с помощью ТТД до сих пор использовались упрощенные методы сканирования треков и обработки полученных данных [**13**]. Развитие метода раздельной регистрации первичного и вторичного компонента космического излучения с использованием твердотельных трековых детекторов позволит улучшить оценку ее потоковых и дозовых характеристик.

6) В настоящее время на борту РС МКС и возвращаемых биологических спутниках проводится и планируется значительное количество радиобиологических экспериментов, требующих надежных измерений потоковых и дозовых характеристик тяжело-ядерного компонента космического излучения (в том числе и вторичного).

Цель работы:

Цель работы состояла в разработке метода раздельного измерения характеристик первичного (длиннопробежного) и вторичного (короткопробежного) компонента космического излучения и оценки их потоковых и дозовых характеристик с использованием твердотельных трековых детекторов.

Научная новизна:

- **Впервые** предложен критерий, позволяющий более простую, без использования многостадийного травления, идентификацию треков вторичных частиц, образующихся внутри детектора.
- **Впервые** предложен подход, позволяющий оценку скорости травления в треках тяжелых заряженных частиц с использованием геометрических параметров – размеров осей входного эллипса и глубины трека.
- **Впервые** выполнен сравнительный анализ двух различных подходов к выделению вторичного заряженного компонента, и сопоставлены спектры ЛПЭ ядерных фрагментов, образующихся под действием первичных космических частиц и ускоренных протонов высоких энергий.
- **Впервые** получены экспериментальные данные о вкладе сильноионизирующих короткопробежных частиц в спектры ЛПЭ и дозы на борту КА «ФОТОН-М» №4.

- **Впервые** получены экспериментальные данные о вкладе сильноионизирующих короткопробежных частиц в спектры ЛПЭ и дозы в трех модулях РС МКС на спаде 24ого цикла солнечной активности.
- **Впервые** исследованы потоки сильноионизирующих короткопробежных частиц в различных модулях РС МКС в зависимости от дозы первичного излучения и условий защищенности модулей.
- **Впервые** получены экспериментальные данные о динамике накопления дозы от сильноионизирующих короткопробежных частиц на борту РС МКС во время долгосрочных полетов продолжительностью от 200 до 650 суток.

Практическая значимость работы состоит в том, что:

- Разработан метод раздельной оценки вклада вторичных короткопробежных сильноионизирующих частиц, образовывающихся в актах ядерной фрагментации в материале ТТД.
- Экспериментально и теоретически обоснована ограниченность возможностей общепринятого способа определения чувствительности ТТД (подразумевающего измерение размеров осей входного эллипса) при анализе треков короткопробежных частиц.
- Разработанный и апробированный метод позволяет, помимо ЛПЭ, оценивать величину пробега короткопробежных частиц вблизи пика Брега, что повышает его информативность по сравнению с другими методами.
- Характеристики вторичного заряженного компонента космического излучения, оцененные с помощью разработанного метода с применением одностадийного травления, согласуются с результатами, полученными с помощью использовавшегося ранее подхода, предполагающего применение многостадийного травления, что на практике позволяет существенно упростить процедуру съема и последующей обработки информации.

- Установлено, что вклад короткопробежных сильноионизирующих ядерных фрагментов в общую эквивалентную дозу составляет от 20 % до 35 %. Полученные результаты могут быть использованы при исследовании эффектов воздействия космической радиации на биообъекты на борту биологических спутников и МКС.
- Разработанный метод внедрен в *ГНЦ РФ-ИМБП РАН* при выполнении СЧ ОКР по договорам с *ПАО «РКК «Энергия»* и *«ЦСКБ-Прогресс»* (Акт о внедрении № 26318-2115/855 от 15.04.2019 г., **Приложение А**).

Достоверность:

В наземных экспериментах на ускорителях тяжелых ионов и источниках α-частиц результаты измерения чувствительности ТТД были получены с использованием различных альтернативных способов и сравнивались с доступными литературными данными, при этом: для треков длиннопробежных частиц наблюдалось разумное согласие результатов, полученных двумя усовершенствованными способами, для треков короткопробежных частиц наблюдалось разумное согласие результатов, полученных усовершенствованным способом с литературными данными. Кроме того, результаты измерения пробегов были сопоставлены с их табличными значениями и показали хорошее согласие.

Результаты космических экспериментов сравнивались с литературными данными, полученными независимо другими исследовательскими группами *NIRS-QST* (г. Чиба, Япония), *MTA EK* (г. Будапешт, Венгрия) и *UJF AVCR* (г. Ржеж, Чехия) и продемонстрировали разумное согласие всех измеренных величин без учета вклада вторичного компонента.

Результаты, выносимые на защиту:

1) Модернизированный метод раздельного измерения характеристик первичного и вторичного компонента космического излучения твердотельными трековыми детекторами.
2) Результаты измерений отклика ТТД при регистрации короткопробежных и длиннопробежных частиц с большими значениями *dE* / *dx*, определяемого с использованием различных наборов геометрических параметров трека.
3) Результаты измерения вклада ядерных фрагментов в спектры ЛПЭ и дозы на борту РС МКС и КА «ФОТОН-М» №4.

Личный вклад автора

Личный вклад автора заключается в:

- разработке метода экспериментальных исследований и верификации алгоритмов расчета параметров треков длиннопробежных и короткопробежных заряженных частиц;
- участии в космических экспериментах на борту КА «БИОН-М» №1, КА «ФОТОН-М» №4 и РС МКС;
- выполнении химического травления детекторов, ручного сканирования треков, разработке программных кодов, обработке экспериментальной информации и анализе полученных данных;
- участии в международном сличении данных космических экспериментов;
- разработке, подготовке и реализации программ экспериментов и участии в наземных калибровочных облучениях детекторов на ускорителях TANDETRON (*UJF AVCR*, г. Ржеж, Чехия) и HIMAC (*NIRS-QST*, г. Чиба, Япония);
- подготовке и оформлении полученных результатов в виде совместных публикаций, научных докладов и отчетов в период с 2014 по 2019 гг.

Апробация работы

Результаты и положения диссертации докладывались и обсуждались на:

- Конференции по космической биологии и авиакосмической медицине с международным участием (2014, 2016);
- Международной молодежной научной школе-конференции «Современные проблемы физики и технологий» (2015);
- Международной научно-практическая конференции «Научные исследования и эксперименты на МКС» (2015);
- Annual HIMAC Meeting (2018, 2019);
- Annual International Gravitational Physiology Meeting (2017);
- International Conference on Particle Physics and Astrophysics (2017);
- International Symposium “Physics, Engineering and Technologies for Bio-Medicine” (2016, 2018);
- Workshop on Radiation Monitoring for the International Space Station (2015, 2016, 2017).

Результаты диссертационной работы представлены в публикациях:

1) **Иноземцев К.О.**, Кушин В.В., Толочек Р.В., Шуршаков В.А. *Измерение доз и спектров линейной передачи энергии космического излучения внутри биологического спутника «Бион-М1»* // Авиакосмическая и экологическая медицина (ВАК, индексируется в БД SCOPUS), Т. 49, № 2, с. 16-22, 2015.
2) Кушин В.В., **Иноземцев К.О.** *Исследование чувствительности трекового детектора CR-39 к тяжелым заряженным частицам космического излучения* // Приборы и техника эксперимента (ВАК, индексируется в БД SCOPUS, WoS), № 6, стр. 91-96, 2015.
3) **Inozemtsev K.O.**, Kushin V.V., Maklyaev E.F., Shurshakov V.A. *Measurement of linear energy transfer spectra of high-LET space radiation inside the International Space Station modules (2013-2014)* // Physics Procedia (индексируется в БД SCOPUS, WoS), Vol. 74, pp. 324-327, 2015.
4) **Иноземцев К.О.**, Кушин В.В., Толочек Р.В., Шуршаков В.А. *Применение комбинированного метода на основе пассивных детекторов для измерения доз космического излучения на борту КА БИОН-М1* // «Космический научный проект «БИОН-М1»: медико-биологические

эксперименты и исследования» / под ред. А.И. Григорьева. – М.: ГНЦ РФ-ИМБП РАН, 2016. – ISBN 978-5-902119-32-6 – с. 569-580.

5) **Inozemtsev K.O.**, Kushin V.V. *Comparative analysis of CR-39 sensitivity for different sets of measurable track parameters* // Radiation Measurements (индексируется в БД SCOPUS, WoS), Vol. 91, pp. 44-49, 2016.
6) **Inozemtsev K.O.**, Kushin V.V., Kodaira S., Shurshakov V.A. *Observation of fragmentation events caused by space radiation: Contribution to the LET spectrum as measured with CR-39 track detectors* // Radiation Measurements (индексируется в БД SCOPUS, WoS), Vol. 95, pp. 37-43, 2016.
7) Karganov M.Yu., Alchinova I.B., Yakovenko E.N., Kushin V.V., **Inozemtsev K.O.**, Strádi A., Szabó J., Shurshakov V.A., Tolochek R.V. *The "PHOENIX" Space Experiment: Study of Space Radiation Impact on Cells Genetic Apparatus on Board the International Space Station* // Journal of Physics: Conference Series (индексируется в БД SCOPUS), Vol. 784, 012024, 2017.
8) Strádi A., Szabó J., **Inozemtsev K.O.**, Kushin V.V., Tolochek R.V., Shurshakov V.A., Alchinova I.B., Karganov M.Yu. *Comparative radiation measurements in the Russian segment of the International Space Station by applying passive dosimeters* // Radiation Measurements (индексируется в БД SCOPUS, WoS), Vol. 106, pp. 267-272, 2017.
9) Алчинова И.Б., Яковенко Е.Н., Кушин В.В., **Иноземцев К.О.**, Карганов М.Ю., Баранов В.М.. *Космический эксперимент «ФЕНИКС»: предварительные итоги* // Авиакосмическая и экологическая медицина (ВАК, индексируется в БД SCOPUS), Т. 51, № 7 (специальный выпуск), с. 26-30, 2017.
10) **Inozemtsev K.O.**, Kushin V.V., Kodaira S., Shurshakov V.A. *On the consistency among different approaches for nuclear track scanning and data processing* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A (индексируется в БД SCOPUS, WoS), Vol. 887, pp. 133-137, 2018.
11) **Inozemtsev K.O.**, Kushin V.V., Strádi A., Ambrožová I., Kodaira S., Szabó J., Tolochek R.V., Shurshakov V.A. *Measurement of different components of secondary radiation onboard International Space Station by means of passive detectors* // Radiation Protection Dosimetry (индексируется в БД SCOPUS, WoS), Vol. 181, No.4, pp. 412-417, 2018.

1 Литературный обзор

1.1 Основные компоненты космической радиации на околоземных орбитах

Основными составляющими потоков космического излучения в пределах магнитосферы Земли являются галактические космические лучи (ГКЛ), захваченные частицы радиационных поясов Земли (РПЗ), а также частицы солнечных космических лучей (СКЛ). Потоки первичных заряженных частиц в результате, в основном, электромагнитного взаимодействия, теряют частично (или полностью) свою кинетическую энергию при попадании в элементы конструкции корабля, биологические объекты, элементы электроники, производя радиационные эффекты, влияющие на здоровье космонавтов и работоспособность приборов и оборудования [21].

Кроме того, первичные заряженные частицы высоких энергий могут также участвовать в ядерных взаимодействиях с элементами тех же объектов. Ядерные взаимодействия по своему характеру заметно отличаются от хорошо исследованных электромагнитных процессов, и зачастую оказывают существенное дополнительное воздействие на биологические объекты и элементы электроники. Результатом единичного акта ядерного взаимодействия является фрагментация ядра с образованием многочисленных разлетающихся осколков. Таким образом, формируется поток вторичного излучения, состоящий из заряженных продуктов ядерной фрагментации, а также нейтронов широкого спектра энергий.

Характер ядерного взаимодействия зависит от того, какое из ядер, налетающее или покоящееся испытывает фрагментацию. С наибольшей вероятностью фрагментация налетающего ядра (в англоязычной литературе – *projectile fragmentation*) происходит в случае торможения высокоэнергичного тяжелого ядра на сравнительно легких ядрах-мишенях. Такое

взаимодействие характерно для ГКЛ при их взаимодействии с элементами космического аппарата [45].

Наоборот, фрагментация ядер мишени (в англоязычной литературе – *target fragmentation*) может эффективно происходить, например, под действием высокоэнергичных протонов (в основном протонов РПЗ) или нейтронов. Особый интерес на околоземных орбитах представляют фрагментации ядер углерода и кислорода, являющимися основными составляющими биологических объектов, а также фрагментация ядер алюминия – основного элемента защиты КА, и кремния – основного компонента электронных схем.

По своим последствиям эффекты «*projectile fragmentation*» и «*target fragmentation*» заметно отличаются друг от друга. Фрагментация налетающего ядра приводит к образованию энергичных фрагментов, движущихся в направлении, близком к направлению первичной частицы. При этом суммарная линейная передача энергии (ЛПЭ) всех фрагментов меньше ЛПЭ первичного ядра.

С другой стороны, в актах фрагментации ядер мишени образуется большое количество продуктов – фрагментов с пространственным распределением, близким к изотропному. При этом, каждый из фрагментов имеет ЛПЭ выше, чем ЛПЭ налетающего ядра (для случая первичной заряженной частицы). Пробеги заряженных фрагментов в мишени составляют в основном от десятков до сотен микрометров, плотность ионизации сильно меняется вдоль их траектории торможения [**40**].

На **рисунке 1.1** представлена микрофотография типичного события «*target fragmentation*», наблюдаемого в ядерной эмульсии (ЯМ), экспонировавшейся на околоземной орбите на борту КА «Спейс Шаттл», миссия STS -94 [**77**].

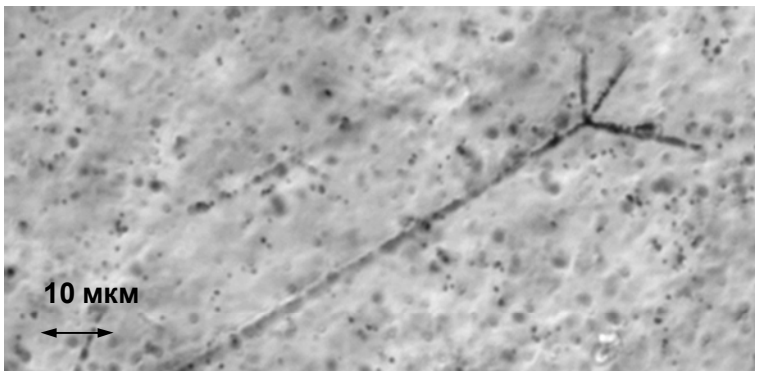
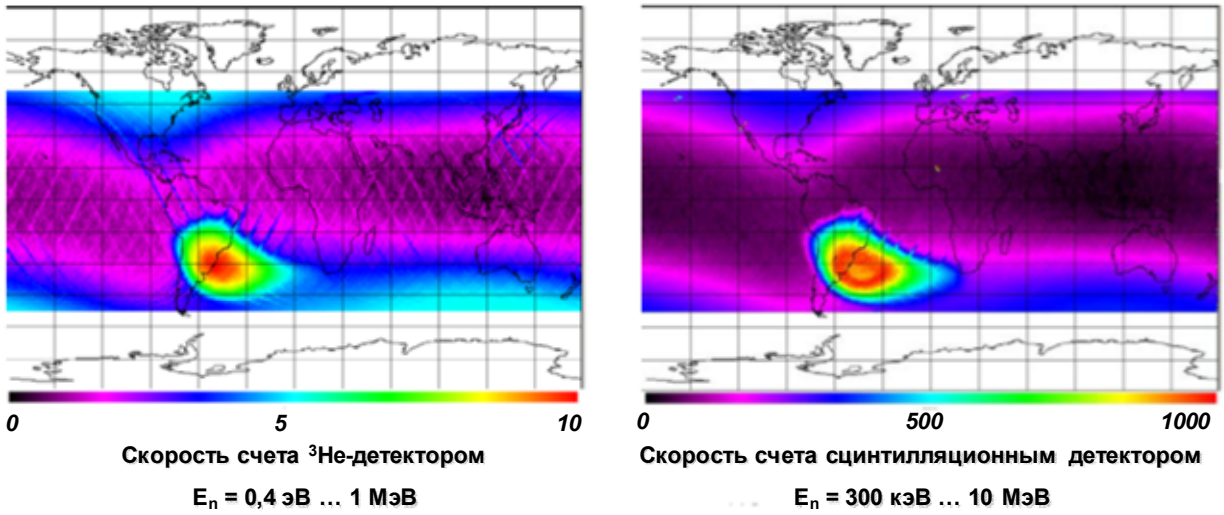


Рисунок 1.1 – Микрофотография события ядерной фрагментации, наблюдаемой в ядерной эмульсии, экспонированной на борту КА на низкой околоземной орбите [77].

Поскольку фрагментация налетающих ядер относится в первую очередь к первичному высокоэнергичному компоненту ГКЛ – влияние этого эффекта наиболее выражено в условиях межпланетного космического полета (КП) [45]. Эффективный способ подавления влияния налетающей фрагментации состоит в трансформации тяжелых высокоэнергичных ядер в потоки более легких вторичных ионов, при этом наиболее оптимальной является использование защиты с высоким содержанием легких элементов, например – водорода [123].

В условиях КП на низких околоземных орбитах большее значение имеет эффект фрагментации ядер мишени. Последнее заключение можно проиллюстрировать результатами измерения плотности потока нейтронов, образующихся в тех же актах фрагментации ядер мишени (**рисунок 1.2**). Измерения проводились на борту Международной космической станции (МКС), в период 2007-2014 гг. в рамках КЭ «БТН-Нейтрон» [117]. Было показано, что поток нейтронов с энергиями 0,4 эВ … 100 кэВ возрастает приблизительно в 500 раз при пролете МКС в области Южно-Атлантической магнитной аномалии (ЮАА) по сравнению с остальными участками трассы.



Рисунке 1.2 – Распределение потоков нейтронов с энергиями от 0,4 эВ до 10 МэВ вдоль трассы МКС, измеренные различными типами детекторов. Цветовые шкалы снизу отображают скорость счета нейтронных детекторов [**117**].

Представленные данные КЭ «БТН-Нейтрон» однозначно свидетельствуют, что именно частицы РПЗ (основную часть которых составляют протоны с характерными энергиями 10-1000 МэВ) в большей степени ответственны за формирование вторичного нейтронного компонента на околоземной орбите.

1.2 Характеристики продуктов ядерных фрагментаций

В условиях полета на околоземных орбитах наибольший вклад в результирующий поток излучения вносят захваченные протоны в зоне ЮАА с характерными энергиями 10 – 1000 МэВ. Тяжелые ионы ГКЛ также достигают околоземных орбит, однако их вклад менее значим по сравнению с протонами радиационного пояса [**19**]. Можно предполагать, что именно высокоэнергичная часть захваченных протонов в основном формирует вторичный заряженный компонент во фрагментациях ядер мишеней. Такое предположение позволяет ограничиться рассмотрением реакций фрагментации вида ”*target*”(*p*,*x*)*x*’ под действием протонов с энергиями

10-1000 МэВ, где термин ”*target*” подразумевает ядра *C*, *N*, *O*, *Al*, или *Si*, а *x* и *x*’ – вторичные фрагменты.

На **рисунке 1.3** в качестве примера показана зависимость сечения возбуждения реакции (p + ^{12}C) и (p + ^{16}O) в диапазоне энергий протонов ~10 – 1000 МэВ по результатам измерений в наземных ускорительных экспериментах [**32**]. Аналогичные данные для неупругого взаимодействия протонов в том же диапазоне энергий с ядрами ^{27}Al и ^{28}Si по результатам работы [**38**] также приведены на рисунке для сравнения.

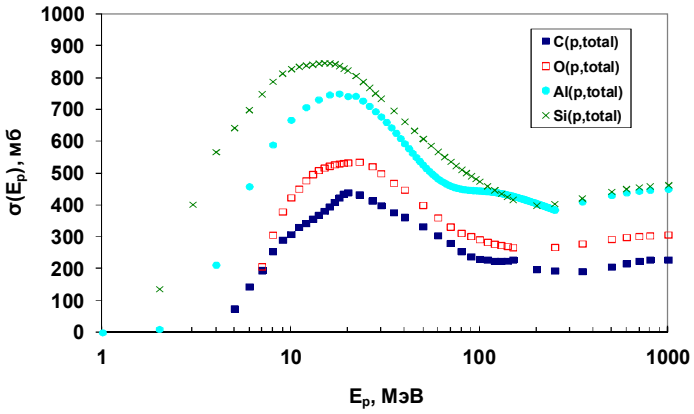


Рисунок 1.3 – Характерные зависимости суммарных сечений фрагментации ядер-мишеней ^{12}C, ^{16}O [**32**] и ^{27}Al, ^{28}Si [**38**] от энергии налетающего протона.

Как видно из поведения экспериментальных точек, представленных на **Рисунке 1.3**, максимальные значения сечений фрагментации наблюдается в диапазоне энергии протонов 20-30 МэВ, что в соответствует максимуму в спектре захваченных протонов РПЗ. Характерный вид энергетических спектров протонов РПЗ и ГКЛ представлен для сравнения на **рисунке 1.4**.

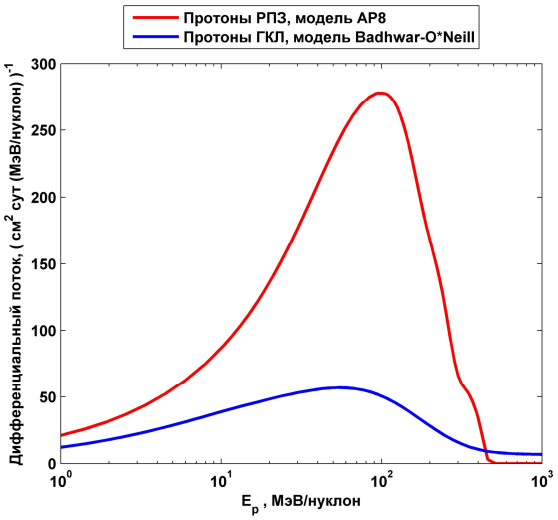


Рисунок 1.4 – Дифференциальные энергетические спектры протонов РПЗ и ГКЛ на борту РС МКС за защитой в 30 г/см^2 *Al*. Модельные спектры получены в программном пакете *OLTARIS* с использованием параметров, указанным в работе [**60**]. Иллюстрация автора.

Потоки протонов РПЗ на борту КА на низкой околоземной орбите превышают потоки протонов ГКЛ примерно в 2-5 раз, за исключением диапазона энергий E_p > 450 МэВ. Максимум распределения протонов РПЗ характеризуется широким пиком с максимумом в интервале энергий от 20 до 250 МэВ.

В результате ядерного взаимодействия высокоэнергичная первичная частица трансформируется в несколько осколков – продуктов с относительно небольшой кинетической энергией, высоким ЛПЭ и коротким пробегом в веществе. В **таблице 1.1** в качестве примера приведен средний относительный выход фрагментов с $Z \leq 2$ в реакции $^{16}O(p,x)x$’ по результатам литературных данных [**58**, **94**, **98**].

Таблица 1.1 – Средние относительные выходы вторичных продуктов фрагментации с $Z \leq 2$ при взаимодействии первичных протонов с энергией 160 МэВ с ^{16}O и H_2O (частиц на единичную реакцию).

Фрагмент	^{16}O [98]	^{16}O [58]	H_2O [94]
n	0,73	1,124	0,801
p	1,76	2,017	1,922
d	0,13	0,3837	0,023
t	0,049	~0	0,002
^{3}He	0,048	~0	0,002
^{4}He	0,81	0,862	0,416

Как следует из **таблицы 1.1**, во фрагментациях легких ядер наиболее вероятно образование ядер водорода и гелия, а также небольшого количества дейтронов. Выход остальных заряженных частиц оказывается менее значительным. Количество вторичных нейтронов в этих реакциях сопоставимо с выходом заряженных продуктов.

В ядерных фрагментациях более тяжелых ядер Si и Al зарядовый спектр фрагментов гораздо шире и обычно подразделяется на группу легких фрагментов (Z = 1, 2) и тяжелых (Z > 2). **Рисунок 1.5** иллюстрирует изотопный состав тяжелый фрагментов по результатам работы [**38**].

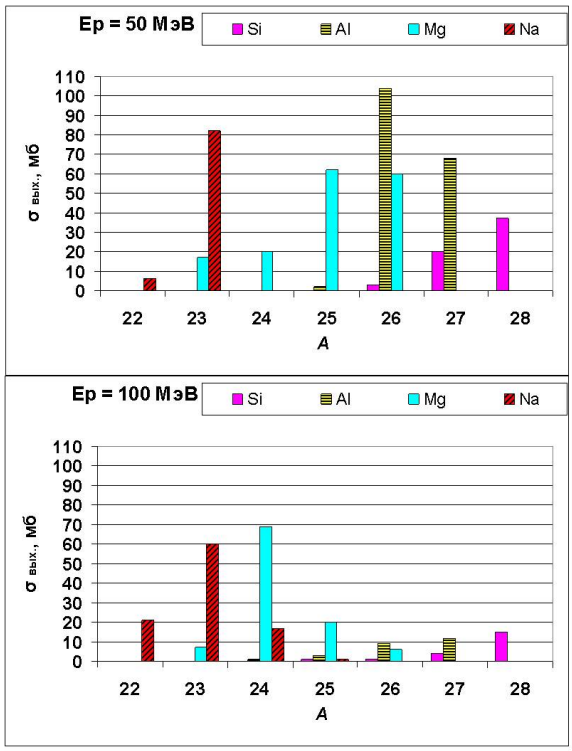


Рисунок 1.5 – Выход различных изотопов в реакции $p + {}^{28}Si$, энергии налетающих протонов – 50 и 100 МэВ [**38**].

Энергетический спектр вторичных заряженных фрагментов зависит от ядра-мишени и энергии налетающей частицы. На **рисунке 1.6** приведены характерные дифференциальные энергетические спектры ядер ${}^{4}He$, образованных под разными углами в реакциях фрагментации углерода и алюминия протонами с энергией 70 МэВ [**49**].

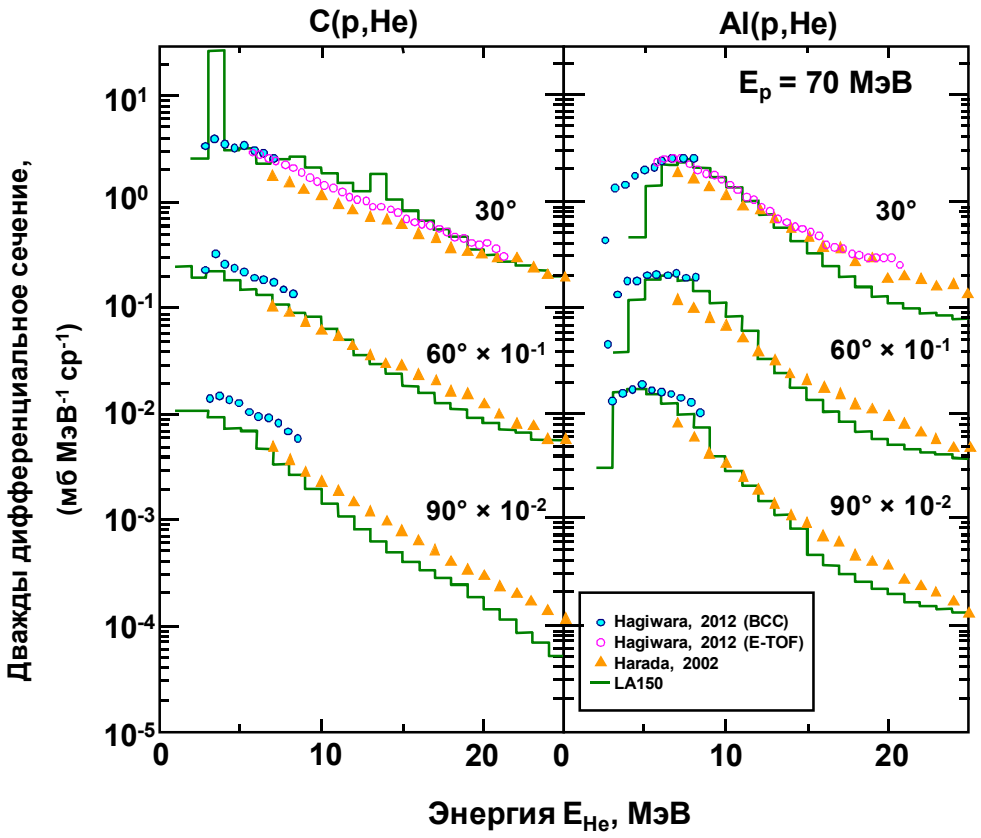


Рисунок 1.6 – Дважды дифференциальные сечения выхода в реакциях $^{Nat}C(p,x)^{4}He$ и $^{27}Al(p,x)^{4}He$ под углами 30°, 60°, и 90° при энергии налетающих протонов 70 МэВ. Сравнение экспериментальных данных [49] полученных различными методами (круги) с литературными данными [51] (треугольники) и результатами эксперимента LA150 [27] (линии).

Как видно из распределений на **рисунке 1.6**, основной вклад в события фрагментации дают продукты с низкими характерными энергиями несколько МэВ. Этот вывод подтверждается данными **таблица 1.2**, где представлены расчетные средние значения кинетической энергии, ЛПЭ и пробегов фрагментов, образованных в воде под действием протонов с энергией 180 МэВ по результатам работы [49].

Таблица 1.2 – Ожидаемые средние значения параметров продуктов ядерной фрагментации, образуемых в воде при прохождении протонов с энергиями 180 МэВ [**116**].

Фрагмент	E, МэВ	ЛПЭ, кэВ/мкм в (H_2O)	R_0, мкм в (H_2O)
^{15}O	1,0	983	2,3
^{15}N	1,0	925	2,5
^{14}N	2,0	1137	3,6
^{13}C	3,0	951	5,4
^{12}C	3,8	912	6,2
^{11}C	4,6	878	7,0
^{10}B	5,4	643	9,9
^{8}Be	6,4	400	15,7
^{6}Li	6,8	215	26,7
^{4}He	6,0	77	48,5
^{3}He	4,7	89	38,8
d	2,5	14	68,9

Как следует из таблицы, наиболее длинными пробегами обладают легкие фрагменты с $Z = 1…2$.

1.3 Взаимодействие первичного и вторичного излучения с биологическими объектами и конструкционными материалами

Энергетический спектр интегрального по времени потока протонов на околоземной орбите характеризуется широким максимумом в районе 10-100 МэВ и спадом приблизительно на 2 порядка величины в области энергий 100 МэВ – 1 ГэВ. Пространственное распределение может отличаться от изотропного с относительной анизотропией ~ 3 [**18**]. Попадание такого первичного излучения в биологические объекты, конструкционные и электронные инициирует разного рода радиационные эффекты в первую очередь за счет поглощения энергии в электромагнитных

взаимодействиях. Дополнительным эффектом, является фрагментация ядер *C*, *O*, *N* (в биологических тканях), ядер *Al* (конструкционных материалах) и ядер *Si* (в электронных компонентах). В результате этих процессов происходит перераспределение энергии сравнительно высокоэнергичных первичных потоков протонов в энергию тяжелых медленных вторичных фрагментов с низкими величинами пробегов в веществе. Этот канал заметно усложняет общую картину взаимодействия и результирующие радиационные эффекты.

Качественные особенности формирования вторичного потока в среде нагляднее рассматривать в упрощенном приближении узкого монохроматического пучка протонов, падающих вертикально на поверхность мишени. Такое приближение часто используется в ионной терапии и в различных расчетных транспортных кодах [**123**]. **Рисунок 1.7** иллюстрирует роль ядерных фрагментаций при торможении протонов с начальной энергией 250 МэВ в толстом слое воды [**116**].

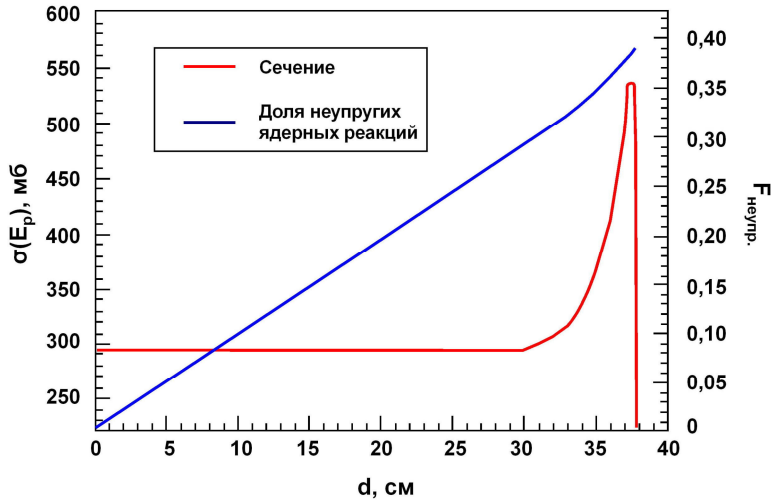


Рисунок 1.7 – Зависимость сечения и доли участвующих в актах ядерной фрагментации протонов с начальной энергией 250 МэВ от толщины слоя воды *d* [**116**].

Сечение фрагментации ядер кислорода слабо меняется вдоль траектории торможения протона вплоть до энергии ~ 80 МэВ (остаточный пробег ~ 6 см H_2O) и увеличивается приблизительно вдвое при энергии

~ 20 МэВ в соответствии с кривой $\sigma(E_p)$ (**рисунок 1.3**). Полное количество протонов, участвующих в ядерных взаимодействиях возрастает почти линейно вдоль пробега, при полном поглощении энергии приблизительно 40% всех протонов инициируют фрагментации. Таким образом, часть энергии первичной частицы передается короткопробежным продуктам их взаимодействия.

На **рисунке 1.8** показана зависимость глубинной дозы при торможении в воде протонов с начальной энергией 160 МэВ и относительный вклад составляющих, формирующих эту дозу [**94**].

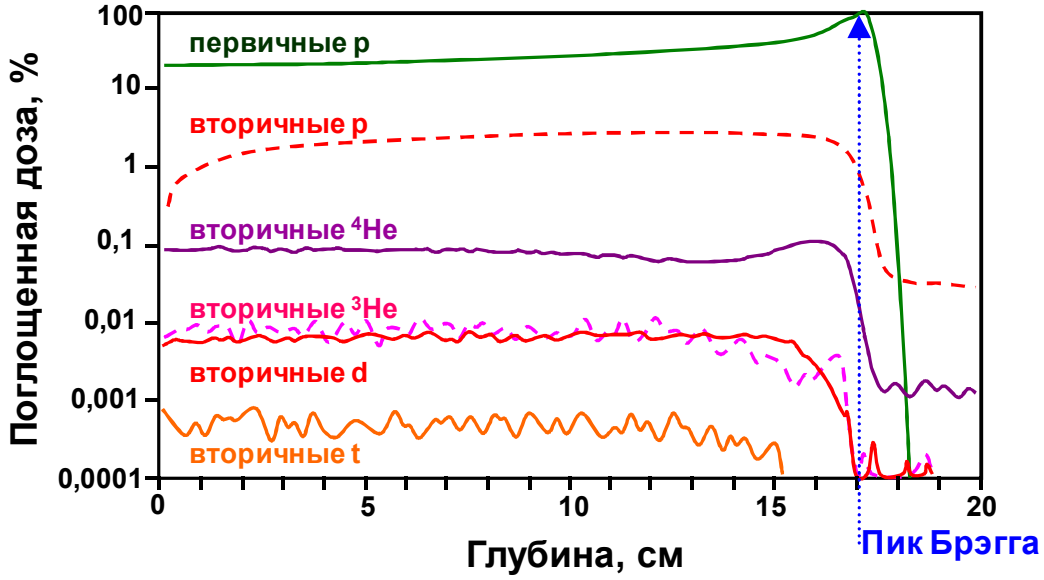


Рисунок 1.8 – Глубинное распределение дозы от первичных протонов с начальной энергией 160 МэВ и вторичных фрагментов в водной среде [**94**].

Как видно из рисунка, основной вклад принадлежит вторичным протонам (~ 5 %), вклад остальных фрагментов (^3He, ^4He, d, t) не превышает 1 %. Процентный вклад составляющих не кажется значительным по сравнению с долей первичного компонента. Однако, он не отражает в полной мере результирующее влияние фрагментации на радиобиологические эффекты и влияние на компонентную базу электроники. Известно, что радиационное воздействие не обусловлено однозначно только средней поглощенной энергией, но зависит также от параметра ЛПЭ.

Подтверждением этого служит совокупность большого количества экспериментальных значений относительной биологической эффективности (ОБЭ), измеренных на различных типах биологических объектов и изображенных в виде графика ОБЭ = *f*(ЛПЭ) (**рисунок 1.9**) [46]. ОБЭ определяется как отношение дозы γ-излучения к дозе ионного излучения, при одинаковом уровне биологического эффекта. Все экспериментальные данные соответствуют одинаковой средней поглощенной дозе γ-излучения.

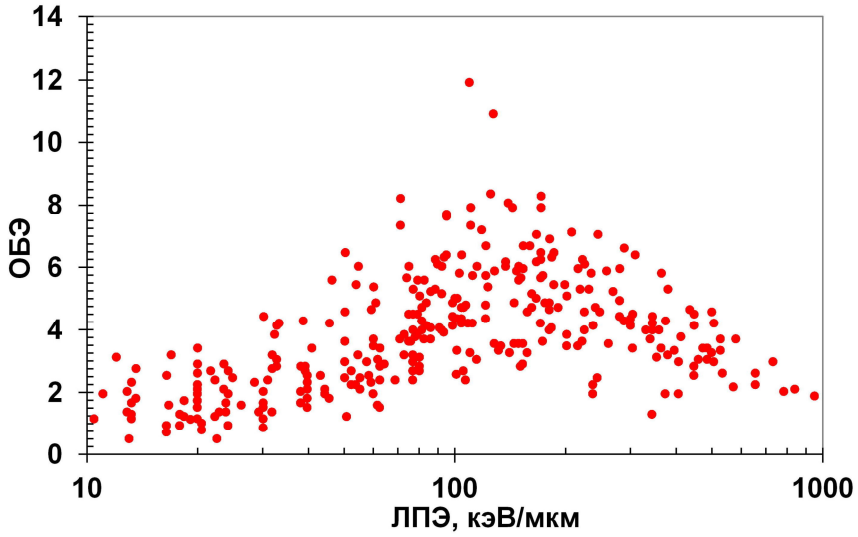


Рисунок 1.9 – Величины ОБЭ, полученные путем обобщения результатов более чем 70 радиобиологических экспериментов, выполненных на пучках протонов и тяжелых ионов [46].

Как следует из **рисунка 1.9**, наибольшие значения ОБЭ попадают на область ~100 кэВ/мкм (H_2O). Именно этот диапазон соответствует ЛПЭ легких фрагментов ядер кислорода (**таблица 1.2**).

Аналогичные выводы относятся к воздействию на компонентную базу электроники. Ключевым параметром, описывающим сечение однократных сбоев, является величина ЛПЭ. Зависимость этого сечения от ЛПЭ описывается Weibull-функцией (**рисунок 1.10**) [122]:

$$\sigma(LET) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{LET - LET_0}{W} \right)^S \right) \right] \qquad (1.1)$$

где LET – величина ЛПЭ, LET_0 – пороговое значение ЛПЭ, σ_0 – сечение насыщения, W и s – подгоночные параметры. Согласно заключениям, представленным в работах [30, 91], основная причина таких событий связана либо с прямой ионизацией многозарядными ионами ГКЛ, либо с фрагментацией ядер кремния под действием протонов ЮАА. В реакциях фрагментации типа $p(Si,x)x'$ при невысоких энергиях налетающих протонов значительная доля полного сечения (~ 30 %) приходится на образование сравнительно тяжелых фрагментов с $A \sim 15 \div 26$ с непрерывным спектром энергий с характерными значениями в несколько МэВ [11], характерными пробегами несколько мкм в кремнии и величинами ЛПЭ выше порогового значения LET_0.

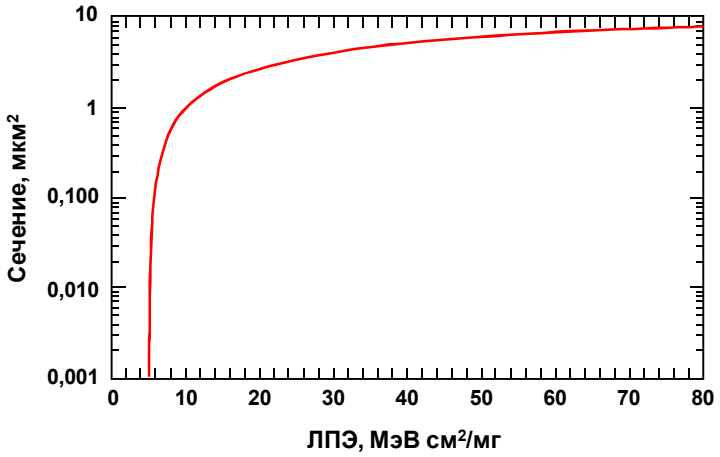


Рисунок 1.10 – Характерная зависимость сечения однократных сбоев от ЛПЭ. Для примера выбраны следующие параметры: σ_0 = 10 мкм^2; LET_0 = 5 МэВ см^2 / мг; W = 50 МэВ·см^2 / мг; s = 1 [122].

Таким образом, вторичный заряженный компонент космического излучения с высокими значениями ЛПЭ, давая сравнительно невысокий вклад в среднюю интегральную дозу, по своему радиационному воздействию в некоторых случаях может давать эффект, сравнимый с эффектами первичного компонента.

1.4 Методы исследования заряженных продуктов ядерных фрагментаций

Важная роль ядерных процессов во взаимодействии протонов и нейтронов низких энергий (десятки – сотни МэВ) с различными типами мишеней была известна достаточно давно [36]. Были предприняты значительные усилия, как для изучения элементарных процессов ядерной фрагментации, так и вызываемых ими радиационных воздействий. Особое внимание проблема привлекала последние два десятилетия в связи с развитием таких направлений медицинской физики как протонная и ионная терапия [97]. Большое количество значимых результатов получено путем численным моделированием и прямыми измерениями в наземных ускорительных экспериментах на пучках различных типов ионов.

Условия орбитального полета предъявляют гораздо более жесткие требования для выполнения измерений на борту. Поток первичного излучения характеризуется широким спектром энергий, его пространственное распределение близко к изотропному, временная модуляция может достигать 2-3 порядков величины потока при прохождении зоны ЮАА, длительность измерений ограничена условиями полета. Измерения в таких условиях выполнять гораздо сложнее, чем на пучке ускорителя. В связи с этим значительные усилия были направлены в первую очередь на разработку расчетных кодов моделирования переноса излучений на околоземных орбитах и в межпланетном пространстве [119].

Необходимым условием надежного моделирования является наличие полной базы данных ядерных сечений. Формирование такой базы еще не завершено и в настоящее время находится в стадии активного развития [90]. Второе условие – достоверная исходная информации о параметрах первичного излучения (в первую очередь его протонной составляющей). Третье – детальная информация о распределении локальных масс и толщине защиты КА [67]. Наконец, результаты численных расчетов требуют

сопоставления с результатами конкретных измерений, выполненных на орбите.

Первые результаты моделирования транспорта излучения с учетом процессов фрагментации под действием ГКЛ и захваченных протонов появились в конце 90-х [17]. На **рисунках 1.11(а)** и **1.11(б)** представлены некоторые результаты этих расчетов, касающиеся параметров вторичных заряженных фрагментов, образованных на околоземной орбите модельным спектром захваченных протонов на ядрах углерода и кислорода. **Рисунок 1.11(а)** иллюстрирует вклад разных фрагментов тяжелее *He* в общий вторичный интегральный поток на орбите. Доминирующей составляющей является легкая часть зарядового спектра. **Рисунок 1.11(б)** дает представление об ожидаемом распределении вкладов разных первичных и вторичных составляющих в широком диапазоне ЛПЭ. Как видно из рисунка, область наиболее высоких значений спектра ЛПЭ (соответствующие значения ЛПЭ ≥ 100 кэВ/мкм (H_2O)) формируется в основном вторичным продуктами ядерных фрагментаций. Вклад первичной составляющей по отношению к вторичной не превышает нескольких процентов.

Аналогичное моделирование потока фрагментов, образованных ГКЛ на околоземной орбите (коды *HZETRN* и *BRYNTRN*) [40] показали доминирование потока вторичного излучения в области ЛПЭ ≥ 100 кэВ/мкм (H_2O).

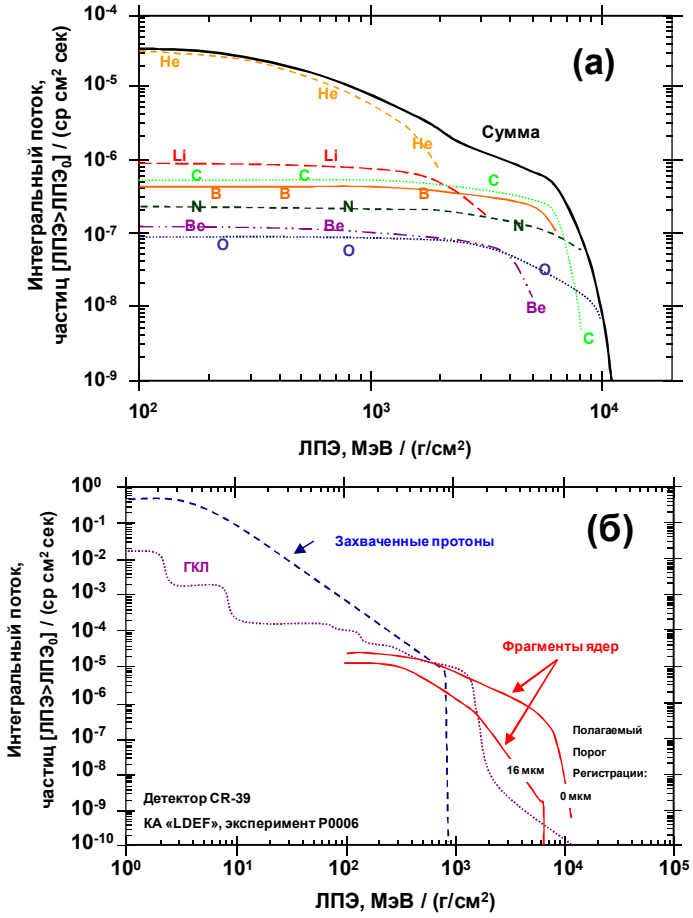


Рисунок 1.11 – Ожидаемые вклады различных компонентов в спектр ЛПЭ, измеряемый детектором CR-39™ на борту КА «LDEF»: **(а)** от различных вторичных частиц; **(б)** от различных компонентов КИ [**17**].

На сегодняшний день наибольшее развитие получил транспортные коды *FLUKA*, *GEANT4*, *PHITS* [**100**], использующие разные подходы в своих алгоритмах. Все расчетные коды дают качественно совпадающие результаты по оценке потоков вторичного излучения, однако для надежного прогнозирования необходимо сравнение расчетов с результатами измерений на орбите.

В настоящее время на борту МКС и на орбитальных спутниках различного назначения используется широкий арсенал средств измерений излучения, который условно разделен на два больших класса: пассивные и активные. Активные детекторы позволяют выполнять измерения в режиме реального времени, пассивные – компактные детекторы, не требующие

подачи электроэнергии, которые накапливают информацию за все время полета. Рассматриваемая задача предполагает, прежде всего, раздельную регистрацию и измерение первичного и вторичного потока излучения.

Все используемые в настоящее время на борту современные активные детекторы нацелены в первую очередь на измерение первичного длиннопробежного компонента. Например: наиболее совершенные спектрометрические телескопы на полупроводниковых детекторах, имеют в своем составе несколько плоскостей позиционно – чувствительных детекторов (ПЧД), включенных на совпадение и калориметр для измерения полной энергии частицы [**33**]. Траектория частицы восстанавливается по координатам взаимодействия, снимаемым с ПЧД. Полупроводниковый телескоп позволяет получать детальные данные о зарядовых ($Z < 12$) и энергетических спектрах ($E < 400$ МэВ/нуклон), измерять спектры ЛПЭ. Однако возможность регистрации событий ядерной фрагментации в нем не предусмотрена.

Из газовых ионизационных детекторов в измерениях на орбите в качестве ЛПЭ – спектрометра часто используется тканеэквивалентный пропорциональный счетчик (ТЕРС). События фрагментации в таком спектрометре интерпретируются как обычные электромагнитные взаимодействия длиннопробежных заряженных частиц.

Таким образом, все существующие активные средства измерений на орбите [**33**] рассматриваемые ядерные события либо не регистрируют, либо интерпретируют их некорректно.

Одним из приборов, позволяющим прямую регистрацию короткопробежных заряженных частиц, является гибридный полупроводниковый пиксельный детектор на основе технологии TimePix/MediPix® [**48**]. В настоящее время подобный прибор постоянно используется в качестве классического телескопа для измерения потоков первичного космического излучения на борту МКС [**106**]. С помощью этого детектора в составе излучении на борту МКС удается наблюдать заметное

количество событий, относящихся к останавливающимся протонам, дейтронам, тритонам и ядрам гелия [**107**]. Методы выделения и анализа таких событий в детекторе TimePix/MediPix® в настоящее время находятся в стадии активной разработки.

Из группы пассивных детекторов, в настоящее время применяемых для регистрации фрагментов, как на орбите, так и в наземных ускорительных экспериментах наиболее удобными считаются твердотельные (диэлектрические) трековые детекторы (ТТД). Это детекторы разных типов и производителей на основе полимера с химическим составом $C_{12}H_{18}O_7$ под общим коммерческим обозначением CR-39™. Детекторы обладают сравнительно высоким порогом, что исключает регистрацию высокоэнергичной части первичного потока с низкими значениями ЛПЭ.

На **рисунке 1.12** характерный диапазон чувствительности CR-39™ указан на модельном ЛПЭ спектре первичного излучения. Моделирование выполнено в программном пакете *OLTARIS* [**102**] для типовых орбитальных параметров МКС [**60**].

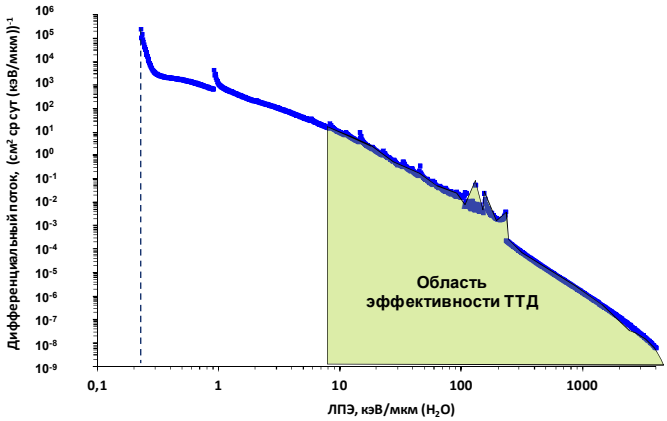


Рисунок 1.12 – Область эффективности детектора CR-39™. Модельный спектр ЛПЭ получен в программном пакете *OLTARIS* с учетом вклада захваченного и галактического компонента КИ. Адаптация из работы автора [**60**].

Детектор CR-39™ обладает чувствительностью, достаточной для регистрации многозарядных ионов ГКЛ, части потока первичных захваченных протонов (и более тяжелых ионов) с низкими энергиями и пробегами в веществе, а также продуктов ядерных фрагментаций с высокими ЛПЭ и низкими пробегами.

Раздельная регистрация первичного и вторичного излучения возможна, например, при обработке детектора травлением в два этапа и соответственно сканирования после каждого травления [**13**, **22**, **25**]. Первое короткое травление оптимально для выявления треков только короткопробежных частиц, большинство из которых является фрагменты. Второе, более длительное, травление выявляет треки частиц с большими пробегами, принадлежащие в основном первичному компоненту. Визуальный анализ формы треков фрагментов после повторного травления позволяет легко различить их при сканировании (**рисунок 1.13**).

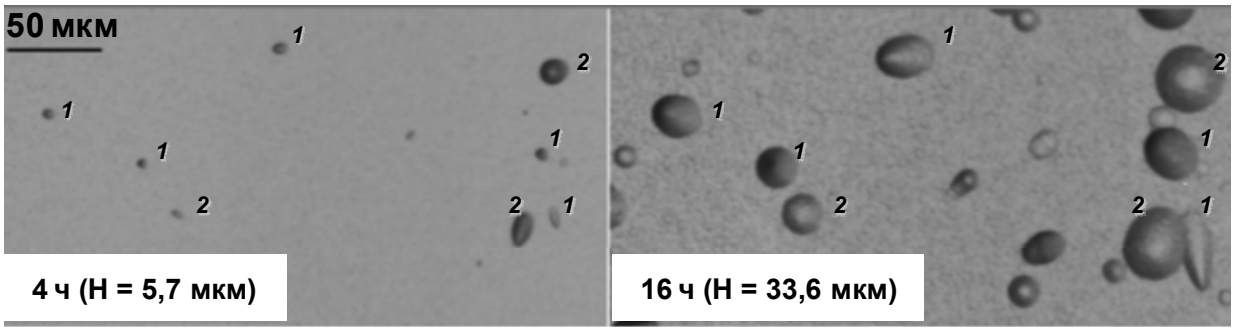


Рисунок 1.13 – Микрофотографии поверхности ТТД, экспонированного на борту МКС, после двух стадий травления: короткого (4 часа, толщина стравленного слоя 5,7 мкм) и более продолжительного (16 часов, толщина стравленного слоя 33,6 мкм) [**76**]. Цифрами обозначены треки: ***(1)*** длиннопробежных частиц проходящих предположительно всю толщину детектора, ***(2)*** треки короткопробежных частиц – продуктов ядерной фрагментации.

На **рисунке 1.14** представлен пример спектра, измеренного на борту МКС, где вторичный (короткопробежный) компонент космического излучения был выделен методом двух-стадийного травления [**25**].

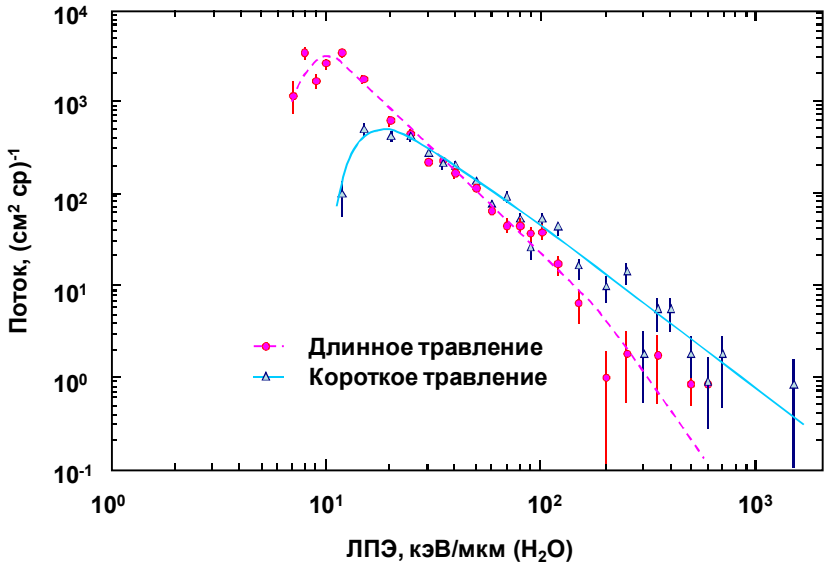


Рисунок 1.14 – Спектры ЛПЭ, измеренные методом двухэтапного травления [**25**].

Как видно из рисунка, дифференциальный поток фрагментов становится сравним с потоком первичного излучения в области несколько десятков кэВ/мкм (H_2O) и значительно превышает поток первичного излучения в области ЛПЭ ≥ 100 кэВ/мкм (H_2O).

Главное преимущество метода двух-стадийного травления заключается в его относительной простоте, основанной на предположении, что пробеги всех фрагментов очень малы (меньше 8 мкм в CR-39™) и их треки сосредоточены вблизи поверхности детектора. Треки частиц первичного излучения, наоборот, многократно превышают это значение. В большей степени это предположение справедливо для осколков внешних мишеней в ускорительных экспериментах на пучках легких ионов [**15**, **22**]. При экспонировании детектора на борту потоком излучения с пространственным распределением близким к изотропному, и состоящему из частиц с широким спектром энергий и пробегов, четкие границы, разделяющие первичный и

вторичный компонент излучения, становятся весьма условными, а точность их измерений – ниже, чем при облучении на ускорителе.

Современным развитием метода твердотельных трековых детекторов является использование атомного силового микроскопа (АСМ) [**65**, **75**], который имеет более высокое пространственное разрешение. При сканировании это позволяет детально измерять форму и параметры каждого трека и определять, таким образом, его принадлежность к определенной группе частиц. Сравнение результатов сканирования детектора, облученного потоком вторичных осколков на пучке ускорителя протонов с начальной энергией 160 МэВ, выполненных на обычном оптическом микроскопе и АСМ свидетельствует о заметных различиях в спектрах ЛПЭ во всем диапазоне измерений 10 – 1000 кэВ/мкм (H_2O) [**75**] (**рисунок 1.15**).

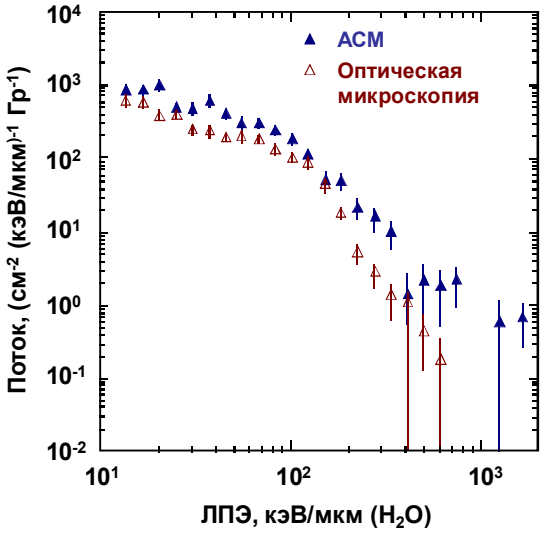


Рисунок 1.15 – Сравнение спектров ЛПЭ, полученных с помощью АСМ (толщина стравленного слоя ТТД ~ 1 мкм) и оптического микроскопа (толщина стравленного слоя ТТД от 9 до 20 мкм) [**75**].

Данные АСМ показывают превышение потока осколков во всем исследуемом диапазоне, разница особенно велика в области высоких ЛПЭ 100-1000 кэВ/мкм (H_2O). Этот диапазон как раз соответствует ЛПЭ большинства фрагментов в составе космического излучения. Качественное объяснение заключается в несовершенстве оптического способа

сканирования, которое не позволяет в полной мере учитывать все сложные события, особенно с низкими пробегами в веществе.

При проведении измерений в орбитального условиях необходимо иметь ввиду, что заряженные частицы могут рождаться в неупругих ядерных взаимодействиях как в самом детекторе, так и в конструкционных и других материалах, окружающих его на борту. Все заряженные частицы, попадающие на поверхность детектора извне, являются для него, строго говоря, потоком первичного излучения. Заряженные частицы, образованные в ядерных фрагментациях внутри самого детектора, формируют дополнительный вклад в общий суммарный поток излучения. Оценка этого вклада как раз и является целью подобных исследований. Измеренный поток и спектральные характеристики вторичных фрагментов, образованных в детекторе, позволяют рассчитать поток вторичных заряженных частиц в других элементах – биологических образцах, электронных компонентах, защитных материалах. Такие расчеты являются корректными при условии, что элементный состав детектора не сильно отличается от состава этих элементов. Например: элементный состав CR-39™ близок к составу биологической ткани или воды.

Строго говоря, разделение треков в CR-39™ методом двух-стадийного травления не является прямым свидетельством того, что все треки после первой короткой стадии травления, образованы частицами внутри детектора. Прямым указанием может служить лишь наблюдение и регистрация вершины события ядерного взаимодействия. Вершину ядерного взаимодействия можно наблюдать в CR-39™, однако доля таких событий в общем потоке невелика.

Возможность наблюдения полной картины ядерного взаимодействия с регистрацией всех без исключения заряженных фрагментов дает трековый детектор другого типа - ядерная эмульсия. Этот детектор позволяет однозначно разделить треки частиц, образованные внутри детектора и попавшие на его поверхность извне. На **рисунке 1.16** в качестве примера

показан результат измерения вторичных заряженных фрагментов ядерной эмульсией на околоземной орбите в рамках миссии STS-94 на борту КА «Спейс Шаттл» [77].

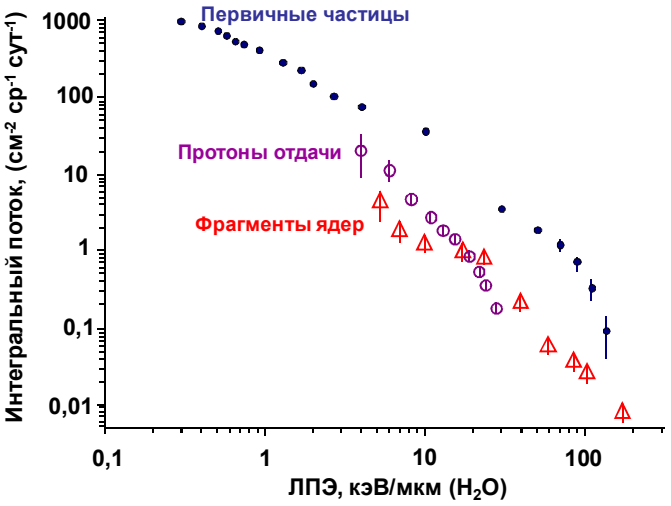


Рисунок 1.16 – Интегральные за время полета спектры ЛПЭ, измеренные методом ЯМ. Отдельно показаны компоненты спектра, относящиеся к: длиннопробежным первичным частицам; протонам отдачи, наблюдаемым в (*n*,*p*) реакциях; ядерные фрагменты, наблюдаемые в (*n*,*x*) и (*p*,*x*)реакциях [77].

Рисунок 1.16 иллюстрирует вклад разных составляющих в результирующий поток: первичного излучения, ядерных фрагментов (полученных при сканировании событий, аналогичных представленным на **рисунке 1.1**) и вторичных протонов отдачи в событиях упругого рассеяния быстрых нейтронов. Показано, что поток первичного компонента в диапазоне ЛПЭ < 100 кэВ/мкм (H_2O) доминирует, однако в области ЛПЭ ~ 100 кэВ/мкм (H_2O) влияние всех составляющих становится сопоставимым друг с другом.

Для решения поставленной задачи трековый детектор на основе ядерной эмульсии является наиболее информативным. Однако присущие ему недостатки практически исключают его использование в современных экспериментах на орбите. Высокий уровень чувствительности, т.е. практически отсутствие порога, приводит к регистрации практически всех

заряженных частиц в спектре излучения (**рисунок 1.16**), включая частицы минимальной ионизирующей способности. С практической точки зрения это ограничивает допустимое время экспонирования на орбите всего несколькими сутками. Кроме того, процесс сканирования треков в ядерной эмульсии является сложным и не поддается автоматизации.

Теми же особенностями обладает и современный флуоресцентный твердотельный трековый детектор (*FNTD*), принцип которого основан на стимуляции лазерным излучением с длиной волны 635 нм двойных центров свечения F_2^{2+} (анионных вакансий) в монокристалле оксида алюминия $Al_2O_3:C,Mg$ и съемом с помощью конфокального лазерного сканирующего микроскопа их пространственного распределения вдоль траектории заряженной частицы [**12**]. Хотя флуоресцентный твердотельный трековый детектор и представляется удобным для выделения событий ядерной фрагментации [**68**], его крайне низкий порог регистрации сильно ограничивает время возможного экспонирования на орбите, кроме того, сканирование наклонных треков представляет технически сложную и пока еще не решенную задачу.

Проект современного спектрометра для регистрации ядерных фрагментов и нейтронов, работающего в активном режиме, и учитывающего все преимущества трековых детекторов, находится в настоящее время в стадии разработки [**79**, **114**, **115**]. Детектор представляет собой сборку сцинтилляционных волокон – файберов, каждый с характерным диаметром ~ 100 мкм, собранных в чередующиеся плоскости. Направления укладки «файберов» в соседних плоскостях ориентированы перпендикулярно друг другу. Объем всего детектора составляет 5x5x5 см^3. При попадании частицы в детектор, сцинтилляционные сигналы с торцов файберов передаются на усилители изображения, регистрируются ПЗС матрицами и сохраняются в цифровом виде в памяти ПК. Цифровое изображение с каждой плоскости представляет собой дискретную проекцию трека частицы на эту плоскость. Первые проверки работы детектора на пучке ускорителя показали

возможность не только идентификации частиц по изображениям их треков, но также возможность наблюдения событий ядерных взаимодействий в рабочей области детектора. Проект такого активного трекового спектрометра в настоящее время находится в стадии разработки.

Выводы к главе 1

Важность и необходимость изучения вклада ядерных взаимодействий в формирование потока излучения на околоземных орбитах обсуждается уже несколько десятилетий. Наиболее заметные результаты к настоящему времени получены с использованием численного моделирования переноса излучения, как в условиях магнитосферы Земли, так и для открытого космоса. Однако, результатов экспериментальных исследований гораздо меньше по сравнению с расчетами. Причина объясняется сложностью проведения измерений на борту в условиях полета и отсутствием современных активных детекторов, ориентированных на проведение именно этих измерений. Полученные экспериментальные данные к настоящему времени свидетельствуют о том, что вклад событий фрагментации в общую дозу на борту КА на околоземной орбите не превышает 5 %, однако влияние этого вклада в радиационно-стимулированные эффекты в биологических тканях, в компонентах электроники может быть сравнимым и даже превышать вклад первичного космического излучения. Одной из важных задач в настоящее время представляется разработка метода выделения данного компонента из общего потока излучения и измерение различных его характеристик.

Одним из наиболее удобных для регистрации вторичного заряженного компонента на сегодняшний день представляется твердотельный трековый детектор CR-39™, который, тем не менее, крайне редко применяется для подобных исследований. При этом, при выделении событий относящихся к актам ядерной фрагментации, большинство исследователей используют сильно упрощенные методы экспресс сканирования, намеренно снижая тем самым надежность и достоверность получаемых результатов.

Целью исследования являлось усовершенствование метода раздельного измерения короткопробежных и длиннопробежных частиц детектором CR-39™, и последующее применение этого метода для оценки спектральных,

потоковых и дозовых характеристик первичного и вторичного компонента космического излучения в условиях полета на околоземной орбите.

2 Применение твердотельных трековых детекторов для регистрации космического излучения

2.1 Общая характеристика ТТД

2.1.1 Особенности материала детектора

Твердотельный (диэлектрический) трековый детектор (*Solid state nuclear track detector*, *Plastic nuclear track detector*, *Etch track detector*) CR-39™ изготавливается из поли-алил-дигликоль карбоната (*PADC*) $C_{12}H_{18}O_7$ – оптически прозрачного материала плотностью ~ 1,3 г/см^3 [**113**]. Некоторые производители для улучшения регистрационных характеристик ТТД также добавляют в его состав незначительные количества различных антиоксидантов. По суммарному содержанию ядер *C* и *O* детектор близок к биологической ткани и воде (**таблица 2.1**), что создает дополнительное преимущество при интерпретации результатов измерений характеристик космического излучения.

Таблица 2.1 – Сравнение химического состава детектора CR-39™ с водой и биологической тканью.

Элемент	Массовая доля в веществе, %		
	CR-39™	Вода	Биологическая ткань ГОСТ 18622-79
H	6,6	11,2	10,1
C	52,6	-	11,1
O	40,8	88,8	76,2
N	-	-	2,6

2.1.2 Принцип регистрации заряженных частиц

При прохождении заряженной частицы через вещество детектора, энергия, теряемая в результате электромагнитных взаимодействий, расходуется на разрыв полимерных цепей, в результате чего вдоль траектории частицы образуется область скрытого повреждения (**рисунок 2.1(б)**), сечением порядка 50 Å [9].

После воздействия на детектор травящим агентом (химическое травление) образуется видимый повреждение – трек (**рисунок 2.1(в)**), который может наблюдаться с помощью оптического микроскопа или АСМ.

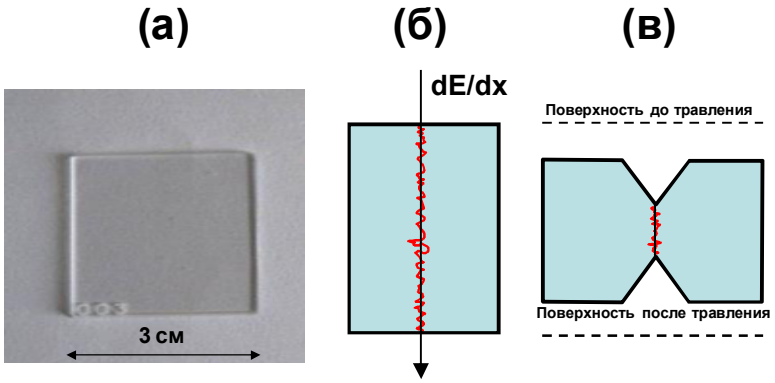


Рисунок 2.1 – Твердотельный трековый детектор и принцип образования видимого трека заряженной частицы:
(а) общий вид ТТД типа CR-39™,
(б) образование скрытого повреждения вдоль траектории заряженной частицы,
(в) видимое повреждение (трек), образованный в процессе химического травления. Адаптация из [25].

На **рисунке 2.2** в качестве примера показана эволюция профиля трека длиннопробежной тяжелой заряженной частицы. Трек травится вдоль траектории частицы со скоростью V_t (зависит от ионизационных потерь частицы), во всех остальных направлениях травление происходит со скоростью V_B (зависит от материала детектора и условий травления). Как

правило, треки после травления имеют коническую форму. Размеры трека, в зависимости от ЛПЭ частицы, условий и времени травления могут варьироваться от единиц до сотен микрон.

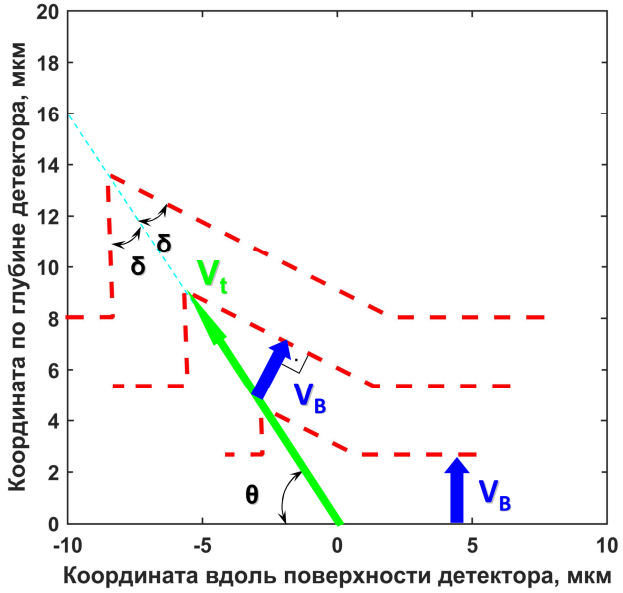


Рисунок 2.2 – Эволюция трека длиннопробежной заряженной частицы в процессе химического травления. Профили трека показаны для нормального (синий) и косого (красный) угла падения частицы θ, который отсчитывается от поверхности детектора. Трек травится со скоростью V_t вдоль траектории частицы (оранжевые линии) и со скоростью V_B во всех остальных направлениях. В результате травления образуется коническая фигура вращения с половинным углом раствора δ.

Одним из важнейших параметров детектора является величина скорости травления V – отношение скорости травления вдоль траектории частицы V_t к скорости травления необлученного материала V_B, которая однозначным образом связана с ЛПЭ регистрируемой частицы $V = f$(ЛПЭ). Величину V удобно выражать через половинный угол раствора конуса трека δ [52] (**рисунок 2.2**). Для образования видимого конуса трека необходимо выполнение двух условий [95]:

$$V = \frac{V_t}{V_B} = \frac{1}{\sin(\delta)} > 1 \tag{2.1}$$

$$\theta > \theta_c = \arcsin\left(\frac{1}{V}\right) \tag{2.2}$$

Первое условие **(2.1)** выполняется для всех частиц, имеющих ЛПЭ выше порога регистрации составляющего, как правило, от 5 до 10 кэВ/мкм (H_2O). Второе условие **(2.2)** означает, что детектором регистрируются только те частицы, которые попадают в определенный телесный угол, величина которого будет зависеть от ЛПЭ частицы (**рисунок 2.3**). Например, треки протонов с энергией ~ 6 МэВ будут становиться видимыми только в случае, если частицы попадали в детектор под углами близкими к 90°. Величина критического угла θ_c будет уменьшаться с ростом ЛПЭ частицы.

2.2 Методика измерения потоков и доз космического излучения

Основной характеристикой излучения, измеряемой с помощью ТТД, является величина потока.

Поток в точке x, находящейся центре площадки dS (**рисунок 2.3**) может быть вычислен по формуле:

$$\Phi(x,\Omega) = \frac{d^2N}{dS \cdot d\Omega} \tag{2.3}$$

Принимая во внимание невозможность образования трека частицы с углом вхождения θ меньше некоторого критического значения θ_c, выражение для величины потока можно записать в виде [**25**]:

$$\Phi(x,\Omega) = \frac{N}{2\pi \cdot S \cdot \cos^2(\theta_c)} \tag{2.4}$$

Здесь: S – площадь просматриваемой области dS (**рисунок 2.3**), N – количество наблюдавшихся треков. При этом необходимо иметь ввиду, что величина θ_c связана с V соотношением **(2.2)**.

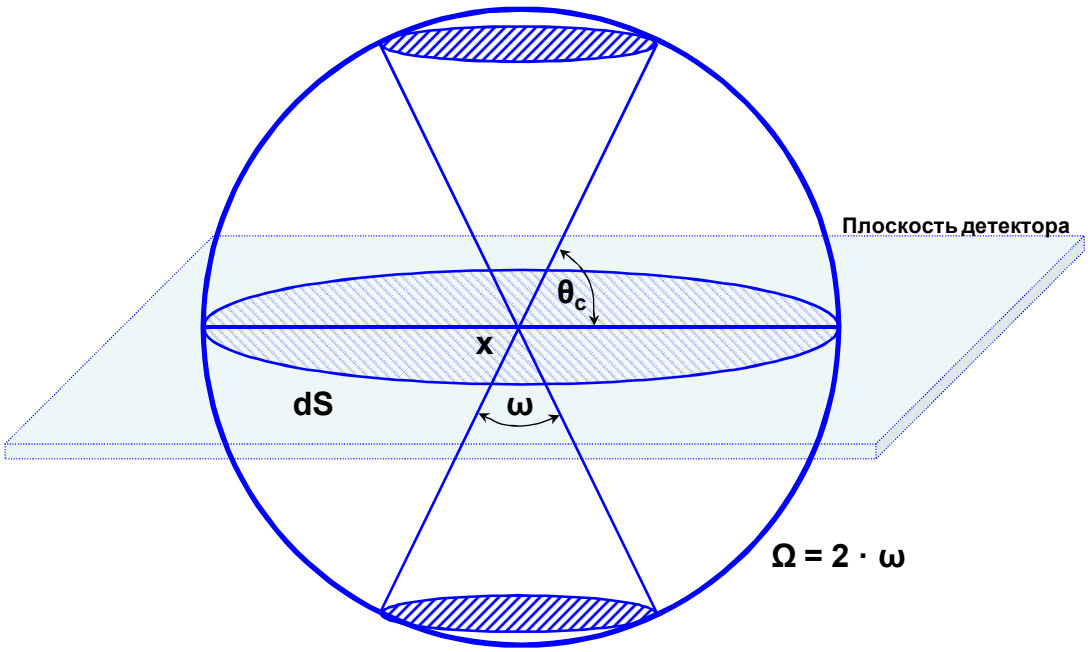


Рисунок 2.3 – Схема, поясняющая принцип измерения потока частиц детектором CR-39™: в предположении изотропного потока излучения детектором регистрируются частицы, попадающие в сферу Ω под углами $\theta > \theta_c$. Адаптация из [**95**].

Как отмечалось ранее, параметр V однозначно связан с ЛПЭ приходящей частицы. Если известен вид зависимости $V = f$(ЛПЭ) (эмпирическая калибровочная функция, индивидуальная для каждой марки ТТД и условий травления) [**69**, **112**, **121**], то появляется возможность восстановить спектр ЛПЭ – одну из основных характеристик поля смешанного излучения. Для этого должна быть выполнена следующая последовательность процедур [**95**]:

а) Детектор сканируется, в результате чего на площади S измеряются геометрические параметры N треков (**рисунок 2.3**), для каждого из которых вычисляется параметр V;

б) Каждое значение V пересчитывается в величину ЛПЭ с помощью калибровочной функции ЛПЭ = $f(V)$ [**69**, **112**, **121**];

в) Выбираются целесообразные имеющейся выборке ширины интервалов ЛПЭ. Для каждого интервала вычисляется поправка на критический угол;

г) Выполняется процедура построения гистограммы;

д) Поток в каждом интервале ЛПЭ вычисляется по формуле **(2.4)** с учетом поправки на критический угол. Как правило, величина потока имеет размерность [см$^{-2}$ ср$^{-1}$ (кэВ/мкм)$^{-1}$].

При необходимости, полученный спектр ЛПЭ может быть подвергнут различным процедурам дополнительной обработки и нормировки [**95**]. Величина погрешности величины потока в каждом бине, рассчитываемая в предположении Пуассоновского распределения, может составлять от 5-10 % в интервале ЛПЭ < 100 кэВ/мкм (H_2O) и 10-20 % в интервале ЛПЭ > 100 кэВ/мкм (H_2O) [**93**]. Дополнительным источником погрешности величины потока является неопределенность, вносимая эмпирической калибровочной функцией $V = f$(ЛПЭ), однако, ее влияние наиболее существенно лишь в диапазоне ЛПЭ вблизи порога регистрации ТТД [**93**]. Необходимость минимизации вклада от этого источника погрешности обуславливает выбор соответствующих ширин интервалов. Наиболее целесообразным представляется неравномерное разбиение с постепенно увеличивающимися ширинами интервалов ЛПЭ [**93**]. Равномерное разбиение, предлагаемое в работе [**95**], приводит к значительной неопределенности определения величины потока и искажения спектра в области ЛПЭ > 250 кэВ/мкм (H_2O).

На практике измеренные спектры ЛПЭ могут использоваться для оценки радиационных эффектов одиночных частиц. Так, например, для оценки доли клеток, пораженных тяжелыми ядрами ГКЛ, может быть выполнена операция сверки спектра с эмпирической функцией, описывающей зависимость сечения инактивации клеток данного вида $\sigma(LET)$ от величины ЛПЭ [**5**]. Аналогичные оценки могут быть выполнены и в отношении элементной базы электроники, в случае если известен вид эмпирической функции, описывающей зависимость сечения конкретного эффекта от величины ЛПЭ [**122**].

В некоторых случаях возникает необходимость в определении дозы, накопленной детектором на борту КА. В соответствии с международными

требованиями *NCRP* [**80**, **81**], величину поглощенной дозы D_{SSNTD} в диапазоне ЛПЭ ≥ 10 кэВ/мкм (H_2O), вычисляют по формуле:

$$D_{SSNTD} = 4 \cdot \pi \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\sum_i \Phi_i(LET) \cdot \langle LET_i \rangle \cdot dLET_i}{\rho} \quad (2.5)$$

Где $\Phi_i(LET)$ – величина потока, измеренного в интервале ЛПЭ со средним значением $<LET_i>$ и шириной $dLET_i$, ρ – плотность воды (г/см^3), поправочный коэффициент $1,6 \cdot 10^{-6}$ переводит конечный результат в единицы мГр. Подставив в выражение **(2.5)** функцию, связывающую коэффициент качества регистрируемых частиц $Q_i(LET)$ с их значениями ЛПЭ, становится возможным вычислить и эквивалентную дозу H_{SSNTD} (в единицах мЗв):

$$H_{SSNTD} = 4 \cdot \pi \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\sum_i \Phi_i(LET) \cdot Q_i(LET) \cdot \langle LET_i \rangle \cdot dLET_i}{\rho} \quad (2.6)$$

В настоящее время общепринятым считается зависимость $Q = Q(LET)$, рекомендованная в публикации *ICRP* №103 [**57**]. Целесообразность выбора подобной зависимости обсуждена и обоснована в работе [**31**]. Величина оцененной таким образом эквивалентной дозы может рассматриваться как характеристика отдаленных радиационно-стимулированных биологических эффектов.

Получаемая с помощью ТТД информация о спектре ЛПЭ, поглощенной и эквивалентной дозах является необходимой для оценки радиационных эффектов на биологические объекты и электронные компоненты на борту КА. В литературе эти характеристики космического излучения часто именуются как «биологически значимые» [**4**].

2.3 Область эффективности ТТД

Как отмечалось ранее, минимальный порог регистрации ТТД составляет ~ 10 кэВ/мкм (H_2O). На **рисунке 2.4** показан модельный спектр ЛПЭ космического излучения наблюдаемый на борту МКС [**60**] полученный с помощью программного пакета *OLTARIS* [**102**].

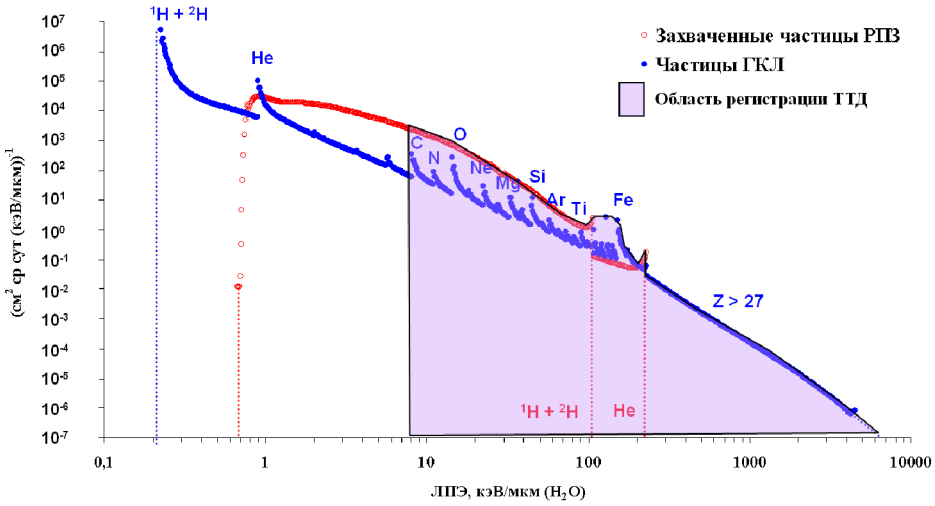


Рисунок 2.4 – Область эффективной регистрации частиц космического излучения детектором CR-39™. На спектре ГКЛ отмечены характерные пики, отвечающие релятивистским ядрам, наблюдаемым на борту КА [37]. На спектре захваченных частиц отмечены области, отвечающие останавливающимся ядрам *H, d* и *He* – основным компонентам РПЗ. Иллюстрация автора.

Как следует из рисунка, ТТД эффективно регистрирует протоны с энергией E_p < 6 МэВ, дейтроны с энергией E_d < 12 МэВ и ядра гелия (E_{He} < 130 МэВ) из состава РПЗ и ГКЛ, а также более тяжелые ядра ГКЛ (с зарядами $Z > 2$) высоких энергий $E \sim$ 1-2 ГэВ/нуклон. Кроме этого, в область эффективной регистрации ТТД попадает большая часть продуктов ядерной фрагментации (**таблица 1.2**).

2.4 Марка ТТД и режим травления, использовавшиеся в исследованиях

В данной работе в качестве основного используется ТТД марки «TASTRAK» (Track Analysis Systems Ltd., Co., г. Бристоль, Великобритания), имеющий порог регистрации примерно 10 кэВ/мкм (H_2O) [113].

Выбор марки детектора обусловлен следующими факторами:

а) сравнительно высокой чувствительностью к тяжелым заряженным частицам;

б) наличием достаточно большого количества опубликованных литературных данных о чувствительности данной марки ТТД к легким и тяжелым заряженным частицам, в том числе с энергиями вблизи пика Брэгга;

в) гарантией производителя в отношении стабильности регистрационных характеристик [**113**], которая обеспечивается многолетним опытом его массового производства.

При травлении детекторов применялись следующие условия: травление в 6 N растворе *NaOH* при температуре 70 °C, длительность травления выбиралась в зависимости от условий облучения и составляла от одного до нескольких часов. Данный режим считается общепринятым для ТТД марки «TASTRAK» [**95**] и выбран для обеспечения надежности сличения результатов с литературными данными.

2.5 Оборудование и ПМО, применявшееся для сканирования ТТД и обработки цифровых изображений

В данной работе поверхность детекторов, после химического травления и последующей промывки, сканировалась на оптическом микроскопе Carl Zeiss® AxioScope.A1, оборудованном цифровой камерой 5 МПикс с полным увеличением 100^x-1000^x (использовались объективы с увеличением от 10^x до 40^x) и моторизованным предметным столиком Märzhäuser Wetzlar® EK 14 mot (**рисунок 2.5**). Микроскоп и система фокусировки были предварительно откалиброваны с помощью объекта-микрометра проходящего света ОМП ГОСТ 7513-76 (Завод "ЛОМО", г. Санкт-Петербург), соответствующего рабочему эталону 2 разряда, и полиэстерной пленки толщиной 100 мкм (Eastman Kodak Company, США).

Параметры отдельных треков измерялись с помощью программы характеристического анализа цифрового изображения «Carl Zeiss® Zen Lite 2011 (Blue edition)» [**35**] с надстройкой «SALINE v.4.0» (разработчик – Центр Ядерных Исследований Венгерской АН / *MTA EK*, Будапешт, Венгрия) (**рисунок 2.6**).

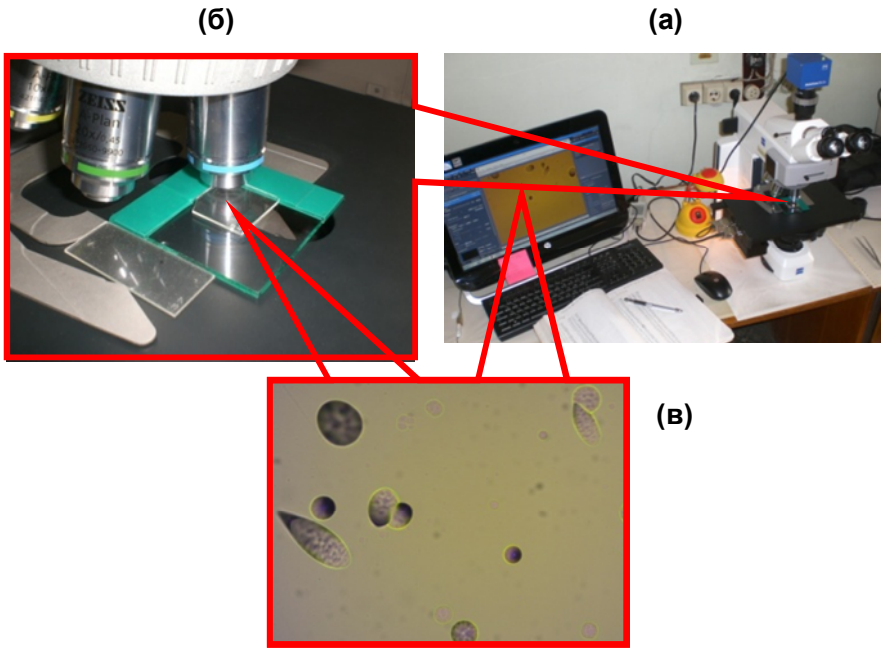


Рисунок 2.5 – Стенд для сканирования ТТД

(на базе *ГНЦ РФ-ИМБП РАН*):

(а) оптический микроскоп Carl Zeiss® AxioScope.A1, оборудованный цифровой камерой 5 МПикс и моторизованным предметным столиком,

(б) вариант размещения и фиксации ТТД при сканировании,

(в) микрофотография поверхности протравленного ТТД, экспонировавшегося на борту КА (размер поля 222x167 мкм^2). Иллюстрация автора.

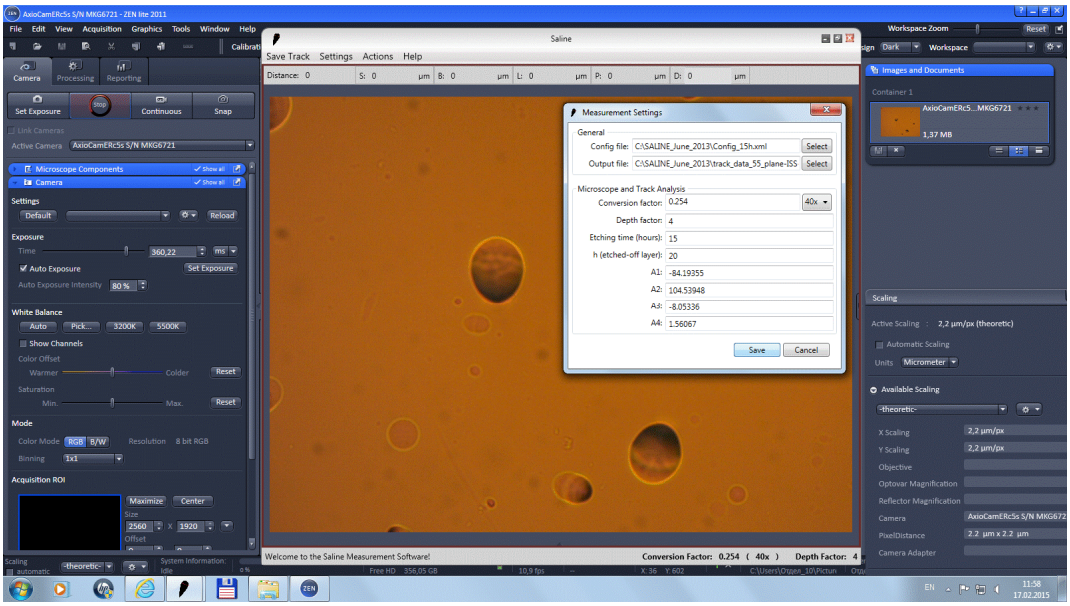


Рисунок 2.6 – Интерфейс ПМО характеристического анализа цифровых изображений «Carl Zeiss® Zen Lite 2011 (Blue edition)» [35] с надстройкой «SALINE v.4.0» (*MTA EK*).

2.6 Измерение характеристик ТТД: порог регистрации и скорость травления V_B

Для подтверждения заявленного порога регистрации детектора CR-39™ были выполнены калибровочные облучения протонами с энергией E_p = 5,8 МэВ на ускорителе *TANDETRON* (Институт Ядерной Физики Чешской АН / *UJF AVCR*, г. Ржеж, Чехия). Последовательное травление с заданным временным интервалом в 2 часа позволяет наблюдать проявление треков частиц с ЛПЭ вблизи порога регистрации (**рисунок 2.7**).

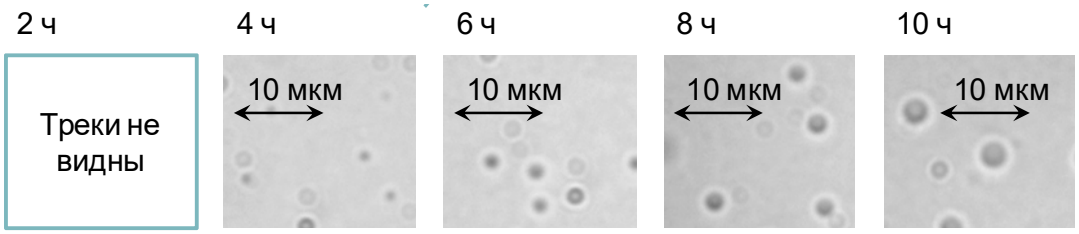


Рисунок 2.7 – Результаты прямого подтверждения порога ТТД марки «TASTRAK» при облучении протонами с энергией E_p = 5,8 МэВ. Иллюстрация автора.

В данном случае треки протонов становятся уверенно различимыми (диаметр трека составляет не менее 1 мкм) после 6 часов травления. Подтвержденный порог детектора «TASTRAK» составил ~ 7 кэВ/мкм (CR-39™) или 8 кэВ/мкм (H_2O), что согласуется с данными, заявленными производителем [**113**].

Как отмечалось ранее, еще одним важным параметром детектора CR-39™ является величина скорости травления необлученного материала V_B, которая зависит от выбранных условий травления и марки детектора. Существуют различные способы измерения скорости V_B [**74**], однако, наиболее распространенным считается так называемый метод «осколков деления». Осколки деления изотопа ^{252}Cf имеют очень большие величины dE / dx, что позволяет наблюдать треки «вырожденной» формы (**рисунок 2.8**), диаметры которых травятся с постоянной скоростью V_B.

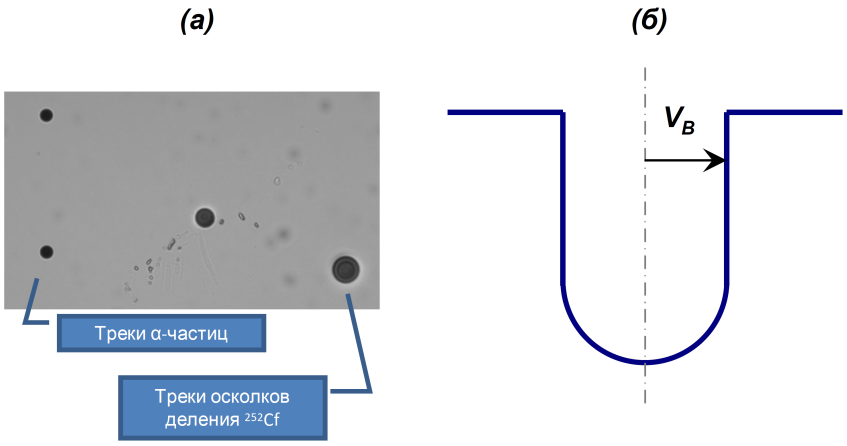


Рисунок 2.8 – **(а)** микрофотография участка поверхности ТТД, облученного на источнике ^{252}Cf; **(б)** профиль трека тяжелого осколка деления ^{252}Cf. Скорость V_B определяется как приращение среднего значения диаметров треков осколков во времени. Иллюстрация автора.

Для определения скорости травления V_B детекторов CR-39™ марки «TASTRAK» были выполнены калибровочные облучения на источнике ^{252}Cf

(на базе лаборатории природных источников ионизирующих излучений *ФГУП НТЦ РХБГ ФМБА России*). Детекторы травились при рекомендованном режиме (6 N *NaOH*, 70° С) несколько раз с заданным интервалом в 2 часа. Скорость травления V_B для детекторов из различных партий варьировалась от 1,29 до 1,35 мкм/час, эта величина хорошо согласуется с данными других авторов, полученными для этого же типа детектора и режима травления [**55**, **112**].

2.7 Совместное применение твердотельных трековых детекторов и других типов детекторов

Относительно высокий порог регистрации ТТД исключает возможность получения информации о потоках и дозах слабоионизирующего компонента космического излучения с ЛПЭ < 10 кэВ/мкм (H_2O), формирующего до 90 % общей поглощенной дозы [**14**]. Однако, необходимая для оценки радиационного воздействия на биологические объекты и электронные компоненты дозиметрическая информация может быть восполнена с помощью других типов детекторов. Одними из наиболее удобных в данном случае детекторов являются термолюминесцентные детекторы (ТЛД), аналогичные применяемым для индивидуального дозиметрического контроля на Земле [**8**].

2.7.1 Принцип объединения данных ТТД и ТЛД

Совместное использование твердотельных трековых и термолюминесцентных детекторов позволяет получать необходимую информацию о дозах космического излучения во всем диапазоне ЛПЭ (**рисунок 2.4**), а также оценивать вклад вторичного заряженного компонента в общую дозу.

Общепринятый подход для оценки доз космического излучения с одновременным использованием ТТД и ТЛД (в англоязычной литературе

часто называется «комбинированным методом») основан на различие их эффективностей регистрации (**рисунок 2.9**) [41].

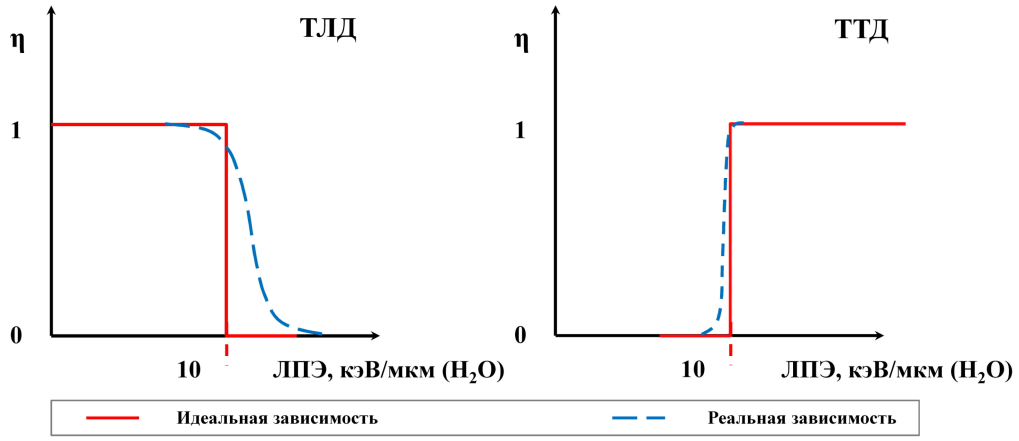


Рисунок 2.9 – Эффективности регистрации детекторами ТТД и ТЛД частиц с различными величинами ЛПЭ. Адаптация из [25].

Отклонение реальной эффективности ТТД вблизи порога регистрации на **рисунке 2.9** связано с влиянием критического угла (выражение **(2.2)**). Причины и особенности падения чувствительности ТЛД в области больших значений ЛПЭ подробно обсуждались в течении ряда лет в работах [26, 28, 29] и не являются предметом данного исследования.

Согласно общепринятому методу объединения данных ТЛД и ТТД [41, 50], суммарная поглощенная и эквивалентная дозы, характеризующие весь диапазон ЛПЭ, могут быть найдены из соотношений:

$$D_{total} = D_{low-LET} + D_{SSNTD} \tag{2.7}$$

$$H_{total} = D_{low-LET} + H_{SSNTD} \tag{2.8}$$

Здесь: D_{total} – суммарная поглощенная доза, H_{total} – суммарная эквивалентная доза, D_{SSNTD} – поглощенная доза, вычисленная с использованием данных ТТД (выражение **(2.5)**), H_{SSNTD} – эквивалентная доза, вычисленная с использованием данных ТТД (выражение **(2.6)**), $D_{low\text{-}LET}$ – поглощенная доза слабоионизирующего компонента КИ с ЛПЭ < 10 кэВ/мкм (H_2O),

определяемая с помощью данных ТТД и ТЛД с учетом эффективности регистрации ТЛД частиц с большими значениями ЛПЭ по формуле:

$$D_{low-LET} = D_{TLD} - \sum_i \eta_{k,\gamma}\left(LET_i\right) \cdot D_{SSNTD}(LET_i) \qquad (2.9)$$

В выражении **(2.9)** из величины дозы D_{TLD}, измеренной ТЛД, исключают «добавку», полученную за счет регистрации частиц со значениями ЛПЭ > 10 кэВ/мкм (H_2O) с относительной эффективностью $\eta_{k,\gamma} < 1$ (**рисунки 2.9** и **2.10**). Доза ТЛД D_{TLD} определяется как площадь под кривой термовысвечивания в заданном температурном диапазоне (в единицах собранного заряда), умноженная на коэффициент пересчета, определимый при калибровке ТЛД на эталонном источнике γ-излучения. Эффективность ТЛД $\eta_{k,\gamma}$, определяется как отношение суммарного термолюминесцентного сигнала на единицу доставленной дозы излучения неизвестного состава (k) к термолюминесцентному сигналу на единицу доставленной дозы эталонного γ-излучения [**50**]. На практике используется эмпирическая зависимость эффективности ТЛД от ЛПЭ регистрируемого излучения.

Достоверность результатов измерения доз первичного космического излучения комбинированным методом с использованием ТЛД, может быть обеспечена:

а) Наличием экспериментально полученных данных о зависимости эффективности ТЛД во всем диапазоне ЛПЭ;

б) Подтверждением возможности послеполетной калибровки детекторов на эталонном источнике γ-излучения вместо калибровки на ускорителе протонов.

В данной работе в ряде случаев для оценки дозы слабоионизирующего первичного космического излучения применялись российские ТЛД марки ДТГ-4-6 на основе монокристаллов $^{Nat}LiF{:}Mg,Ti$ (ООО «Уралприбор», г. Пермь, РФ). Отжиг и анализ данных ТЛД осуществлялся на дозиметрическом комплексе HARSHAW-3500 с использованием специализированного ПМО «Windows Radiation Evaluation and Management

System». Поглощенные дозы оценивались как площади под кривыми термовысвечивания в заданном интервале температур. При отжиге использовались следующие параметры [4]:

а) предварительный нагрев до плюс 50 °С;

б) диапазон нагрева детектора от плюс 50 до плюс 300 °С;

в) скорость нагрева детектора β = 4 °С/сек;

г) время полного отжига 63 сек;

д) интервал интегрирования в диапазоне температур от плюс 150 до плюс 250 °С.

2.7.2 Измерение характеристик ТЛД: эффективность регистрации

Для подтверждения регистрационных характеристик ТЛД, использовавшихся в экспериментах на борту КА, партии детекторов были облучены протонами с энергией E_p = 230 МэВ, ядрами *Ne* с энергией E_{Ne} = 230 МэВ/нуклон, *Ar* с энергией E_{Ar} = 500 МэВ/нуклон и *Fe* с энергией E_{Fe} = 500 МэВ/нуклон на ускорителе *HIMAC* (Национальный Институт Радиологических Наук / *NIRS-QST*, Чиба, Япония). Все детекторы предварительно были откалиброваны с использованием эталонного источника γ-квантов ^{137}Cs [108]. Предварительные результаты измерения зависимости эффективности ТЛД во всем диапазоне ЛПЭ представлены на **рисунке 2.10**.

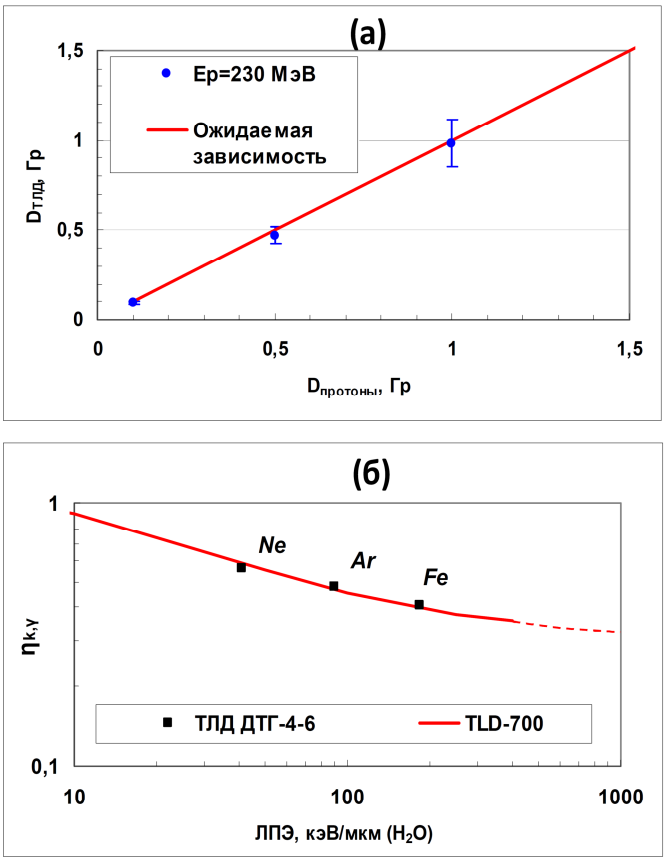


Рисунок 2.10 – Предварительные результаты измерения регистрационных характеристик ТЛД ДТГ-4-6: (а) – измеренная зависимость дозы ТЛД в пересчете на γ-излучение от дозы протонного облучения; (б) – эффективность регистрации ТЛД типа ДТГ-4-6 частиц с различными значениями ЛПЭ в сравнении с эффективностью ТЛД типа TLD-700 [**50**]. Данные получены автором совместно со специалистами *NIRS-QST* и *ГНЦ РФ-ИМБП РАН*.

Как видно из **рисунка 2.10(а)**, при измерении с помощью ТЛД дозы протонного излучения в диапазоне от 100 до 1000 мГр, наблюдается хорошее совпадение результатов, полученных в пересчете на γ-излучение, с величинами дозы, измеренными с помощью штатной ионизационной камеры на ускорителе HIMAC. При этом, разница в результатах не превышает 6 %, что подтверждает возможность замены технически более сложной и

трудозатратой калибровки детекторов на пучках протонов высоких энергий более простой калибровкой на эталонных источниках γ-излучения.

Относительная эффективность регистрации ТЛД ДТГ-4-6 в исследованном диапазоне ЛПЭ от 10 до 200 кэВ/мкм (H_2O) совпадает с эмпирической зависимостью, полученной для его зарубежного аналога – ТЛД типа TLD-700 [**50**]. В связи с ограниченными возможностями детальных измерений чувствительности ТЛД типа ДТГ-4-6 на ускорителе, при обработке экспериментальных данных использовалась эмпирическая зависимость для его зарубежного аналога TLD-700 [**50**].

Выводы к главе 2

В данном исследовании для регистрации космического излучения были выбраны твердотельные трековые детекторы марки «TASTRAK» с подтвержденными экспериментально основными характеристиками (минимальный порог регистрации, скорость травления V_B). Качество материала детектора гарантируется его производителем, обеспечивающем постоянство технологии его изготовления уже более 15 лет. Детектор наиболее эффективен для регистрации низкоэнергетических частиц РПЗ, релятивистках ядер ГКЛ и вторичных заряженных частиц – продуктов ядерной фрагментации.

Совместное использование ТТД и ТЛД (также с подтвержденными характеристиками) позволяет расширить информативность проводимых измерений и определить дозу от первичного слабоионизирующего компонента космического излучения.

3 Методы сканирования треков и алгоритмы обработки трековой информации

3.1 Специфика применения ТТД для регистрации вторичных короткопробежных частиц космического излучения

Твердотельные трековые детекторы (ТТД) уже долгое время успешно применяются для измерения характеристик космического излучения на борту космических аппаратов [21]. Подобные измерения зачастую сталкиваются с рядом трудностей:

а) С одной стороны они связаны со свойствами самого космического излучения: его многокомпонентный состав, сложное спектральное и пространственное распределение.

б) С другой стороны, ТТД ограничены в своих регистрационных возможностях главным образом из-за сравнительного высокого порога регистрации и невозможностью просматривать весь объем детектора.

Определенно, измеренную ТТД величину ЛПЭ можно считать достоверной только для треков длиннопробежных частиц, травление которых начинается с начальной поверхности детектора. Дополнительно предполагается, что величина ЛПЭ не меняется вдоль всей длины трека. Как правило, спектры ЛПЭ космического излучения измеряются именно в этих предположениях. Данные опубликованные в литературе [13, 77] свидетельствуют о том, что значительная часть треков в детекторе не всегда отвечает этим условиям. В частности, значительная часть событий относится к короткопробежным частицам различного происхождения с величинами ЛПЭ в области пика Брэгга. Некоторая доля вторичных частиц может образовываться в самом детекторе под действием высокоэнергетических первичных частиц. Анализ таких событий требует применения специальных подходов к сканированию треков и обработки экспериментальных данных.

Первые попытки интерпретации таких событий, предпринятые автором [61], показали значительное различие в потоковых распределениях в

сравнении с обычными методами измерения, этот эффект особенно значим в области ЛПЭ > 100 кэВ/мкм (H_2O).

3.2 Случай регистрации длиннопробежной частицы

3.2.1 Описание геометрии трека

Как отмечалось ранее, ключевым параметром ТТД является величина чувствительности V, которая определяется как отношение скорости травления в треке заряженной частицы V_t к скорости травления необлученного материала V_B: $V = V_t / V_B$. Предполагается, что величина чувствительности зависит только от ЛПЭ частицы в материале детектора [9]. Соотношение между этими двумя параметрами определяется эмпирической калибровочной зависимостью V = f(ЛПЭ) [95].

Алгоритм расчета V определяется кинетикой формирования трека в процессе химического травления и был ранее описан в работах [52, 104]. Основные геометрические параметры трека (**рисунок 3.1**) связаны следующими соотношениями, для простоты представленными в тригонометрической форме:

$$\frac{D}{2H} = \frac{\cos\delta}{\sin\delta + \sin\theta} \tag{3.1}$$

$$\frac{d}{2H} = \sqrt{\frac{\sin\theta - \sin\delta}{\sin\theta + \sin\delta}} \tag{3.2}$$

Здесь: D и d – большая и малая оси входного эллипса соответственно; H – толщина стравленного слоя; θ – угол падения частицы; δ – половинный угол раствора конуса трека.

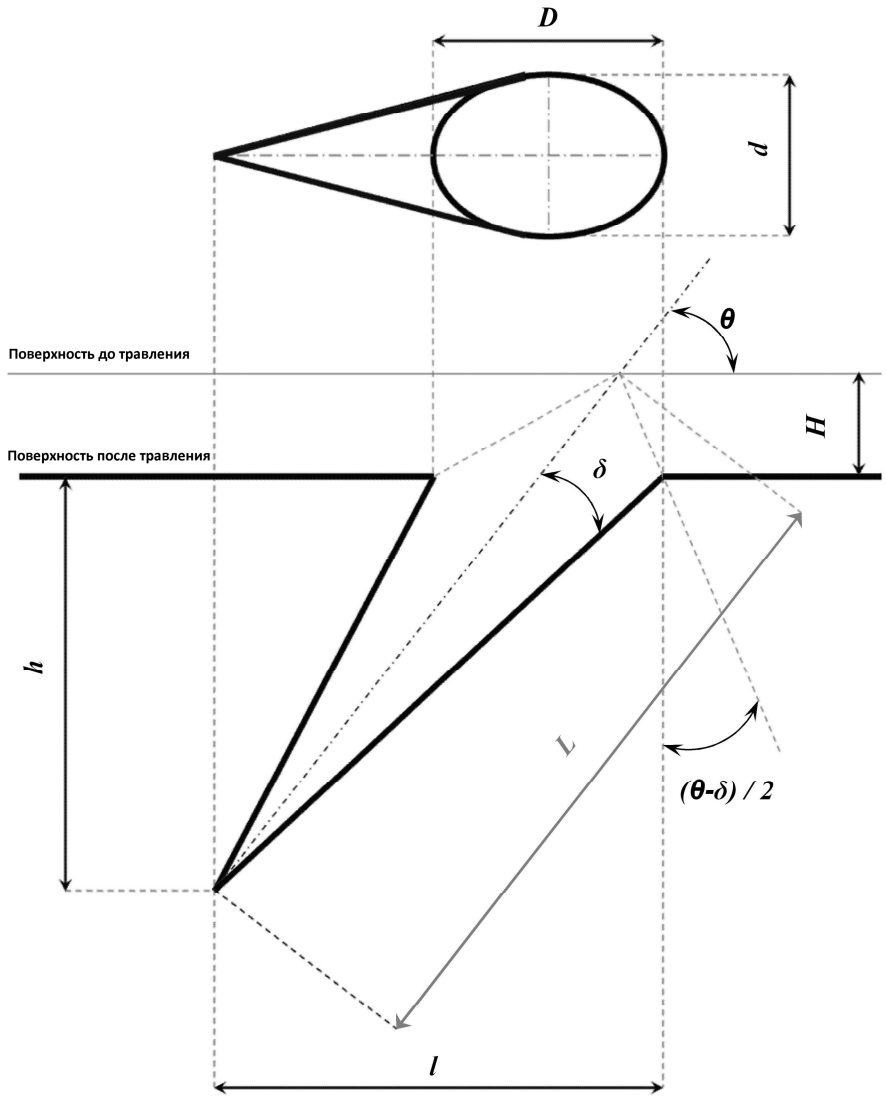


Рисунок 3.1 – Геометрия трека в конической (первой) фазе травления. Измеряемые параметры: d и D – малая и большая ось входного эллипса трека; H – толщина стравленного слоя; l – проекция трека на плоскость детектора; h – глубина трека. Вычисляемые параметры: θ – угол падения частицы; δ – половинный угол раствора конуса трека; L – травимая длина трека. Параметр H в некоторых подходах может рассматриваться как вычисляемый.

Чувствительность находится как $V = \sin^{-1} \delta$. В уравнениях **(3.1)** и **(3.2)** – D, d и H являются измеряемыми параметрами. Толщина стравленного слоя H, как правило, находится в независимых измерениях и обозначается H_0. Решением уравнений **(3.1)** и **(3.2)** является:

$$V = \sqrt{1 + \frac{4 \cdot \left(\frac{D}{2H_0}\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{d}{2H_0}\right)^2\right)^2}} \qquad (3.3)$$

Именно это выражение обычно используется большинством исследователей [**13**, **23**, **69**, **73**, **95**] как алгоритм нахождения искомой величины V.

Строго говоря, уравнение **(3.3)** является верным, если выполняются два необходимых условия:

а) Параметр V остается неизменным вдоль всей травимой длины трека;

б) Развитие трека начинается непосредственно с начальной поверхности детектора;

Главным преимуществом алгоритма **(3.3)** является простота измерения параметров D и d в плоскости поверхности детектора (2-D измерение).

Решение **(3.3)** в виде зависимости чувствительности V от безразмерного параметра $D\ /\ 2H_0$ показано на **рисунок 3.2(а)** линиями для различных значений угла падения частицы θ (расчеты выполнены в программном пакете MatLab®). На графике видно, что V демонстрирует неограниченный рост вблизи граничных (максимальных) значений $D\ /\ 2H_0$. С практической точки зрения это ограничивает диапазон измерений областью V < 5-6. В области больших величин V незначительные изменения параметров D и H_0 приводят к большой неопределенности в решении **(3.3)**. Становится очевидным, что алгоритм $V(D,d,H_0)$ является неприемлемым для анализа треков вторичных частиц образованных в материале детектора, поскольку параметр H_0 в данном ситуации является неизвестным.

Похожие результаты для отклика ТТД марки «BARYOTRAK» (Fukuvi Chemical Industry, г. Фукуй, Япония) представлены в работе [**73**], где были проанализированы изменения травимой длины трека L и большого диаметра D в зависимости от значения V для треков тяжелых ионов. Специалистами *NIRS-QST* было сделано предположение о том, что вычисление чувствительности наиболее целесообразно проводить с

использованием параметра L, а не уравнения **(3.3)**. Возможная причина такого несоответствия заключается в поведении кривых решений V вблизи граничный значений $D / 2H_0$ (**рисунок 3.2(а)**). В этой области величины V строго зависят от точности измерения параметров D и H_0.

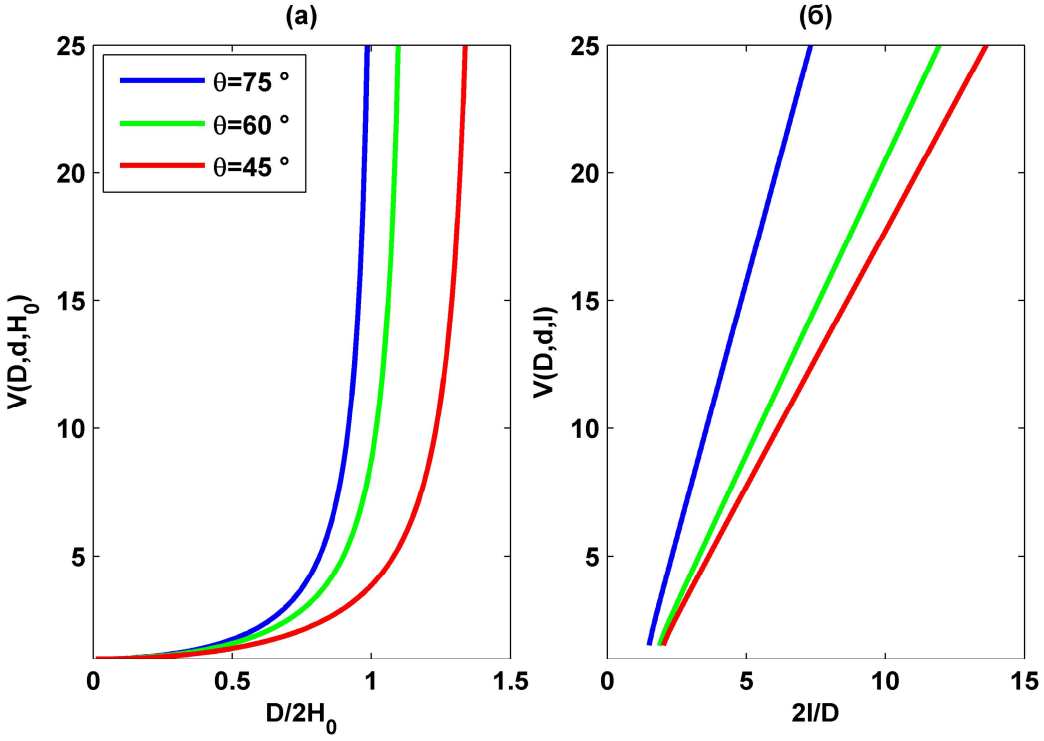


Рисунок 3.2 – Графическое представление чувствительности, рассчитанной для различных наборов измеряемых параметров: (**а**) – кривые $V=V(D,d,H_0)$ в зависимости от $D / 2H_0$ для определенных значений углов θ; (**б**) – кривые $V = V(D,d,l)$ в зависимости от $2l / D$ для определенных значений углов θ.

Чтобы устранить эти ограничения, возможно, использовать несколько подходов. Первый из них – измерение дополнительного параметра l – проекции трека на плоскость детектора (**рисунок 3.1**). Такие измерения возможны только для косых (наклонных) треков. При этом параметр H предполагается неизвестной величиной. Важно, что все измерения также выполняются в плоскости поверхности детектора (2-D измерения). Идея использования параметра l была впервые предложена в работе [52], однако до сих пор не применялась при анализе треков космического излучения. В

данном подходе уравнения **(3.1)** и **(3.2)** остаются прежними, добавляется уравнение для параметра проекции трека *l*:

$$\frac{l}{H} = \frac{\cos\theta}{\sin\delta} + tg\frac{\theta-\delta}{2} \tag{3.4}$$

Решения для всего набора искомых величин были подробно описаны в работе автора [**63**]. Существенно, что в уравнения **(3.1)**; **(3.2)**; **(3.4)** параметр *H* входит как неизвестная. В наиболее краткой форме решения для наиболее важных параметров δ и *H* могут быть представлены в виде:

$$tg(\delta) = \frac{d}{2}\cdot\frac{\sqrt{1-\left(\frac{d}{D}\right)^2}}{\sqrt{\left(l-\frac{D}{2}\right)^2-\left(\left(\frac{D}{2}\right)^2-\left(\frac{d}{2}\right)^2\right)}} \tag{3.5}$$

$$H = \frac{d}{2}\cdot\sqrt{\frac{\left(l-\frac{D}{2}\right)+\sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2-\left(\frac{d}{2}\right)^2}}{\left(l-\frac{D}{2}\right)-\sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2-\left(\frac{d}{2}\right)^2}}} \tag{3.6}$$

Таким образом, определены искомые величины: $V(D,d,l) = \sin^{-1}\delta$; $H = H(D,d,l)$. Уравнение для третьего параметра θ здесь не приводится, поскольку он не обсуждается в рамках данной работы.

Чувствительность, найденная из уравнения **(3.5)**, отображена на **рисунок 3.2(б)** в зависимости от безразмерного параметра $2l / D$ для различных значений угла θ. В противоположность неограниченного роста решения **(3.3)** для упрощенного (D,d,H_0) метода (**рисунок 3.2(а)**), метод (D,d,l) демонстрирует плавное изменение чувствительности во всем диапазоне значений безразмерного параметра.

Другой подход, впервые предлагаемый в рамках данной работы, предполагает измерение глубины трека *h* вместо проекции *l* (**рисунок 3.1**). В этом случае уравнения **(3.1)** и **(3.2)** также остаются неизменными, но уравнение **(3.4)** заменяется на:

$$\frac{h}{H} = \frac{\sin\theta}{\sin\delta} - 1 \tag{3.7}$$

Следует отметить, что процедура сканирования трека в данном случае усложняется, поскольку параметр h измеряется в плоскости, ортогональной плоскости поверхности детектора (3-D измерение). Кроме того, точность измерения параметра h может быть хуже, чем точность измерения параметров D и d, которые измеряются в плоскости поверхности детектора. Решение системы уравнений **(3.1)**; **(3.2)**; **(3.7)** следующее:

$$V(D;d;h) = \sqrt{1+\left(\frac{2\cdot h\cdot D}{d^2}\right)^2} \tag{3.8}$$

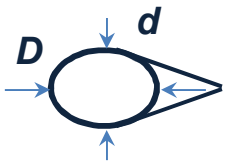
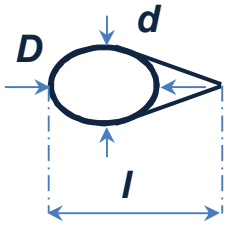
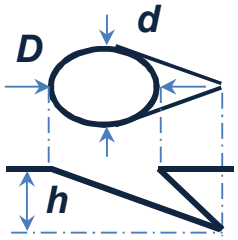
$$\frac{H}{h} = \left(\sqrt{1+\left(\frac{2\cdot h}{d}\right)^2} - 1\right)^{-1} \tag{3.9}$$

Необходимо подчеркнуть, что все уравнения **(3.3)**; **(3.5)**; **(3.6)**; **(3.8)**; **(3.9)** получены в рамках единой модели эволюции трека, основанной на предположении, что параметр V – неизменный. Единственное их отличие – набор измеряемых параметров. Это означает соответствие всех неизвестных переменных, вне зависимости от способа их вычисления, т.е.: $V(D,d,H_0) = V(D,d,l) = V(D,d,h)$ и $H(D,d,l) = H(D,d,h) = H_0$.

Системы уравнений **(3.1)**; **(3.2)**; **(3.4)** и **(3.1)**; **(3.2)**; **(3.7)** являются достаточными для описания геометрии трека в конической (первой) стадии развития.

В **таблице 3.1** приводится сравнительный анализ трех рассмотренных методов сканирования и обработки трековой информации.

Таблица 3.1 – Обобщенная характеристика методов сканирования треков и анализа трековой информации в случае регистрации длиннопробежных частиц.

Используемый набор параметров	Искомые параметры трека	Геометрия измерения	Особенность метода
(D,d,H_0)	(V,θ)		Общепринятый метод. Возможно автоматическое распознавание и измерение треков, во всех случаях параметр H предполагается равным $H_0 = V_B \cdot t$, Фактически применим в диапазоне $V < 1{,}5$ для частиц с постоянными значениями ЛПЭ
(D,d,l)	(V,θ,L,H)		Требуется ручное сканирование, применим для треков образованных внутри детектора, параметр H предполагается неизвестным, ограничен в случаях $l < D$
(D,d,h)	(V,θ,L,H)		Метод может быть использован при измерениях на АСМ, альтернативен методу (D,d,l), годится для случая $l < D$, в некоторых случаях точность измерения величины h может быть хуже, чем для величин D и d

В данной работе выполнялась экспериментальная проверка соответствия результатов, полученных различными способами с использованием разных подходов анализа треков. Измерения выполнялись на треках длиннопробежных частиц, обеспечивающих треки строго конической формы (V = const), образующие от начальной поверхности детектора (**рисунок 3.1**).

3.2.2 Постановка эксперимента

Детекторы CR-39™ марки «TASTRAK» (Tasl Co. Ltd., Бристоль, Великобритания) толщиной 1 мм облучались длиннопробежными тяжелыми онами на ускорителе *HIMAC* (*NIRS-QST*). Все значимые параметры ионов представлены в **таблице 3.2**. После облучения детекторы травились в 6 N растворе *NaOH* при температуре 70° С в течении 2 и/или 6 час. Скорость травления необлученного материала V_B определялась по скорости роста диаметров треков тяжелых осколков деления ^{252}Cf. Толщина стравленного слоя находилась из уравнения $H_0 = V_B \cdot t$, где t – время травления. Значение величины V_B составило 1,35 ± 0,06 мкм/час, что находится в хорошем согласии с данными других авторов [**55**, **112**].

Таблица 3.2 – Параметры тяжелых ионов использовавшихся в эксперименте.

Ион	Начальная энергия, МэВ/нуклон	Угол падения, θ°	ЛПЭ, кэВ/мкм в CR-39™	Пробег, мм в CR-39™
Ar	290	75, 60, 45	150	45,32
Fe	500	60, 45	226	79,52
	278		304	30,86
Kr	400	60, 45	491	43,14
	327		543	31,22
	297		572	26,70

Все треки сканировались вручную на оптическом микроскопе Carl Zeiss® AxioScope.A1 оборудованном цифровой камерой 5 МПикс с полным увеличением 100^x-1000^x. Для измерения диаметров D и d, проекции l и погружения h отдельных треков использовалось ПМО «Carl Zeiss® Zen Lite 2011 (Blue edition)». Для улучшения статистики, все данные были усреднены по 40 или более измеренным трекам.

Диапазон погрешностей измерения параметров D, d и l составил 0,3-0,5 мкм, и достиг 2-3 мкм при измерении параметра h. Погрешность определения толщины стравленного слоя определялась как $\Delta H_0 = \Delta V_B \cdot t$, где t – время травления, а ΔV_B = 0,06 мкм/час. Эти величины хорошо согласуются с указанными в работе [**56**]. Результирующая погрешность для параметра V составила: 5-10 % для метода $V(D,d,H_0)$; 10-20 % для метода $V(D,d,l)$ и 20-30 % для метода $V(D,d,h)$. Суммарная погрешность для вычисляемого параметра H была оценена в ~ 10 % для $H(D,d,l)$ и ~ 15 % для $H(D,d,h)$.

3.2.3 Результаты и обсуждение

На **рисунке 3.3(а)** представлены величины $V(D,d,H_0)$ в зависимости от $V(D,d,l)$ вычисленные для одних и тех же треков. Прямая линия на графике отвечает условию их полного совпадения. Из экспериментальных данных на графике видно, что величины V сохраняются для различных значений углов (**таблица 3.2**) и времен травлений в пределах погрешности измерений. Оба метода дают близкие результаты только в диапазоне $V < 4$. При больших значениях чувствительности, согласия между величинами $V(D,d,H_0)$ и $V(D,d,l)$ не сохраняется.

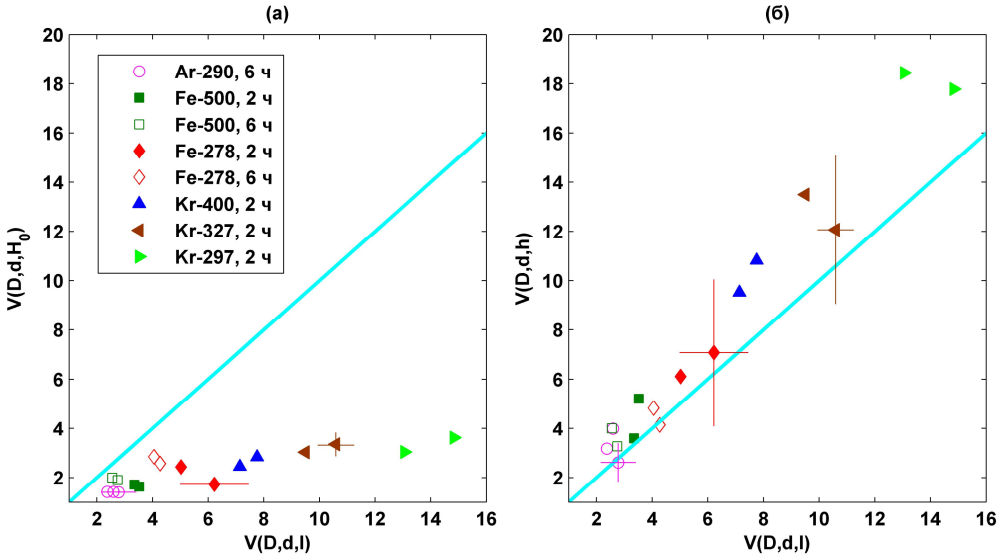


Рисунок 3.3 – Сравнение чувствительностей, полученных различными способами. **(а)** – $V(D,d,H_0)$ от $V(D,d,l)$; **(б)** – $V(D,d,h)$ от $V(D,d,l)$. Сплошные линии отвечают условию полного совпадения значений V. Тип ионов, энергия (в единицах МэВ/нуклон) и время травления (в часах) указаны в легенде. Углы падения ионов указаны в **таблице 3.2**.

Сравнивая экспериментальные результаты на **рисунке 3.3(а)** с кривыми точных решений на **рисунке 3.2(а)**, можно предположить, что большое разногласие связано с сингулярным характером поведения решений $V(D,d,H_0)$ вблизи граничных значений $D / 2H_0$. Принимая это во внимание, упрощенный метод можно считать менее надежным в области больших значений V в противоположность методу $V(D,d,l)$. Однако следует иметь в виду, что измерения проекции l возможны только в косых треках.

Аналогичное сравнение методов $V(D,d,l)$ и $V(D,d,h)$ показано на **рисунке 3.3(б)**. В данном случае наблюдается разумное согласие величин V во всем диапазоне измерений. Оба метода дают близкие результаты в области $V < 6$. В области больших значений V наблюдается постепенное расхождение величин чувствительности, связанное в основном с большой погрешностью измерения глубины погружения трека h. Оба метода $V(D,d,l)$ и $V(D,d,h)$ следует рассматривать как равные по возможностям для наклонных треков.

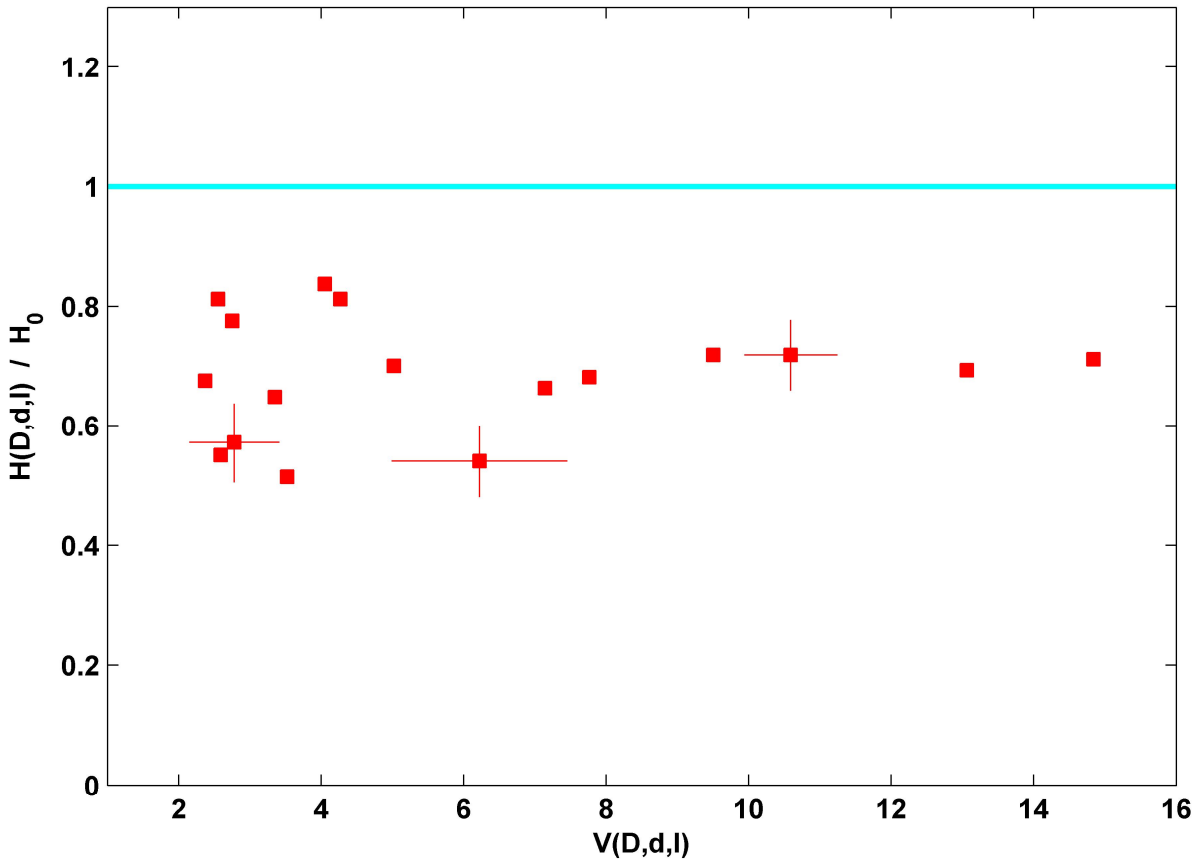


Рисунок 3.4 – Отношения параметров $H(D,d,l)$ / H_0, полученные для треков с различными величинами $V(D,d,l)$.

Отношения толщин стравленного слоя $H(D,d,l)$ / H_0 в треках частиц с величинами $2 < V < 15$ показаны на **рисунке 3.4**. Значения $H(D,d,l)$ были получены из измеряемых параметров треков с использованием уравнения **(3.6)**, а H_0 из уравнения $H_0 = V_B \cdot t$.

Из **рисунке 3.4** видно, что $H / H_0 < 1$ во всем диапазоне измерений. Это отношение составляет ~ 0,7-0,8 в области $V > 7$, а в области меньших значений V наблюдается вариация параметра $H(D,d,l)$.

Дополнительный анализ данных, представленных на **рисунке 3.4,** не позволил найти причину подобных вариаций. Тем не менее, они не могут быть связаны с изменениями угла θ или времени травления.

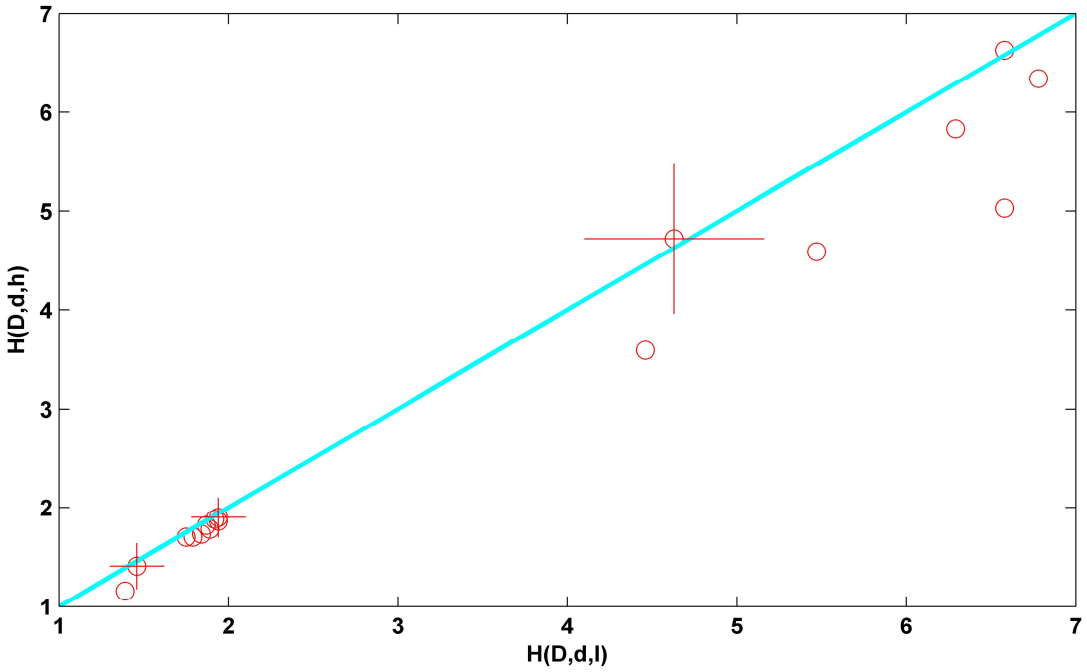


Рисунок 3.5 – Сравнение толщин стравленного слоя H вычисленных с использованием различных наборов измеряемых параметров. Сплошная линия отвечает условию полного совпадения.

На **рисунке 3.5** сравнены вычисленные толщины $H(D,d,h)$ и $H(D,d,l)$. Оба метода дают полностью совпадающие результаты для коротких травлений, когда $H < 2$ мкм. При более длинном травлении согласие ухудшается, возможно, по причине не достаточно высокой точности измерения параметра h.

Все рассмотренные подходы используют единую модель развития трека и различаются только наборами измеряемых параметров. Полученные результаты свидетельствуют, что разумное соответствие всех методов наблюдается только в области относительно малых чувствительностей $V < 5$. В области больших значений V, методами, дающими разумно согласующиеся результаты, могут считаться только (D,d,h) и (D,d,l).

При сравнении различных способов измерения чувствительности может возникнуть вопрос: какой из рассмотренных методов является наиболее «корректным», другими словами дает «*истинное значение V*». Термин «*истинное значение V*» означает, что при его получении

используется исходное определение чувствительности $V = V_t / V_B$, где скорость травления в треке определяется как приращение травимой длины во времени $V_t = dL / dt$ [9]. Именно этот метод был применен в работе [43] для измерения переменной скорости травления в треках легких ядер с энергиями вблизи пика Брэгга. Такой подход требует измерения длины трека за короткие промежутки времени. В случае, когда V не менялось вдоль трека частицы, было возможно не выполнять крайне затруднительное прерывистое короткое травление, а использовать процедуру травления стандартной длительности. Полагая, что по прошествии времени Δt измеряемая глубина трека h и толщина стравленного слоя H (**рисунок 3.2**) увеличились Δh и ΔH соответственно, скорость травления, определяемая как эволюция длины трека во времени равна:

$$V = \frac{1}{\sin\theta} \cdot \left(1 + \frac{\Delta h}{\Delta H}\right) \tag{3.10}$$

В случае постоянной V, и принимая во внимание, что $V = \sin^{-1} \delta$, отношение **(3.10)** полностью совпадает с уравнением **(3.7)**, которое используется для вычисления $V(D,d,h)$. Таким образом, величина $V(D,d,h)$ может рассматриваться как наилучшим образом соответствующая «базовому» определению [9].

3.3 Случай регистрации короткопробежной частицы

3.3.1 Описание геометрии трека

Важно отметить, что исходные уравнения **(3.1)**; **(3.2)** и **(3.4)**, и их решения **(3.5)** и **(3.6)** были получены в предположении: V = const вдоль всей травимой длины трека. Это требование выполняется для треков частиц с большими величинами остаточного пробега, и, строго говоря, является неприемлемым для треков короткопробежных частиц близи пика Брэгга.

На **рисунке 3.6** показана форма трека короткопробежной частицы вблизи пика Брега, приходящей в детектор извне.

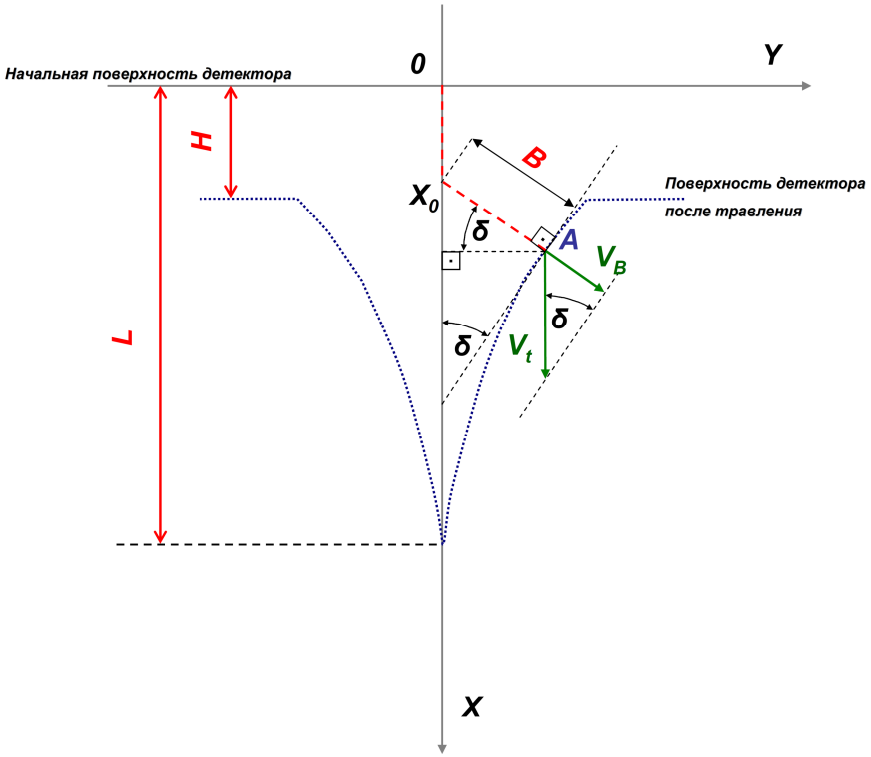


Рисунок 3.6 – Геометрическое описание эволюции трека короткопробежной частицы с $V \neq$ const. Адаптация из [85].

Как правило, треки таких частиц на начальном этапе развития имеют псевдоконическую форму, при этом травимая длина трека не превышает величины остаточного пробега частицы в материале детектора $L < L_r$. Согласно общепринятому представлению [85] механизм формирования профиля трека аналогичен распространению волны Гюйгенса-Френеля в среде, при этом «волну» представляют как некий «фронт травления». Каждая точка профиля трека формируется следующим образом: «фронт травления» начинает двигаться из точки начала координат (0,0), достигает точки X_0, после чего достигает точки A, затрачивая на все «движение» минимальное время. При этом травление вдоль оси X происходит с переменной скоростью V_t, а во всех остальных направлениях – с постоянной скоростью V_B. Как и раньше, для каждой точки X_0 справедливо соотношение $\sin^{-1}(\delta) = V(X_0)$ (**рисунок 3.6**). Описание формирования трека в процессе травления для случая $V \neq$ const было подробно описано в работах [43, 82, 85].

Второй этап (фаза) развития начинается, когда фронт травления достигает точки соответствующей концу пробега частицы (**рисунок 3.7**), при этом $L = L_r$. После этого момента травление продолжается равномерно во всех направлениях с одинаковой скоростью V_B. Острая вершина конуса трека на этом этапе превращается в сферу с радиусом r.

Профиль трека в случае переменной V может быть описан системой интегральных уравнений общего вида:

$$x = x_0 + \frac{B}{V(x_0)} \tag{3.11}$$

$$y = \frac{B}{V(x_0)} \cdot \sqrt{V^2(x_0) - 1} \tag{3.12}$$

$$B = \int_{x_0}^{L} \frac{d\xi}{V(\xi)} + r \tag{3.13}$$

Где $V(\xi)$ – функция, описывающая изменение скорости травления вдоль траектории частицы, B – длина отрезка X_0A (**рисунок 3.6**). Детальный вывод этих уравнений не входит в область данного исследования, и был подробно изложен и обсужден в течение ряда лет в работах [**82**, **83**, **85**, **88**, **89**].

Применение этого описания на практике представляется крайне затруднительным, а порой и невозможным. Одной из возможных альтернатив этом подходу является использование упрощения, когда скорость травления не меняется вдоль траектории. Подобное «упрощение» оправдано предположением, что измеренная в таком случае величина V и остальные вычисляемые параметры можно рассматривать как усредненные вдоль длины трека. Очевидно, что такой подход вносит некоторую неопределенность в результаты эксперимента.

Обоснованность замещения переменной вдоль траектории чувствительности V на ее среднее значение обсуждалось в течение ряда лет в работах [**34**, **47**, **63**].

Результаты измерений среднего значения ЛПЭ и сравнение с расчетными значениями для треков α-частиц с начальными энергиями от 4,2 до 6,1 МэВ были представлены в работе [**34**]. Было показано, что расчетные

средние значения ЛПЭ совпадают с величинами ионизационных потерь dE / dx, рассчитанными в предположении V = const по формуле **(3.7)**, при этом максимальное расхождение этих величин не превышает 12,5 %.

Численное моделирование развития треков с использованием моделей постоянной и переменной скорости травления для частиц с малыми пробегами было выполнено Фроммом и соавт. [**47**]. Ими было установлено, что результаты, полученные с использованием обеих моделей, согласуются друг с другом, если необходимо вычислять средние значения V.

Данные для чувствительности V, ранее полученные автором для треков α-частиц с начальными энергиями 5,15 и 2,75 МэВ, полученные в предложении V = const [**63**] были сопоставлены с результатами [**53**], полученными путем прямого измерения приращения травимой длины трека в предположении переменной V. Значения чувствительности, полученные обоими способами, находятся в разумном согласии даже для треков во второй фазе развития.

На **рисунке 3.7** представлено геометрическое описание трека короткопробежной частицы вблизи пика Брэгга в первой (профиль трека аналогичен представленному на **рисунке 3.6**) и второй фазах травления.

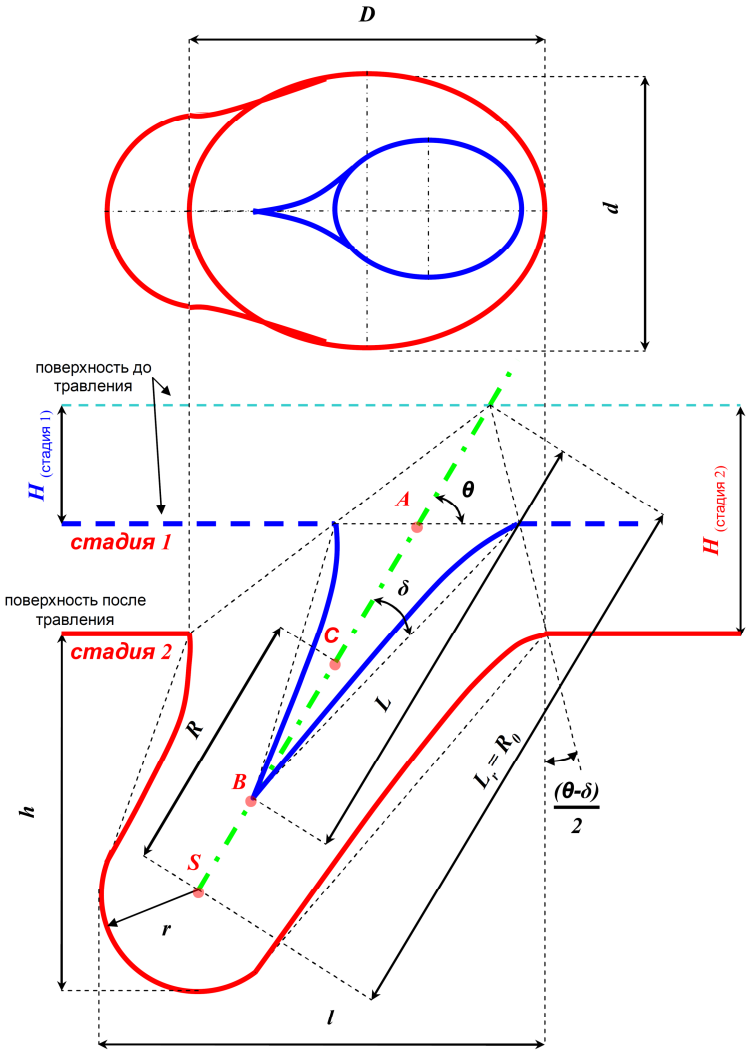


Рисунок 3.7 – Геометрическое описание эволюции трека в процессе травления и основные измеряемые параметры: d – малый диаметр входного эллипса, D – большой диаметр входного эллипса, H – толщина стравленного слоя детектора, h – глубина трека, l – полная проекция трека на поверхность детектора, r – радиус сферы на конце трека, θ – угол падения частицы на детектор, δ – половинный угол раствора конуса, L – травимая длина трека, L_r – пробег частицы в материале детектора, отрезок AB – наблюдаемая длина трека, комментарии относительно параметра R и отрезка CS приводятся далее.

Треки в первой и второй фазах травления наиболее соответствуют трекам вторичных частиц [**61**] лишь с одной особенностью – латентный трек полностью содержится в стравленном слое детектора.

В системе исходных уравнений, которые описывают геометрию трека (**рисунок 3.7)**, выражения **(3.1)** и **(3.2)** остаются неизменными. В уравнение **(3.4)** вносится поправка, учитывающая изменение геометрии трека во второй фазе травления:

$$l = L_r \cdot \cos(\theta) + r + H \cdot tg\left(\frac{\theta - \delta}{2}\right) \tag{3.14}$$

Кроме того, дополнительно вводится уравнение вида:

$$H = L_r \cdot \sin(\delta) + r \tag{3.15}$$

Система уравнений **(3.1)**; **(3.2); (3.14); (3.15)** справедлива для обеих стадий развития трека (рисунок 3.7). На первой стадии сфера на конце трека отсутствует, поэтому параметр r = 0, одновременно с этим параметр пробега L_r должен быть заменен на параметр травимой длины L. Искомыми параметрами в этом случае также являются δ, θ, H и L_r. Решения для наиболее важных из них (опуская детали вычислений) могут быть представлены как:

$$tg(\delta) = \frac{\sqrt{D^2 - d^2}}{D} \cdot \frac{\sqrt{\frac{d^2}{4} \cdot \left(l - r - \frac{D}{2}\right)^2 - \left(\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \left(\frac{d}{2}\right)^2\right) \cdot \left(\left(\frac{d}{2}\right)^2 - r^2\right)} - r \cdot \left(l - r - \frac{D}{2}\right)}{\left(l - r - \frac{D}{2}\right)^2 - \left(\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \left(\frac{d}{2}\right)^2\right)} \tag{3.16}$$

$$L_r = \frac{1}{\cos(\theta)} \cdot \left(l - r - \frac{D}{2} + \sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \left(\frac{d}{2}\right)^2}\right) \tag{3.17}$$

Чувствительность $V = \sin^{-1} \delta$.

Остаточный пробег в случае, если трек находится в первой стадии развития, может быть вычислен как длина отрезка CS (**рисунок 3.7**):

$$R = R_0 - \frac{1}{2} \cdot H \cdot \left(V_{Ddl} + \sin^{-1}(\theta)\right) \tag{3.18}$$

где R_0 – пробег частицы в материале CR-39™ [**125**], θ – угол вхождения частицы в детектор, H – толщина стравленного слоя.

Выражение (**3.18**) применимо только к трекам в первой стадии развития. Принимая во внимание вышеизложенные предположения, остаточный пробег для треков во второй фазе травления может быть оценен как:

$$R = \frac{1}{2} \cdot L_r \tag{3.19}$$

Следует отметить, что в последнем случае параметры R_0 и H [**63**] удается исключить.

Применимость данного подхода для измерений параметров треков короткопробежных частиц устанавливалась путем экспериментальных измерений и модельных расчетов.

3.3.2 Постановка эксперимента

Детекторы марки «TASTRAK» толщиной 1 мм облучались протонами и ядрами углерода низких энергий на ускорителе *TANDETRON* (Институт Ядерной Физики Чешской АН / *UJF AVCR*, г. Ржеж, Чехия) под различными углами (**таблица 3.3**). Кроме того, такие же детекторы были облучены α-частицами радиоактивного изотопа ^{239}Pu с начальными энергиями 5,15 и 2,75 МэВ (после замедления в лавсановом фильтре) под различными углами (**таблица 3.3**). Облучения проводились на базе лаборатории природных источников ионизирующих излучений *ФГУП НТЦ РХБГ ФМБА России*.

После облучения детекторы травились при стандартных условиях (**п. 2.1.4**) и сканировались на оборудовании, указанном в **п. 2.1.5**. Длительности травления для каждого облучения также указаны в **таблице 3.3**. В результате сканирования для каждого трека были измерены параметры D, d, l и r.

Таблица 3.3 – Параметры облучения детекторов короткопробежными частицами и времена травления для каждого отдельного случая.

Ион	Энергия на поверхности детектора, МэВ	Угол вхождения в детектор θ, °	Время травления, час
H	1	60, 75	2, 4, 6, 8, 10, 11*, 12*
	1,5		2**, 4**, 6, 8, 10, 12, 14
	2	60**, 75	
He	2,75	58, 66	2, 4, 6, 7, 8, 9*, 10*
	5,15		1, 2, 3*, 4*
C	10	30, 45, 60	1*
	15	45, 60	
	18		

* Трек наблюдается во второй фазе травления (травился до конца пробега).

** Измерение параметра l было недоступно ($l < D$, при этом $V < 1{,}1 \ldots 1{,}2$).

Дополнительно было выполнено численное моделирование параметров треков частиц использованием эмпирической функции [**54**] – для протонов, и [**53**] – для α-частиц.

Моделирование выполнялось в программной среде MatLab® в соответствии со следующим общим алгоритмом:

а) Ввод начальных параметров – тип частицы (характеризуется эмпирической функцией $V=f(R)$ получаемой, как правило, путем фитирования экспериментальных данных прямых измерений приращений травимой длины треков частицы вблизи пика Брэгга $V = \mathrm{d}L / \mathrm{d}t$ [**53**, **54**, **56**]), начальная энергия частицы E, угол вхождения в детектор θ, значение

скорости травления V_B, диапазон времен травления T, на основании двух последних сразу вычисляется набор значений толщин стравленного слоя H_0;

б) Загрузка численной функции пробег-энергия R=f(E) и вычисление значения пробега частицы с конкретной заданной энергией (интерполяция);

в) Вычисление на основе исходных данных набора значений травимой длины трека L, на данном этапе используются операции интерполяции и численного интегрирования;

г) Построение профиля трека, расчеты координат точек стенки трека проводятся на основании уравнений **(3.11)**, **(3.12)** и **(3.13)** по заданному набору точек X_0. в случае если $\theta < 90°$, дополнительно выполняется операция поворота системы координат;

д) Определение по профилю трека основных геометрических параметров – l, D и r (и опционально – h), для этого достаточной информацией является двумерный набор координат стенки трека *(X,Y)*. Для нахождения параметра d необходимо расширение имеющейся информации, для этого путем вращения псевдоконической фигуры вокруг оси X, определяется трехмерный набор координат *(X,Y,Z)*;

е) Расчеты по формулам **(3.16)** и **(3.17)** параметров модельных треков $V(D,d,l,r)$ и $L_r(D,d,l,r)$, а также среднего значения $< V(R) >$ путем численного интегрирования эмпирической функции V = f(R) на отрезке от R_0 до $R_0 – L$.

В процессе моделирования использовались стандартные функции пакета MatLab®, операции интерполирования осуществлялись с использованием кусочно-кубического многочлена Эрмита (модель «*PCHIP*»), а численного интегрирования – по методу Симпсона (функция «*quad*»). Предварительно было установлено, что использование других моделей интерполирующих функций и способов численного интегрирования приводят к изменению результатов моделирования (параметры D, d, l, r и $< V(R) >$) не более чем на 0,1 %. Следует отметить, что существуют готовые пакеты для моделирования профилей и параметров треков α-частиц и протонов, такие как «TRACK_TEST» [**86**], «TRACK_VISION» [**87**] и

«TRACK_P» [84]. Основными недостатками, не позволяющими их использование в данной работе, являются: отсутствие возможности расчета параметров l, r и $< V(R) >$, использование достаточно устаревших и заметно отличающихся друг от друга эмпирических функций $V = f(R)$ [83], кроме того, для ускорения работы этих программ, параметр d для случая $\theta < 90°$ вычисляется по двумерному профилю с использованием некоторых геометрических приближений, описанных в работе [85].

Моделирование параметров треков короткопробежных частиц выполнялось для всех типов ионов (за исключением ядер C), энергий и углов, указанных в **таблице 3.3,**. Моделирование процесса травления выполнялось для тех же времен травления до достижения конца пробега. Условием прекращения дальнейшего модельного травления являлось достижение значения параметра r в ~ 1,7 мкм. При дальнейшем развитии трека во второй фазе травления существенно возрастет неопределенность вычисляемых параметров V и L_r за счет влияния параметра r [63].

Еще одним сценарием, характерным для событий ядерной фрагментации, является образование вторичной частицы на некоторой глубине, превышающей толщину стравленного слоя H_0, и вылет ее наружу. Формирование трека в этом случае принципиально ничем не отличается от случая, когда частица приходит в детектор извне, однако, в свете геометрического описания эволюции трека в процессе травления с начальной поверхности (**рисунок 3.6**), параметр V полагается убывающим. Возможности получения таких треков на ускорителях заряженных частиц крайне ограничены, в связи с чем отработка метода $V(D,d,l)$ была выполнена путем численного моделирования на примере α-частицы с энергией E_α = 5,7 МэВ вылетающей наружу с глубины ~ 25 мкм от начальной поверхности детектора под углом $\theta = 58°$.

Целью эксперимента и модельных расчетов было обоснование возможности применения подхода $V(D,d,l,r)$ для измерения средних значений

скорости травления короткопробежных вторичных частиц, а также возможности оценки их пробегов в материале детектора.

3.3.3 Результаты и обсуждение

На **рисунке 3.8,** по аналогии с **рисунком 3.3** и работой автора [**63**], представлены результаты расчетов скоростей травления $V(D,d,l,r)$ и $V(D,d,H_0)$ в зависимости от соответствующих им средних значений скорости $< V(R) >$, рассчитанных с использованием эмпирических функций [**53**, **54**].

Моделирование было выполнено для треков протонов с энергиями 1, 1,5 и 2 МэВ, приходящих в детектор извне под углами 60° и 75°, и α-частиц с энергиями 2,75 и 5,15 МэВ, приходящих в детектор извне под углами 58° и 66°.

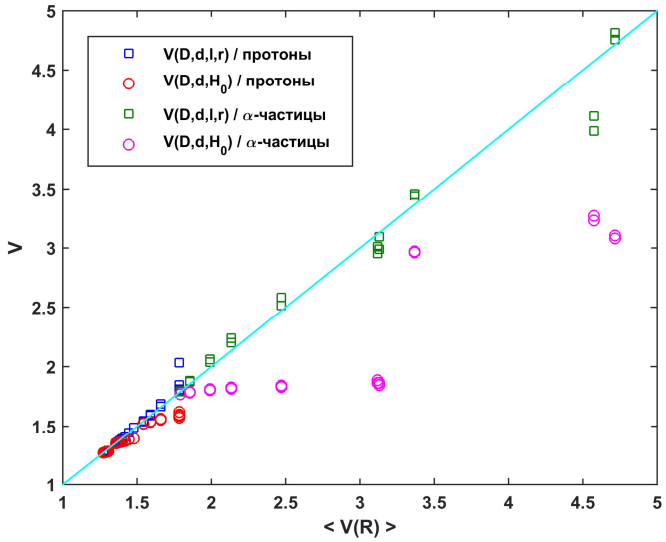


Рисунок 3.8 – Сравнение скоростей травления $V(D,d,l,r)$ и $V(D,d,H_0)$, и средних значений скорости $V(R)$, рассчитанных для модельных треков короткопробежных частиц. Сплошная линия отвечает условию полного совпадения значений: $V(D,d,l,r) = V(D,d,H_0) = < V(R) >$. Подробные объяснения представлены в тексте.

Из **рисунка 3.8** видно, что, как и для случая V = const (**рисунок 3.3**), результаты расчета значений $V(D,d,l,r)$ и $V(D,d,H_0)$ совпадают друг с другом лишь в области малых скоростей $V < 1{,}5\ldots1{,}6$. В области больших скоростей,

соответствующих пику Брэгга, наблюдается существенное расхождение значений $V(D,d,l,r)$ и $V(D,d,H_0)$. Результаты расчета значений $V(D,d,l,r)$ и $< V(R) >$ практически полностью совпадают во всем исследованном диапазоне. Небольшое расхождение, наблюдаемое в областях $V = 1{,}75\ldots2$ для протонов и $V = 4\ldots4{,}75$ для α-частиц, связано прежде всего с ухудшением точности определения значений $V(D,d,l,r)$ для треков во второй фазе травления [**63**].

Разумное согласие значений $V(D,d,l,r)$ и $< V(R) >$, наблюдаемое для модельных треков, подтверждает возможность применения подхода $V(D,d,l,r)$ для треков с непостоянной скоростью травления. Получаемые таким образом значения параметров должны рассматриваться как усредненные величины. Классический подход может применяться только для анализа треков вторичных частиц с малыми значениями $V < 1{,}1\ldots1{,}2$ (в таких треках параметр l, как правило, недоступен для измерения).

На **рисунке 3.9,** по аналогии с работой автора [**63**], представлены результаты сравнения экспериментально измеренных значений $V(D,d,l,r)$ со средними значениями скоростей $< V(R) >$ в зависимости от величины остаточного пробега в материале детектора R_0 для протонов и α-частиц. Экспериментальные значения остаточных пробегов были рассчитаны по формулам **(3.16)** и **(3.17)** для треков в первой и второй стадии травления соответственно. Этот способ нахождения величин остаточных пробегов был предложен и обсужден автором в работе [**63**].

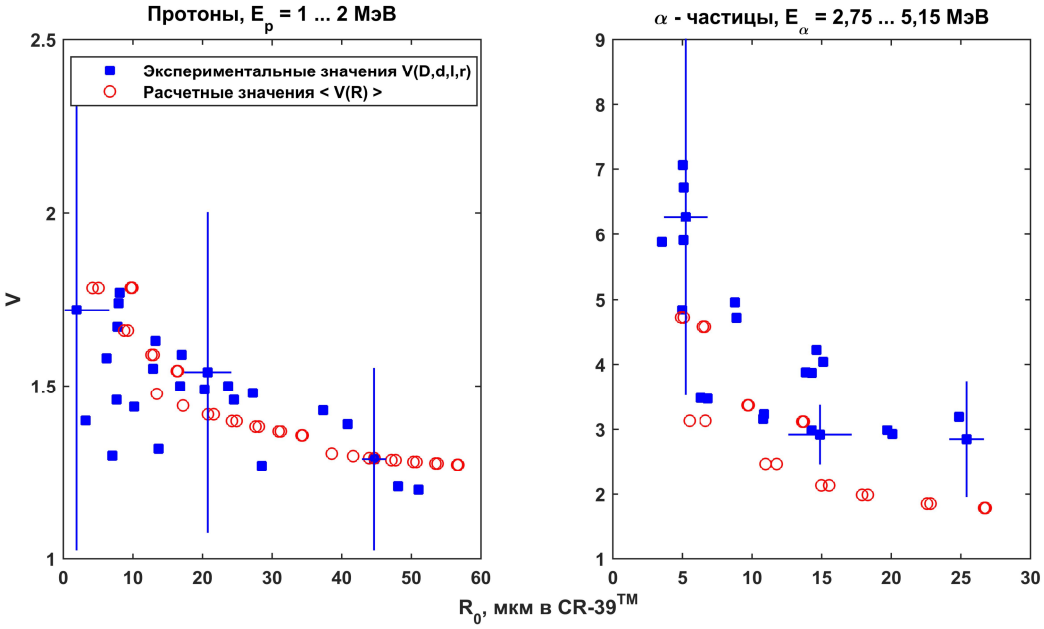


Рисунок 3.9 – Сравнение значений скоростей травления $V(D,d,l,r)$ со средними значениями скорости $< V(R) >$, рассчитанными с использованием эмпирических функции [54] – для протонов, и [53] – для α-частиц.

Как видно из **рисунка 3.9**, для всех случаев наблюдается разумное согласие (с учетом погрешности) экспериментальных и эмпирических значений средних скоростей травления. Увеличение разброса экспериментальных значений $V(D,d,l,r)$ вблизи конца пробега частиц связано с неопределенностью, вносимой четвертым параметром r [63].

Результаты экспериментальной проверки подхода $V(D,d,l,r)$ также подтверждают возможность его применения для измерения средних значений скоростей травления V (и, следовательно, ЛПЭ) для треков вторичных короткопробежных частиц в космических экспериментах.

Экспериментальная проверка подхода $L_r(D,d,l,r)$ для измерения пробегов останавливающихся частиц, была выполнена на треках протонов, α-частиц и ядер C, наблюдавшихся во второй фазе травления. Результаты измерения пробегов представлены в **таблице 3.4** в сравнении с теоретическими значениями.

Таблица 3.4 – Сравнение результатов измерения средних величин пробегов легких и тяжелых ядер с табличными значениями.

Ион	Энергия на поверхности детектора, МэВ	Измеренное среднее значение пробега R_0, мкм в CR-39™	Табличное значение остаточного пробега R_0*, мкм в CR-39™
*H***	1	15,84±2,54	19,81
*He****	5,15	28,95±4,35	30,54
	2,75	10,23±3,92	12,70
*C***	18	16,41±2,65	20,41
	15	12,97±1,36	16,59
	10	9,31±1,08	10,96

* Рассчитаны в программном паке *SRIM-code* [**125**].

** Облучение на ускорителе *TANDETRON* (*UJF AVCR,* г. Ржеж, Чехия).

*** Облучение на ОСАИ ^{239}Pu (*ФГУП НТЦ РХБГ ФМБА России*).

Измеренные средние значения пробегов легких и тяжелых ядер совпадают с расчетными значениями [**125**] в пределах погрешности. При этом, погрешность определения пробега больше для треков частиц, полученных на источнике ОСАИ и меньше, для треков частиц, полученных на ускорителе. Кроме того, может наблюдаться тенденция к улучшению совпадения экспериментальных значений с расчетными с уменьшением начальной энергии (характеризуется более кроткими временами травления).

При продолжении травления треков во второй фазе развития применение системы уравнений **(3.1)**, **(3.2)**, **(3.14)**, **(3.15)** становится невозможным, поскольку треки приобретают достаточно сложную форму и

переходят в так называемую «сильно перетравленную» (третью) фазу развития [52]. На **рисунке 3.10** представлена эволюция формы треков α-частиц с энергией 2,75 МэВ и углом падения θ = 58° в зависимости от времени травления (такие же треки в первой и второй фазе развития сканировались и анализировались для получения данных **рисунка 3.9** и **таблицы 3.4**).

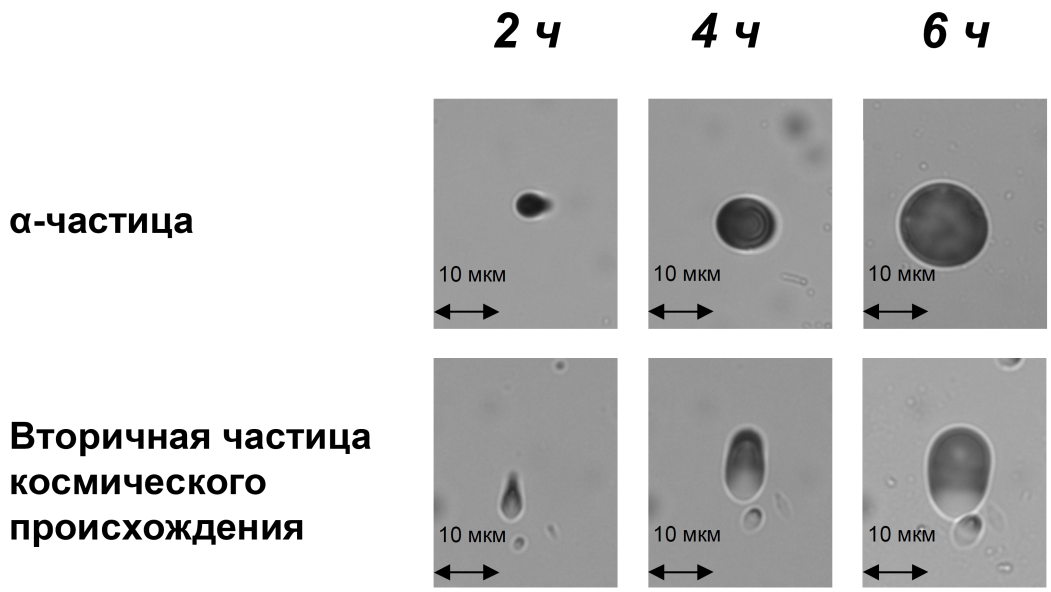


Рисунок 3.10 – Микрофотографии треков α-частицы с энергией 2,75 МэВ и углом вхождения θ = 58° (верхний ряд) и вторичной частицы космического происхождения, наблюдавшиеся при последовательном травлении и сканировании поверхности ТТД в точке с фиксированными координатами (нижний ряд). В последнем случае детектор экспонировался на борту МКС [59], оцененное значение угла вхождения частицы составило θ = 40…45°. Все изображения получены после идентичных травлений продолжительностью 2, 4 и 6 часов в одинаковых условиях.

Полезность этой иллюстрации заключается в наглядной демонстрации всех стадий развития треков короткопробежных частиц. Здесь: первая «псевдоконическая» фаза для обеих частиц наблюдается после 2 часов

травления (H_0 = 2,7 мкм), вторая «перетравленная» фаза для обеих частиц наблюдается после 4 часов травления (H_0 = 5,4 мкм), и третья «сильно перетравленная» фаза для обеих частиц наблюдается после 6 часов травления (H_0 = 8,1 мкм).

Попытки рассчитать параметры сильно перетравленных треков в третьей фазе развития (**рисунок 3.10**) не дают каких-либо результатов в связи с «отсутствием» измеряемых параметров таких, как l и r. Для обеспечения возможности использования рассматриваемого подхода было предложено допущение, что такие треки могут быть рассмотрены как находящиеся в крайней форме второй стадии. При этом, «недостающие» геометрические параметры l и r можно найти как: $l = D$ и $d = 2 \cdot r$. При использовании подобной «аппроксимации», теряется информация о параметре V, однако сохраняется возможность оценить величину пробега частицы.

Величины V и L_r для треков двух короткопробежных частиц, представленных на **рисунке 3.10**, представлены в **таблице 3.5**.

Таблица 3.5 – оцененные величины параметров треков короткопробежных частиц, наблюдавшихся в различных фазах травления (**рисунок 3.10**).

	Время травления T, час	2	4	6
α-частица, E_α = 2,75 МэВ	Ср. знач. $V(D,d,l,r)$	5,67	6,61	-
	$L_r(D,d,l,r)$, мкм	9,05	9,78	8,96
Вторичная частица космического происхождения	Ср. знач. $V(D,d,l,r)$	5,09	5,21	-
	$L_r(D,d,l,r)$, мкм	10,63	11,72	11,52

По данным **таблицы 3.5** видно, что применение расширенного метода обработки данных для треков на третьей стадии травления, хотя и не даёт информации о скорости травления, тем не менее, позволяет оценить

величину пробега частицы, значение которой хорошо согласуется с результатами, получаемыми для трека той же частицы во второй фазе развития.

Применение метода $L_r(D,d,l,r)$ для определения величины пробега частицы в материале детектора, трек которой наблюдается в сильно перетравленной стадии развития, может носить лишь оценочный характер. Было проведено дополнительное исследование возможности применения этого подхода для оценки пробегов α-частиц с энергией 2,75 МэВ и углами вхождения θ = 58° и 66° с использованием эмпирической функции [**53**]. Моделирование было выполнено для времен травления 6, 8, 10, 12 и 14 часов, обеспечивающих формирование трека в третьей «сильно перетравленной» фазе. Величины $L_r(D,d,l,r)$, оцененные для этих треков в предположении $l = D$ и $d = 2 \cdot r$, представлены на **рисунке 3.11** в зависимости от параметра H_0 / sin θ.

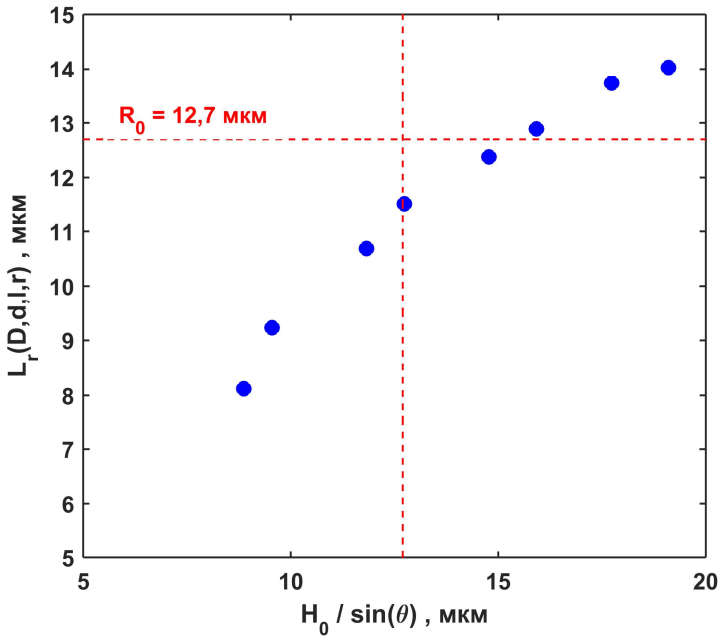


Рисунок 3.11 – Значения пробегов $L_r(D,d,l,r)$ в зависимости от параметра H_0 / sin θ, оцененные для модельных треков α-частиц в третьей фазе развития в предположении: $l = D$ и $d = 2 \cdot r$. Прямые линии отвечают истинному значению пробега частицы в материале детектора.

Анализируя данные **рисунка 3.11,** можно сделать предположение о том, что данный подход может применяться для оценки величины пробега частиц, треки которых наблюдаются в третьей фазе развития. Оцененное таким способом значение может наилучшим образом соответствовать истинному значению пробега частицы, если выполняется соотношение $R_0 \approx H_0 / \sin\theta$, при этом точность подобной оценки будет составлять порядка 10 %.

На **рисунке 3.12** в качестве иллюстрации представлены распределения скоростей травления V по глубине в детекторе для α-частиц с энергией E_α = 5,15 МэВ в случае, когда частица приходит в детектор извне; и с $E_\alpha \approx$ 5,7 МэВ в случае, когда частица рождается внутри детектора на глубине ~ 25 мкм от начальной поверхности и вылетает наружу. Вертикальные линии соответствуют поверхностям детектора после 2, 4, 6, 7, 8, 9 и 10 часов травления.

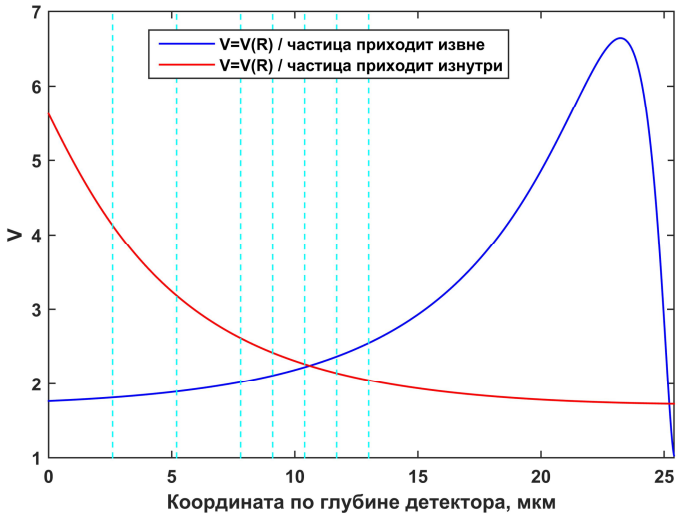


Рисунок 3.12 – Распределение скоростей травления по глубине детектора для треков α-частиц: с энергией E_α = 5,15 МэВ в случае, когда частица приходит в детектор извне; и с энергией $E_\alpha \approx$ 5,7 МэВ в случае, когда частица рождается внутри детектора на глубине ~ 25 мкм от начальной поверхности и вылетает наружу. В обоих случаях частицы движутся под углом θ = 58° к начальной поверхности детектора. Вертикальные линии соответствуют поверхностям детектора после 2, 4, 6, 7, 8, 9 и 10 часов травления.

Как видно из **рисунка 3.12**, скрытый трек частицы, вылетающей из объема детектора, в процессе травления характеризуется наличием пика Брэгга с резким «убыванием» скорости V (примерно в 3 раза) в приповерхностном слое детектора. Аналогичный участок скрытого трека частицы, приходящей в детектор извне характеризуется плавным «ростом» V (увеличивается не более чем на 30 %).

На **рисунке 3.13** сравниваются результаты расчетов значений $V(D,d,H_0)$, $V(D,d,l)$ и $< V(R) >$, полученных для случая, когда α-частица с энергией $E_\alpha \approx 5{,}7$ МэВ рождается внутри детектора на глубине ~ 25 мкм от начальной поверхности и вылетает наружу. Аналогичные данные, ранее представленные на **рисунке 3.8** для α-частицы с энергией $E_\alpha = 5{,}15$ МэВ, приходящей в детектор извне, приводятся для наглядности.

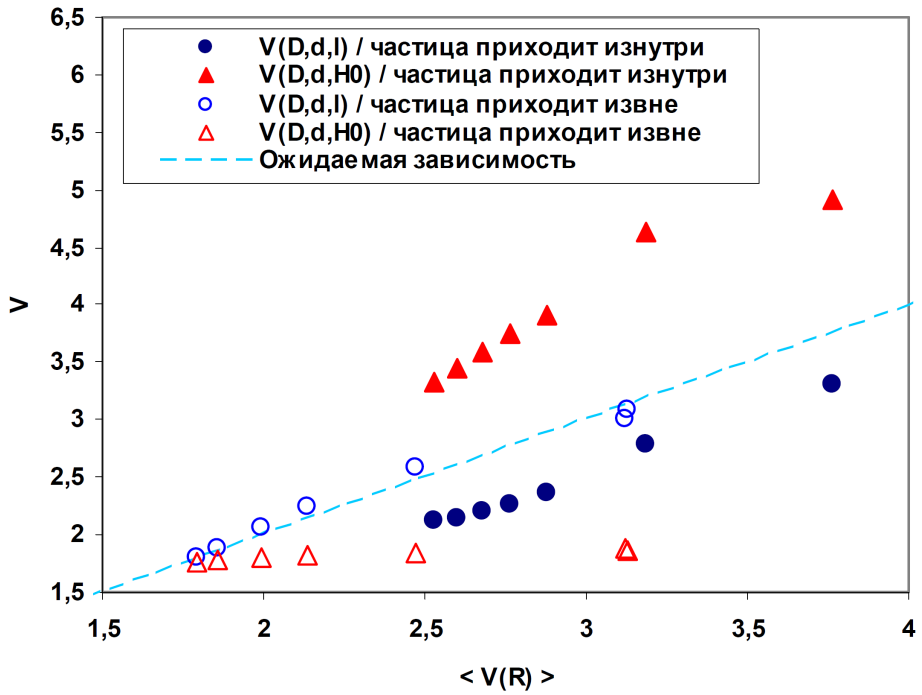


Рисунок 3.13 – Значения скоростей травления $V(D,d,l)$, $V(D,d,H_0)$, $< V(R) >$, рассчитанные для модельных треков α-частиц:
с энергией $E_\alpha = 5{,}15$ МэВ когда частица приходит в детектор извне;
с энергией $E_\alpha \approx 5{,}7$ МэВ рождается внутри детектора на глубине ~ 25 мкм от начальной поверхности и вылетает наружу. Сплошная линия отвечает условию полного совпадения значений: $V(D,d,l,r) = V(D,d,H_0) = < V(R) >$.

В отличие от случая, когда скорость V «увеличивается» вдоль траектории частицы, для случая резко «уменьшающейся» относительной скорости травления, расчетные величины $V(D,d,H_0)$ превышают $V(D,d,l)$. При этом, наилучшим образом также соответствуют друг другу значения $V(D,d,l)$ и $< V(R) >$, однако, в отличие от случая «увеличивающейся» скорости V, условие полного совпадения $V(D,d,l) = < V(R) >$ уже не выполняется. Данное расхождение может быть объяснено несоответствием формы трека конической на начальных этапах травления. Следует особенно отметить, что рассмотренный пример носит специфический характер и был выбран для исследования возможности применимости метода $V(D,d,l)$ в различных условиях. На практике частицы, вылетающие из объема детектора, большая часть пика Брега которых будет укладываться в толщине стравленного слоя, могут встречаться крайне редко.

Выводы к главе 3

На основании полученных результатов можно сформулировать следующие выводы:

1. В измерениях чувствительности можно использовать различные методы сканирования треков и обработки данных, которые основаны на единой модели развития трека. Однако, результаты, полученные различными способами, не могут быть рассмотрены как полностью соответствующие друг другу даже для треков конической формы, развитие которых начинается с начальной поверхности детектора с постоянной скоростью травления. Результаты более хорошо согласуются друг с другом в области малых значений $V < 5$. С практической точки зрения наблюдаемое расхождение означает необходимость проводить калибровки для каждого метода отдельно.
2. Методы $V(D,d,h)$ и $V(D,d,l)$ дают близкие значения V во всем диапазоне измерений. Упрощенный метод $V(D,d,H_0)$ дает надежные результаты лишь в области $V < 4$. В области больших значений V этот метод занижает результаты в связи с недостаточно высокой точностью измерений. Разница становится наиболее заметной в области $V >$ 8-10. В этом диапазоне измерение только лишь диаметров входного эллипса трека D и d не является достаточным для полного описания геометрии трека.
3. Измерения проекции трека l и глубины погружения h позволяют оценивать толщину стравленного слоя H (или, другими словами, глубину, на которой началось формирование трека). Однако, необходимо аккуратно пользоваться этими результатами, поскольку они всегда занижены и $H < H_0$. Тем не менее, такой подход может быть крайне полезен при измерении треков вторичных частиц, образованных внутри детектора.
4. В случае переменной вдоль траектории V упрощенный метод $V(D,d,H_0)$ дает разумные результаты только в области $V < 1{,}5$. Результаты, полученные методом $V(D,d,l)$, могут рассматриваться как усредненные

вдоль травимой длины трека (или пробега, в случае, когда трек наблюдается во второй фазе), и практически полностью совпадают со средними значениями скорости травления < $V(R)$ >.

5. Для треков остановившихся частиц, наблюдающихся во второй и даже третьей фазе травления, метод $V(D,d,l,r)$ позволяет оценить величину пробега в материале детектора. Полученные в треках α-частиц и протонов величины пробегов находятся в разумном согласии с их табличными значениями.
6. Полученные результаты не дают определенного указания на наилучший из рассмотренных методов, поэтому выбор подхода зависит от конкретной решаемой задачи. Например, в измерениях треков космического излучения можно использовать все методы в зависимости от типа и конфигурации конкретного трека. Например, когда частица падает на детектор практически под прямым углом ($\theta \sim 90°$) измерение проекции трека l и его глубины h может быть весьма затруднительным. В таком случае достаточно использовать упрощенный подход $V(D,d,H_0)$, по крайней мере, в области малых значений V. Наоборот, в треках сильноионизирующих частиц с наклонным падением целесообразно измерять проекцию l и погружение h. Последние замечания касаются не только параметра чувствительности V, но и других регистрационных параметров, таких как, например, критический угол θ_c (зависит от V).

4 Метод раздельного измерения первичного и вторичного компонента космического излучения

4.1 Способы измерения спектров ЛПЭ и их возможности

В настоящее время разработано несколько способов измерения спектров ЛПЭ на борту КА. Наиболее распространенными из них являются подходы, предложенные специалистами *MTA EK* (г. Будапешт, Венгрия) [**95**] и *NIRS-QST* (г. Чиба, Япония) [**120**].

Оба подхода основаны на применении одно- или двух-стадийного травления ТТД. Сканирование детекторов и последующая обработка данных выполняются в полуавтоматическом режиме с использованием специализированного ПМО типа «Saline» (*MTA EK*), «ImageJ», или «PitFit» от SEIKO® Precision Inc. При этом, для определения параметра V каждого отдельного трека применяется наиболее простой «классический» способ **(3.3)**, требующий измерения больших D и малых d осей входного эллипса трека и толщины стравленного слоя H_0. При измерении спектров ЛПЭ по методу *MTA EK* [**95**], используются объективы с оптическим увеличением не более 20^X и частично отсеиваются треки размерами менее 2 мкм. В методе *NIRS-QST* [**120**], при использовании оптики с аналогичными характеристиками, удается улучшить оценку потока вблизи порога регистрации ТТД за счет применения более совершенного ПМО распознавания оптических образов.

Метод *MTA EK*, реализованный в ПМО «Saline» (v. 4.0.0.3), кроме того, при обработке наклонных треков с ЛПЭ > 100 кэВ/мкм в отдельных случаях допускает определение величины V альтернативным способом с использованием соотношения: $V = L / H_0$, где травимая длина трека L вычисляется с использованием параметров D, l и h. Данный алгоритм нахождения V, описанный и исследованный автором в работе [**78**], принципиально отличается от ранее описанных в **главе 3** методов *V(D,d,h)* и *V(D,d,l)*, поскольку предполагает известной величину $H_0 = V_B \cdot t$. Кроме того,

в методе *MTA EK* [**95**] для перевода величин V, вычисленных различными способами, в величины ЛПЭ используется одна и та же калибровочная функция [**112**]. Как отмечалось в работах автора [**78**] и позже в [**62**, **63**], различные алгоритмы нахождения V ввиду расхождения получаемых результатов требуют раздельные калибровки.

Еще одним отличием двух рассматриваемых подходов является использование разных интервалов разбиения диапазона ЛПЭ. Метод *MTA EK* [**95**] подразумевает использование равномерного разбиения на сравнительно узкие интервалы шириной в 5 кэВ/мкм, в то время как в методе *NIRS-QST* [**70**] применяется неравномерное разбиение диапазона ЛПЭ на интервалы с постепенно увеличивающейся шириной. Как отмечалось ранее в **п. 2.1.3**, последний вариант является наиболее предпочтительным с точки зрения минимизации влияния источников погрешности при определении величин потоков и ЛПЭ.

В случае двух-стадийного травления поток частиц определяется как максимальное значение из двух результатов в каждом интервале ЛПЭ, полученных после каждого травления. Результирующий спектр ЛПЭ, рассчитанный в соответствии с алгоритмом [**95**], используется совместно с данными ТЛД для нахождения суммарных поглощенной и эквивалентной доз [**50**]. Метод *MTA EK* в этом случае подразумевает использование различных калибровочных функций [**112**]. Используя эти функции для трека частицы с неизменным вдоль траектории параметром V = 1,05, восстановленные величины ЛПЭ после 6 и 15 часов травления составили бы ~ 12 и 18,5 кэВ/мкм (H_2O) соответственно, при этом расхождение полученных значений ЛПЭ составляет более одного интервала. Для трека с V = 1,1 восстановленные величины ЛПЭ составляют 18,4 и ~ 23 кэВ/мкм соответственно, а для треков с V = 1,5 составляют 63,1 и 59,8 кэВ/мкм соответственно. Эта проверка показывает, что при определении в двух-стадийном травлении величины ЛПЭ в треках с малыми скоростями травления V (вблизи порога регистрации) по [**112**], будут наблюдаться

расхождения, не компенсируемые выбором ширины разбиения диапазона ЛПЭ.

Подавляющее большинство американских [**21**], европейских [**14**, **16**, **64**] и азиатских [**70**, **124**] исследовательских групп при измерениях спектров ЛПЭ на борту КА пользуются методом, аналогичному методу *NIRS-QST* [**70**].

Для сравнения этих подходов было проведено демонстрационное измерение спектров ЛПЭ на борту КА «БИОН-М» №1 [**6**], выполненное тремя различными группами.

Группа *UJF AVCR* использовала метод, предложенный *NIRS-QST*. В данном случае использовались детекторы марки TD-1 «HARZLAS» (Nagase Landauer Ltd., Япония) и одно-стадийное длительное травление, обеспечившее стравливание ~ 20 мкм слоя детектора.

Группа *MTA EK* использовала свою собственную методику [**95**], особенности которой изложены выше. Для измерений использовались детекторы марки «TASTRAK» (Track Analysis Systems Co. Ltd., г. Бристоль, Великобритания) и двух-стадийное травление, обеспечившее стравливание ~ 8 и 20 мкм слоя детектора.

Автор использовал модифицированную методику *MTA EK*. В частности при обработке наклонных треков с ЛПЭ > ~100 кэВ/мкм величина V определялась с использованием параметров D, l и h с использованием отдельной калибровочной функции [**78**]. Кроме того, при построении спектров ЛПЭ использовались неравномерные интервалы разбиения. Для измерений использовались детекторы марки «TASTRAK» (Track Analysis Systems Co. Ltd., г. Бристоль, Великобритания) и двух-стадийное травление, обеспечившее стравливание ~ 8 и 20 мкм слоя детектора.

На **рисунке 4.1** приводятся результаты сравнения спектров ЛПЭ на борту КА «БИОН-М» №1, полученные автором [**2**, **4**] и научными группами *MTA EK* [**110**] и *UJF AVCR* [**14**]. В этих измерениях учитывались только треки длиннопробежных первичных частиц.

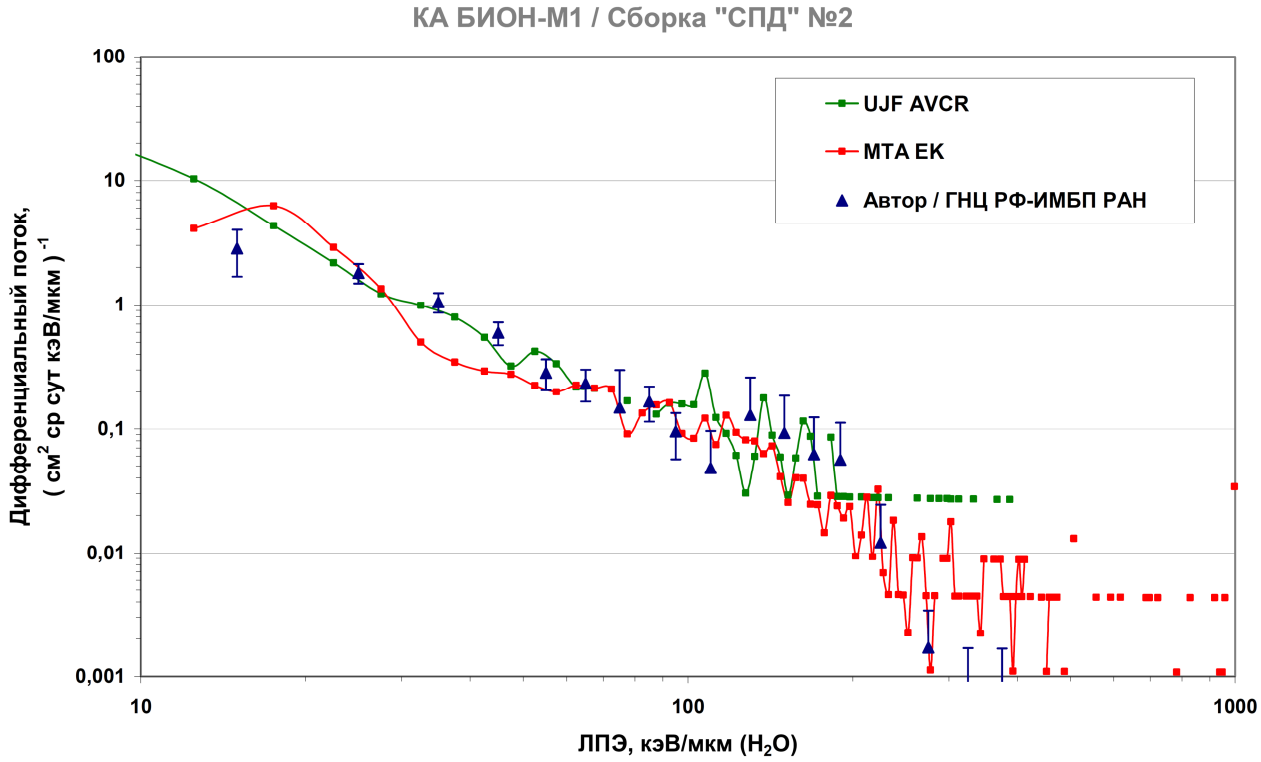


Рисунок 4.1 – Дифференциальные спектры ЛПЭ, измеренные в сборке СПД-2 на борту КА «БИОН-М» №1 научной группой *UJF AVCR* [14], *MTA EK* [110] и автором [2, 4].

Как видно из **рисунка 4.1**, в пределах погрешности измерений наблюдается разумное согласие потоковых величин в области ЛПЭ от 15 до 200 кэВ/мкм (H_2O), что обеспечивается использованием «классического» подхода **(3.3)**. В области больших ЛПЭ наблюдаются некоторые расхождения, которые связаны, прежде всего, с различной статистикой и ограниченностью «классического» подхода (**п. 3.2.1**).

Рассмотренные до настоящего времени способы измерения ЛПЭ спектров, хотя и дают воспроизводимые результаты [101], которые могут описываться распространенными моделями космического излучения в диапазоне ЛПЭ от 50 до 1500 кэВ/мкм (H_2O) [60], но, тем не менее, являются малоинформативными ввиду отсутствия данных о вкладе вторичных заряженных частиц, треки которых пропускаются или не могут быть распознаны как вторичные во время сканирования и обработки данных.

Несмотря на очевидные преимущества и простоту, «классический» метод **(3.3)** не может считаться достаточно надежным при измерении треков космических частиц различного происхождения в широком диапазоне энергий и ЛПЭ. Предпочтительные условия, когда данный метод может быть применен, ограничены относительно короткими временами травления t, углами падения θ, близкими к нормальным (90°), и постоянными вдоль траектории частицы значениям чувствительности V [**56**]. На самом деле, эти условия выполняются только для ограниченного количества космических частиц. В то же время, значительное число событий может относится к короткопробежным частицам вторичного происхождения, для которых: остаточные пробеги характеризуются близостью к пику Брэгга; их треки, как правило, находятся во второй фазе травления; параметр V меняется вдоль трека частицы. Все эти события не могут быть надлежащим образом описаны только измерением двух осей входного эллипса трека. Такие события должны быть проигнорированы при сканировании треков в рамках классического метода, в противном случае учет таких событий приводит к неопределенности измеренной величины ЛПЭ.

Дозиметрические измерения, выполненные на борту различных космических аппаратов на низкой околоземной орбите, свидетельствуют о значительном вкладе вторичного излучения в суммарную эквивалентную дозу [**23**]. Вторичные частицы, создаваемые во время космического полета в актах ядерных взаимодействий под действием высокоэнергетических первичных частиц (в основном протонов), могут обладать значительной радиобиологической эффективностью. В состав этого компонента космического излучения входят в основном тяжело-заряженные короткопробежные частицы и нейтроны различной энергии. Генерация вторичных частиц зависит от различных факторов: расположения на борту, условий экранирования и распределения локальных масс. Поэтому, их регистрация, как правило, сложнее по сравнению с первичными частицами [**77**].

Твердотельные трековые детекторы могут быть использованы для регистрации короткопробежных частиц, возникающих в объеме детектора за счет ядерных взаимодействий [77]. Эти события можно однозначно отнести к вторичным, в отличие от «первичных» частиц, которые приходят в детектор извне. Важно отметить, что в состав этих «первичных» частиц входят и вторичные, которые могут образовываться как в корпусе космического аппарата, так и в элементах интерьера. Однако, эти компоненты «первичного» излучения вряд ли можно отличить друг от друга с помощью доступных на сегодняшний день инструментов. По этой причине все они могут рассматриваться как «первичные» по отношению к детектору. Что касается «вторичных», то они рождаются в актах фрагментации одних и тех же легких ядер *C* и *O* в составе детектора или биологической ткани. Именно поэтому становится возможным оценить поток вторичных частиц в ткане-эквивалентных материалах путем измерения их детектором типа CR-39™.

Усовершенствование способа отбора треков вблизи порога регистрации было выполнено путем использования объективов с большим оптическим увеличением (до 40^{X}) и реализации методов сканирования треков, описанных в **главе 3**. Так, на **рисунке 4.2** представлены результаты сравнения спектров ЛПЭ, измеренных в одних и тех же точках на борту РС МКС автором и научной группой *MTA EK* [108]. Группа *MTA EK* учитывала только треки длиннопробежных частиц и проводила анализ по своей методике [95]. Однако, автор, в отличие от ранее рассмотренного случая, использовал одно-стадийное травление (6 часов), а при обработке наклонных треков с ЛПЭ > ~100 кэВ/мкм величина *V* определялась с использованием параметров *D*, *d* и *l* [62]. При этом, автор выполнил сканирование всех наблюдаемых в детекторе событий (в том числе, относящихся предположительно к трекам вторичных частиц), а также отдельное сканирование всей поверхности детекторов с целью дополнительного измерения треков тяжелых ядер ГКЛ, с большими величинами ЛПЭ.

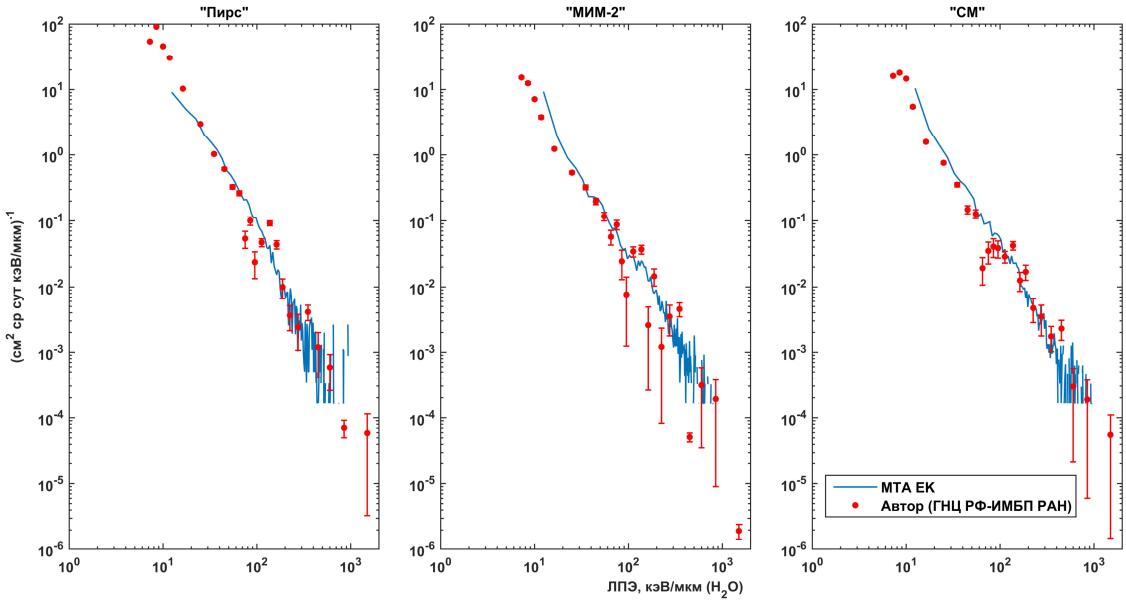


Рисунок 4.2 – Сравнение дифференциальных спектров ЛПЭ, измеренных на борту РС МКС научной группой *MTA EK* и автором. Предварительные результаты опубликованы в соавторстве в работе [**108**].

Экспериментальные данные, полученные двумя различными способами, демонстрируют согласие в пределах погрешности только в диапазоне 30-1000 кэВ/мкм (H_2O).

С одной стороны, разница в спектрах в области ЛПЭ < 30 кэВ/мкм (H_2O) может быть обусловлена тем, что примененное автором сравнительно короткое травление не может в полной мере обеспечить идентификацию всех треков частиц с ЛПЭ вблизи порога регистрации. С другой стороны, далее будет показано, что одно-стадийное травление может обеспечить хорошее согласие спектральных данных вблизи порога регистрации вне зависимости от времени травления и марки ТТД, если сканирование детекторов выполняется при достаточно большом увеличении [**61**]. В то же время, вероятность ошибки определения ЛПЭ частиц вблизи порога регистрации [**93**] была уменьшена на счет использования автором неравномерных интервалов ЛПЭ. Таким образом, наблюдаемые различия в спектрах в области ЛПЭ < 30 кэВ/мкм (H_2O) могут быть обусловлены в первую очередь

неопределенностью калибровочных функций, использовавшихся в методе *MTA EK* для обработки данных двух-стадийного травления (что уже обсуждалось ранее). Сравнение дозовых величин, оцененных по данным **рисунка 4.2** с использованием данных ТЛД (в соответствии с **п. 2.7**), продемонстрировало различие в ~ 15 % для суммарной поглощенной дозы и 8-18 % для суммарной эквивалентной дозы [**108**]. Эта разница (в основном, в части эквивалентной дозы) может быть отнесена на счет вторичных короткопробежных частиц и тяжелых ядер ГКЛ с ЛПЭ > 800 кэВ/мкм (H_2O).

Ввиду предположительно большого вклада вторичного излучения в суммарные потоки и дозы, дальнейшие усилия были направлены на разработку методики раздельного измерения вторичного компонента КИ, который фактически игнорируется в методе *MTA EK* [**95**], или анализируется с применением некорректного в данном случае «классического» подхода в работах [**13**, **23**, **24**, **96**].

4.2 Обеспечение условий для выделения вторичных частиц, образующихся в объеме ТТД, по результатам анализа их пробегов

На **рисунке 4.3(а)** показаны распределения останавливающихся вторичных частиц по величинам пробегов $L_r(D,d,l,r)$, полученные для шести сборок СПД (серия А12) в рамках КЭ «МАТРЕШКА-Р» на борту МКС [**59**]. Детекторы внутри сборок СПД находились в условиях одинаковой локальной защиты. По данным работы [**64**] сами сборки СПД находились в условиях примерно одинаковых распределений локальных масс. При анализе событий учитывались все перетравленные треки, наблюдавшиеся как во второй, так и в третьей стадии травления.

В качестве иллюстрации «эффекта локальной защиты» на **рисунке 4.3(б)** представлены аналогичные распределения, полученные в сборке СПД А121, где дополнительно размещались детекторы, поверхности которых были закрыты различными материалами – еще одним ТТД марки «TASTRAK» толщиной 1 мм и тонкой свинцовой фольгой.

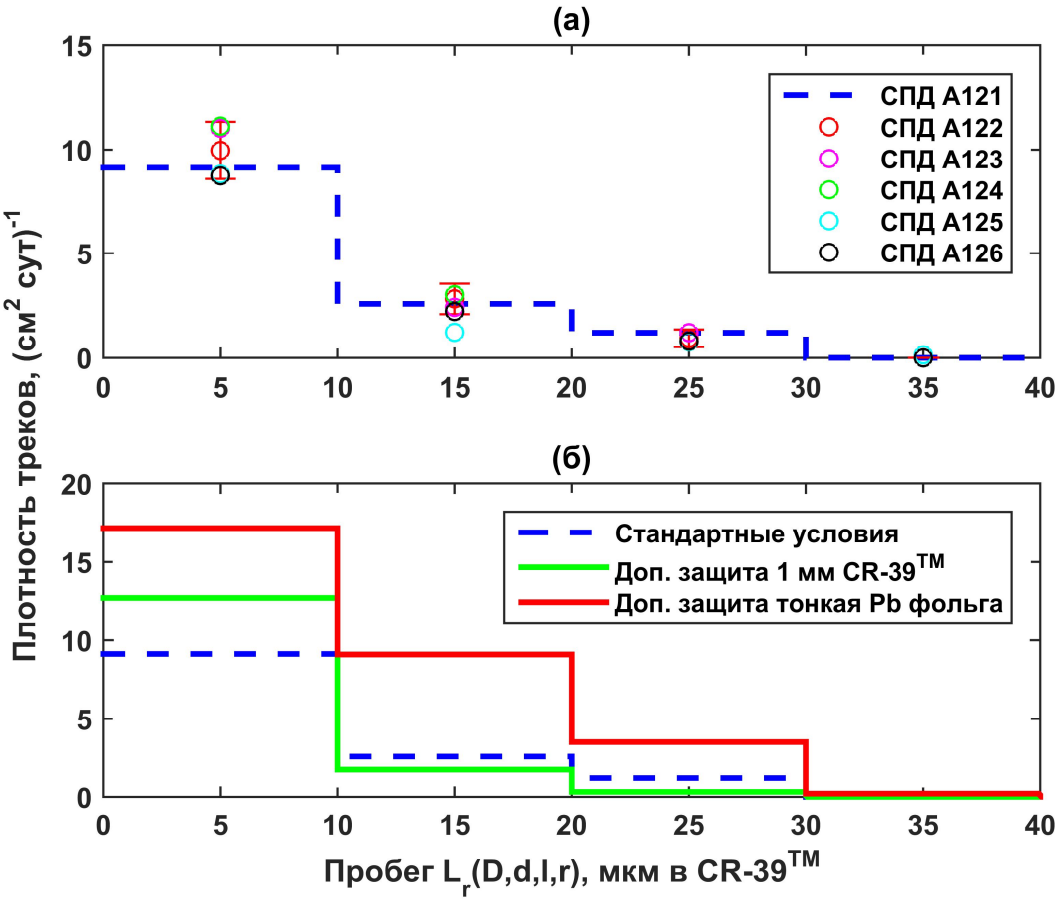


Рисунок 4.3 – Распределения вторичных частиц по пробегам, измеренным для треков во второй и третьей фазах травления методом $L_r(D,d,l,r)$:
(а) в шести сборках СПД серии А12 КЭ «МАТРЕШКА-Р», находившихся в примерно одинаковых условиях защиты;
(б) в одной сборке СПД А121 условиях различной локальной защиты.
«*Стандартные условия*», подразумевающие использование в качестве локальной защиты ТТД двух-трех слоев бумаги офисной А-80 ГОСТ Р 57641-2017, применялись ко всем сборкам СПД.

Как следует из **рисунка 4.3**, значения пробегов вторичных частиц в материале детектора не превышает 30-40 мкм, что хорошо согласуется с оценками, представленными в работе специалистов *NIRS-QST* [75]. Измеренные значения плотностей треков, принадлежащим вторичным частицам, совпадают в пределах погрешности для всех сборок СПД на борту РС МКС. Величины относительных погрешностей для частиц с пробегами

менее 10 мкм составили примерно 15 %, с пробегами от 10 до 20 мкм – примерно 30 %, а для частиц с пробегами более 20 мкм – достигли 40 %.

Дополнительная защита в виде еще оного детектора «TASTRAK», по сути имитирующая стравливание толстого слоя ТТД, обеспечивает увеличение плотности частиц с пробегами менее 10 мкм примерно на 30 %. Экранирование же детектора тонким слоем свинцовой фольги вызвало увеличение плотности частиц с пробегами менее 30 мкм в 1,7-5 раз.

Пробеги вторичных заряженных частиц, рождающихся как в различных материалах локальной защиты, так и в самом ТТД на различной его глубине, не превышают 30 мкм. Наблюдаемые плотности треков с пробегами от 10 до 30 мкм в материале CR-39™ на различной его глубине (**рисунок 4.3(б)**) остается практически постоянной. Полученные данные свидетельствует о том, что для достаточно надежного выделения вторичных частиц, образовавшихся внутри ТТД, достаточно выполнения следующих условий:

а) использования в качестве локальной защиты легких материалов (бумага или пластик);

б) вытравливания поверхностного слоя толщиной ~ 10 мкм;

в) исключения при сканировании сильно перетравленных треков (наблюдающихся в третьей стадии развития).

Эти условия строго соблюдались во всех экспериментах на борту КА «ФОТОН-М4» и МКС.

4.3 Упрощенный метод выделения вторичного компонента КИ при одностадийном травлении ТТД

4.3.1 Классификация событий, наблюдаемых в детекторе

В результате наблюдения большого числа событий в детекторах ТТД марки «TASTRAK» (TASL Co Ltd., Бристоль, Великобритания), экспонировавшихся на борту КА «БИОН-М» №1 [**2**, **4**], «ФОТОН-М» №4 [**61**]

и МКС [60] была разработана и предложена в публикации [61] практическая классификация треков космических частиц различного происхождения.

На **рисунке 4.4** представлены изображения треков космических частиц в различных стадиях травления. Все треки получены при идентичных условиях травления (**п. 2.1.4**). Микрофотографии сделаны с одинаковым оптическим увеличением и сопоставлены на одном рисунке для сравнения. Дополнительные пояснения приводятся далее.

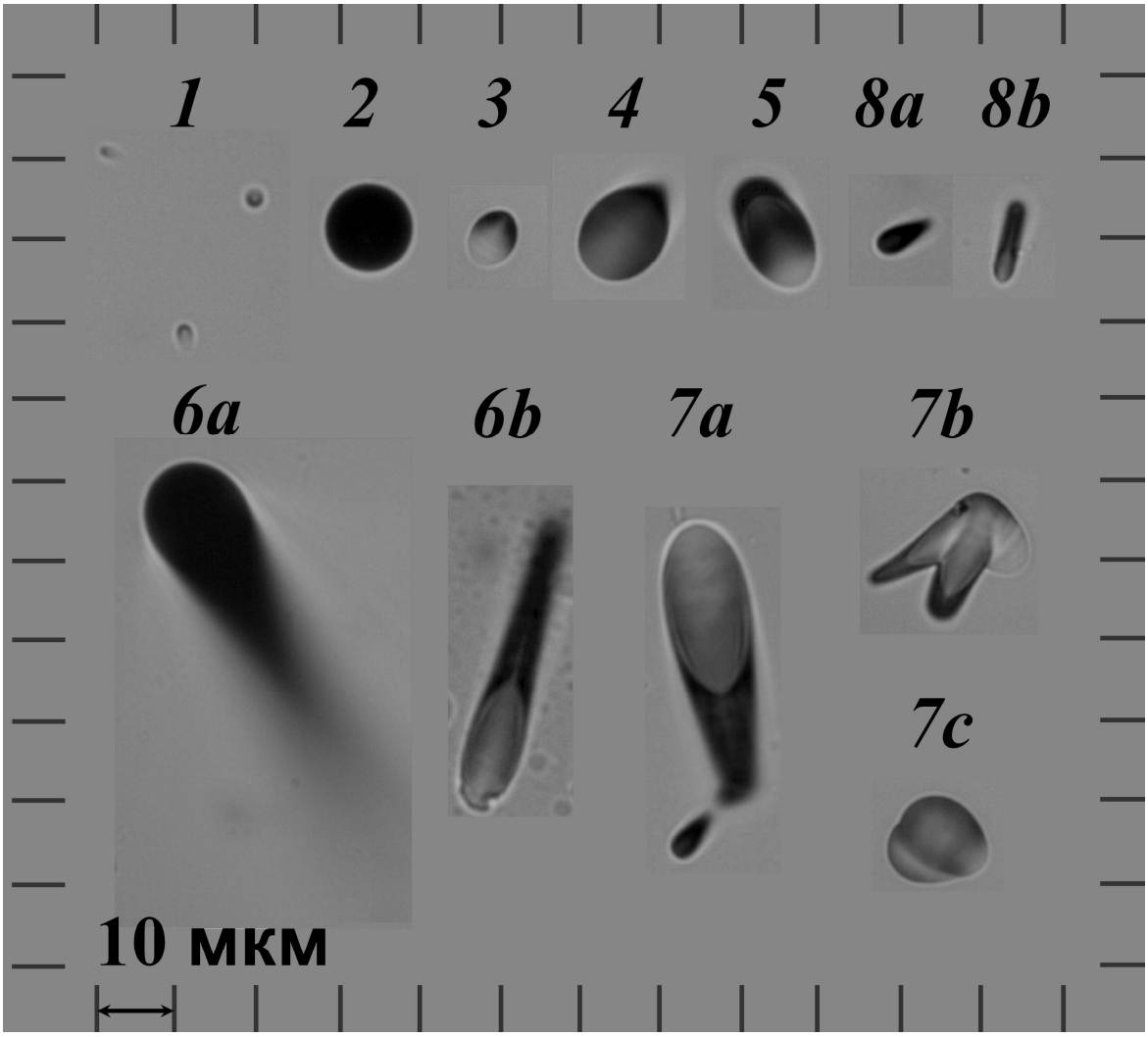


Рисунок 4.4 – Микрофотографии типичных событий, наблюдаемых в ТТД типа CR-39™ марки «TASTRAK» после облучения на околоземной орбите.

а) ***Событие 1***: Треки длиннопробежных частиц, предположительно протонов с энергией в диапазоне 2 – 7 МэВ, с чувствительностью $V < 1{,}1$. Могут наблюдаться только треки с углами падения $\theta > 65°$.

б) ***Событие 2***: Трек длиннопробежной частицы (вероятно ион ^4He) с ЛПЭ в диапазоне 50 – 120 кэВ/мкм (H_2O) с углом падения близким к нормальному $\theta \sim 90°$.

в) ***Событие 3***: Событие подобно событию ***2*** с той лишь разницей, что угол падения $\theta < 90°$. Длина полной проекции трека на поверхность детектора меньше большого диаметра $l < D$.

г) ***Событие 4***: Наклонный трек длиннопробежной частицы с ЛПЭ в районе 70 – 250 кэВ/ мкм (H_2O). Трек находится в первой (конической) фазе травления (**рисунок 3.1**).

д) ***Событие 5***: Наклонный трек короткопробежной частицы с ЛПЭ в области 70 – 250 кэВ/ мкм (H_2O). Трек находится во второй фазе развития (так называемый перетравленный трек). Остаточный пробег такой частицы, как правило, составляет не более 20 – 30 мкм в материале CR-39™.

е) ***События 6a и 6b***: Косые треки тяжелых ядер высоких энергий с ЛПЭ > 200 кэВ/мкм (H_2O) (вероятнее всего из состава ГКЛ, в английской литературе такие события часто приписывают так называемым HZE-частицами). Трек ***6a*** находится в первой фазе травления; трек ***6b*** находится во второй фазе и имеет остаточный пробег вплоть до нескольких сотен мкм в материале CR-39™.

ж) ***Событие 7a***: Треки вторичных частиц на разных стадиях развития, образованных в реакции ядерной фрагментации (так называемая «звезда»). Трек сверху выглядит короче и менее развитым по сравнению с нижним, вероятно из-за задержки в травлении. Это обстоятельство следует принимать во внимание при обработке данных.

з) ***Событие 7b***: Треки короткопробежных ядерных фрагментов вблизи пика Брэгга в различных фазах развития.

и) ***Событие 7c***: Сильно перетравленные округлые треки ядерных фрагментов (как правило, исключаются из рассмотрения в связи с непригодностью для измерения параметра *V*). Предположительно, две частицы с остаточными пробегами менее, чем $V_B \cdot t$ были образованы в результате ядерной реакции в стравленном слое ТТД.

к) ***Событие 8a***: Отдельный трек ядерного фрагмента в первой фазе травления (**рисунок 3.7**).. Частица была образована внутри детектора. Трек слабо развит по сравнению с треками типов ***1*** – ***6***. Время травления трека $t < H_0 / V_B$, где H_0 – толщина стравленного слоя, V_B – это скорость травления необлученного материала.

л) ***Событие 8b***: Трек подобен предыдущему, однако, находится во второй фазе травления (**рисунок 3.7**).

Относительное число каждого типа событий, наблюдаемых в ТТД, экспонировавшемся внутри КА «ФОТОН-М» №4 приведено в **таблице 4.1**. Все события, аналогичные приведенным в таблице, были проанализированы и измерены различными способами.

Таблица 4.1 **-** Доля треков каждого типа (**рисунок 4.4**) от всех событий за исключением типа ***7c***.

Тип трека	***1***	***2***	***3***	***4***	***5***	***6a*** и ***6b***	***7a*** и ***7b***	***8a*** и ***8b***
Относительное количество, %	41,8	9,4	14,8	14,3	7,6	0,9	9,4	1,8

Кроме того, в процессе сканирования было обнаружено некоторое количество треков в третьей (сильно перетравленные) фазе травления, однако вклад таких событий составил менее 10 %. Подобные события были исключены из рассмотрения из-за сложной интерпретации их геометрической параметров и в соответствии с рекомендациями **п. 4.2**.

4.3.2 Постановка эксперимента

Подходы, описанные ранее в **Главе 3**, применялись для анализа и оценки событий, зарегистрированных в космическом эксперименте «БИОРАДИАЦИЯ-Ф» на борту КА «ФОТОН-М» №4 с помощью двух типов ТТД: «TASTRAK» (TASL Co. Ltd., Бристоль, Великобритания) и TD-1 «HARZLAS» (Fukuvi Chemical Industry Co. Ltd., Япония).

Российский возвращаемый научно-технологический спутник «ФОТОН-М» №4 был запущен 19 июля 2014 года, полет с орбитальными параметрами: геоцентрическая околоземная орбита, перигей – 252 км, апогей – 531 км, наклонение – 64,88°, завершился 1 сентября 2014 года, продолжительность полета составила 45 суток [**61**]. ТТД были расположены в нескольких сборках пассивных детекторов (СПД) в приблизительно одинаковых условиях по защищенности, на внешней поверхности КА в контейнере КНА располагалась сборка «БРАДОЗ», внутри которой также размещались ТТД, подробности представлены в докладе [**99**] и работе [**109**].

ТТД «TASTRAK» травились в 6 N растворе *NaOH* при температуре 70° С в течение 6 ч (**п. 2.1.4**). Скорость травления необлученного материала для заданных условий составляет 1,35±0,06 мкм/ч [**78**]. Сканирование треков выполнялось вручную на оптическом микроскопе Carl Zeiss® AxioScope.A1 с общим увеличением 100^X-1000^X, оснащенным 5-мегапиксельной цифровой камерой с помощью ПМО «Carl Zeiss® Zen Lite 2011 (Blue Edition)» [**35**]. Все идентифицированные треки были отнесены к тому или иному виду событий, согласно классификации, приведенной на **рисунке 4.4**. Алгоритм $V(D,d,H_0)$ был применен для каждого трека, алгоритм $V(D,d,l)$ использовался для тех треков, для которых было возможным измерить параметр l (параметр r дополнительно измерялся для треков типа ***5***, ***6b***, ***8b*** и частично *7*). Доля таких событий составила ~ 25% от общего количества (**таблица 4.1**) .

Детекторы TD-1 «HARZLAS» травились в растворе 7 N *NaOH* при температуре 70° С в течении 8 ч. Скорость травления необлученного материала для заданных условий составляет 1,94±0,01 мкм/ч [**71**]. Треки

измерялись с помощью микроскопа-томографа HSP-1000 с 20^X объективом (что соответствует пространственному разрешению 0,35 мкм/пиксель). Размер и положение изображаемых треков были проанализированы с помощью ПМО «PitFit» с применением алгоритма $V(D,d,H_0)$ [**120**]. Во внимание принимались только треки длиннопробежных частиц (События ***1-4***, ***6a*** и частично ***6b*** на **рисунке 4.4**). Детекторы TD-1 были обработаны специалистами *NIRS-QST*, данные были предоставлены автору для международного сличения результатов измерений на КА «ФОТОН-М» №4 в рамках Меморандума о научно-техническом сотрудничестве между *NIRS-QST* и *ГНЦ РФ-ИМБП РАН* и опубликованы в соавторстве в работе [**61**].

Все обнаруженные в процессе ручного сканирования события были условно разделены на две большие группы: треки длиннопробежных частиц (События ***1***, ***2***, ***3***, ***4*** и ***6a*** на **рисунке 4.4**) и треки короткопробежных частиц (События ***5***, ***6b***, ***8a*** и ***8b*** на **рисунке 4.4**), в том числе продуктов ядерных реакций (События ***7a*** и ***7b*** на **рисунке 4.4**). События первой группы могут рассматриваться, предположительно вызываемыми первичными частицами, а второй группы – вторичного тяжело-ядерного компонента космического излучения, образованного в основном объеме детектора. Моного-трековые события («звезды»), аналогичные ***7b*** (**рисунок 4.4**), интерпретировались в зависимости от их конфигурации. Все доступные к измерению параметры были получены отдельно для каждого измеримого трека. Остальные треки (непригодные для измерения) были расценены аналогичными тем, которые были измерены, при этом им были приписаны такие же характеристики (V, ЛПЭ). Также были обнаружены группы из много-трековых событий полностью неподходящими для измерения (***7c*** на **рисунке 4.4**), которые были исключены из рассмотрения. Число таких событий составило менее 10 % от общего количества наблюдаемых фрагментаций. Все данные были в конечном счете преобразованы в дифференциальные спектры ЛПЭ для их

дальнейшего анализа и сравнения. Обработка данных ТТД осуществилась программе, специально разработанной автором в среде MatLab® [**3**, **60**].

4.3.3 Результаты измерений

На **рисунке 4.5** представлены дифференциальные спектры ЛПЭ, полученные различными методами обработки трековых данных для двух компонентов космического излучения. Очевидно, что распределения ЛПЭ для длиннопробежных частиц совпадают во всем диапазоне измерений, независимо от метода обработки данных $V(D,d,H_0)$ или $V(D,d,l)$. Что касается треков короткопробежных частиц, сходство данных наблюдается только в области ЛПЭ < 100 кэВ/мкм (H_2O). При более высоких значениях ЛПЭ > 100 кэВ/мкм (H_2O) подход $V(D,d,l)$ дает более высокий поток по сравнению с классическим методом $V(D,d,H_0)$. Разница составляет примерно один порядок величины. Можно сделать вывод, что «классический» метод измерения занижает результаты в области высоких значений ЛПЭ. Возможное объяснение заключается в том, что измерение входного эллипса трека не является достаточным для корректной оценки чувствительности. Кроме того, толщина стравленного слоя H_0 в некоторых случаях может не соответствовать величине $V_B \cdot t$, как это обычно считается [**39**].

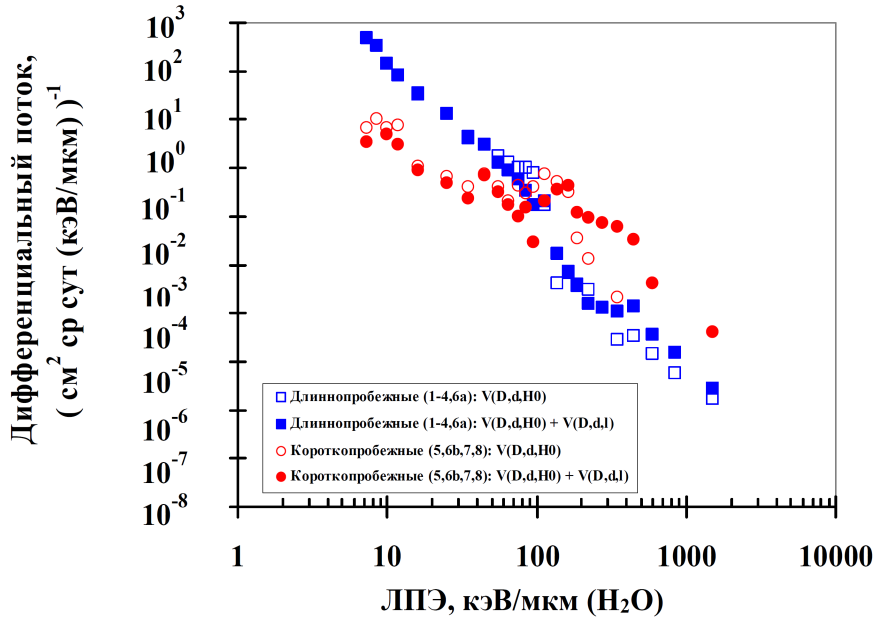


Рисунок 4.5 – Дифференциальные спектры ЛПЭ, измеренные различными методами в ручном сканировании ТТД CR-39™ «TASTRAK» (сборка СПД-2). В скобках указаны типы треков (в соответствии с классификацией на **рисунке 4.4**), учтенные в процессе сканирования.

Спектры ЛПЭ, измеренные в полуавтоматическом сканировании ТТД TD-1 «HARZLAS» и ручной обработке данных ТТД «TASTRAK», описанных выше, сравниваются на **рисунке 4.6**. Оба детектора экспонировались в одной и том же сборке (СПД-2) на борту КА. На **рисунке 4.6** представлены два различных распределения ЛПЭ, измеренные ТТД «TASTRAK». Один из них представляет собой сумму длиннопробежных и короткопробежных частиц (**рисунок 4.6**), измеренных вручную методом $V(D,d,H_0)$. Аналогичный экспериментальный спектр для ТТД TD-1 «HARZLAS» получен в полуавтоматическом сканировании с использованием того же алгоритма $V(D,d,H_0)$ и показан на **рисунке 4.6** для сравнения. Спектры совпадают за исключением области вблизи 100 кэВ/мкм (H_2O), где ручное сканирование дает большие значения потока. Различие можно объяснить пропуском треков короткопробежных частиц в полуавтоматическом сканировании. Именно эти события (тип ***5*** на **рисунке 4.4**) дают значительный вклад в суммарный

спектр (**рисунок 4.5**) в области ЛПЭ ~ 100 кэВ/мкм (H_2O). Этот результат соответствует предположению [77]. В качестве альтернативы с помощью ТТД «TASTRAK» вручную измерялся спектр ЛПЭ, который также является результатом обобщения событий, отвечающим длиннопробежным и короткопробежным частицам. Главной особенностью является то, что в дополнение к «классическому» $V(D,d,H_0)$ подходу к измерению чувствительности, метод $V(D,d,l)$ или $V(D,d,l,r)$ применялся для анализа событий, которые позволяли измерить параметры l и r.

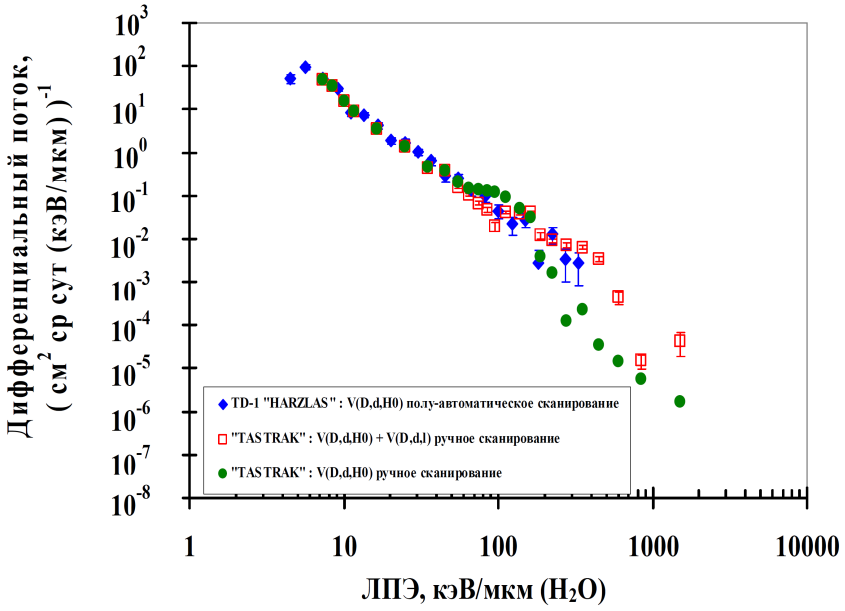


Рисунок 4.6 – Спектры ЛПЭ, измеренные двумя видами ТТД с применением различных способов сканирования треков и обработки данных. Ручное сканирование выполнено автором, полуавтоматическое – специалистами *NIRS-QST*.

Из **рисунка 4.6** видно, что тщательное ручное сканирование дает более высокий поток частиц с большими значениями ЛПЭ по сравнению с автоматической обработкой. Наиболее значительная разница между потоками, измеренными комбинированным методом $V(D,d,H_0)$ + $V(D,d,l)$ и при полуавтоматическом сканировании составляет 1-2 порядка. Предположительно, события, соответствующие трекам короткопробежных

вторичных частиц, просчитываются в процессе полуавтоматическом сканирования. Кроме того, использование «классического» подхода для обработки таких событий может привести к недооценке потока частиц с высокими значениями ЛПЭ. Последний вывод можно проиллюстрировать путем сравнения спектров для ТТД «TASTRAK» на **рисунке 4.6**. Смещение событий в область ЛПЭ > 100 кэВ/мкм (H_2O) отчетливо наблюдается в случае применения метода $V(D,d,H_0) + V(D,d,l)$.

В **таблице 4.2** сравниваются дозовые величины, полученные на основе спектральных данных, измеренных различными способами для различных компонентов спектра ЛПЭ.

Таблица 4.2 **-** Дозовые величины, измеренные с помощью ТТД различными методами обработки экспериментальных данных (для сборки СПД-2).

Дозовая характеристика	Ручное сканирование	Полуавтоматическое сканирование
D_{SSNTD}, мГр	2,7±0,1*	1,5±0,1
H_{SSNTD}, мЗв	32±1*	15±2
$D_{short\text{-}range}$, мГр	1,1±0,1	-
$H_{short\text{-}range}$, мЗв	20±1	-

* Значения отвечают сумме короткопробежных и длиннопробежных частиц.

Вклад короткопробежных частиц вторичного происхождения в дозу ТТД составил 41 % и 63 % для поглощенной эквивалентной дозы соответственно. Можно убедиться, что разница D_{SSNTD} - $D_{short\text{-}range}$ соответствует результатам полуавтоматического измерения дозы. Это означает, что вторичные короткопробежные частицы были пропущены в

ходе полуавтоматической сканирования. Спектральные данные, сходные с описанными выше, были получены для всех сборок на борту спутника.

Вклад короткопробежных сильноионизирующих частиц вторичного происхождения изменялась в пределах 3-4 % от суммарной поглощенной дозы и 21-35 % от суммарной эквивалентной дозы. Термин «суммарная доза» означает, что данная величина была рассчитана комбинированным методом на основе данных ТТД и ТЛД, описание которого приводится в работе [**50**].

4.4 Применение разработанного метода для исследования вторичного компонента КИ на борту РС МКС

4.4.1 Постановка эксперимента

Наборы пассивных детекторов включали в себя ТТД и ТЛД различных типов, размещавшихся в сборках СПД (СПб филиал ФГУП Эпм ФМБА России СКТБ Биофизприбор, г. Санкт-Петербург) или пеналах «Биоэкология» (НПП «БиоТехСис», г. Москва).

Автором использовались детекторы «TASTRAK» (TASL Ltd., Бристоль, Великобритания). Специалистами *ГНЦ РФ-ИМБП РАН* также использовались ТЛД на основе монокристаллов $^{Nat}LiF:Mg,Ti$ (торговое наименование: ДТГ-4, ООО «Уралприбор», г. Пермь, РФ), данные которых были предоставлены автору для использования в данной работе.

Чешская исследовательская группа использовала детектор CR-39™ (торговое наименование: TD-1 «HARZLAS», Nagase Landauer Ltd., Япония) и ТЛД $CaSO_4:Dy$ (производства Laboratories Protecta Ltd.). Данные этой группы были предоставлены автору для сличения результатов измерения потоков вторичных частиц и опубликованы в соавторстве в работе [**59**].

В случае ТТД использовались различные методы обработки детекторов, сканирования треков и обработки данных.

Автор применял одно-стадийное травление, треки короткопробежных вторичных и длиннопробежных первичных заряженных частиц сканировались и измерялись вручную с помощью оптического микроскопа

Carl Zeiss® AxioScope.A1 с увеличением 100^X-1000^X. При сканировании наклонных треков дополнительно к размерам осей входного эллипса были измерены параметры длины проекции. В случае короткопробежных частиц, также оценивался и радиус закругления на конце трека. Эти меры позволили определять средние значения чувствительности и оценить глубины образования треков в детекторе, как было показано в **Главе 3**.

Исследовательская группа *UJF AVCR* использовала двух-стадийное травление. Поверхность детектора была проанализирована с помощью автоматизированной микроскопической системы HSP-1000 и ПМО «PitFit» от SEIKO® Precision [**120**]. При сканировании измерялись только малая и большая оси входного эллипса треков. Для выделения вторичных частиц, образованных в ядерных взаимодействиях, рассматривалась эволюция формы индивидуальных треков в одних и тех же положениях и на разных глубинах в детекторе [**13**].

Все ТЛД отжигались и считывались в стандартных условиях, подробности приведены в работе [**14**] для чешских детекторов и в [**108**] – для российских детекторов соответственно.

Экспериментальные данные ТЛД и ТТД были объединены с помощью процедуры, предложенной в [**50**]. В результате были оценены величины поглощенной дозы ТЛД D_{TLD}, поглощенной дозы D_{SSNTD} и эквивалентной дозы H_{SSNTD} ТТД, суммарной поглощенной дозы D_{total}, и суммарной эквивалентной дозы H_{total}, а кроме того и поглощенной дозы от слабоионизирующего компонента – $D_{low\text{-}LET}$.

Детекторы экспонировались на борту Российского сегмента Международной космической станции в период с 2014 по 2016 г.:

- Первая серия российских детекторов экспонировалась в стыковочном модуле «*Пирс*» (панель 102); малом исследовательском модуле «*МИМ-2*» (панель 102) и служебном модуле «*СМ*» (панели 325, 461, 323, 305) в течение 261 суток, начиная с 1 октября 2015 г.. Чешские детекторы

экспонировались в тех же положениях в модулях «*Пирс*» и «*СМ*» в более раннем полете (с мая по октябрь 2009) [**16**].

- Вторая, третья, четвертая и пятая серии детекторов экспонировались в стыковочном модуле «*Пирс*» (панель 103); модуле «*МИМ-2*» (панель 103) и модуле «*СМ*» (панель 436) в течение 199, 383, 572 и 653 суток полета, начиная с 24 ноября 2014 г. (подробности представлены в работах автора [**1**, **66**, **108**]).

4.4.2 Результаты и обсуждение

На **рисунке 4.7** сравниваются потоки длиннопробежных и короткопробежных частиц, измеренные автором на борту РС МКС [**1**, **66**].

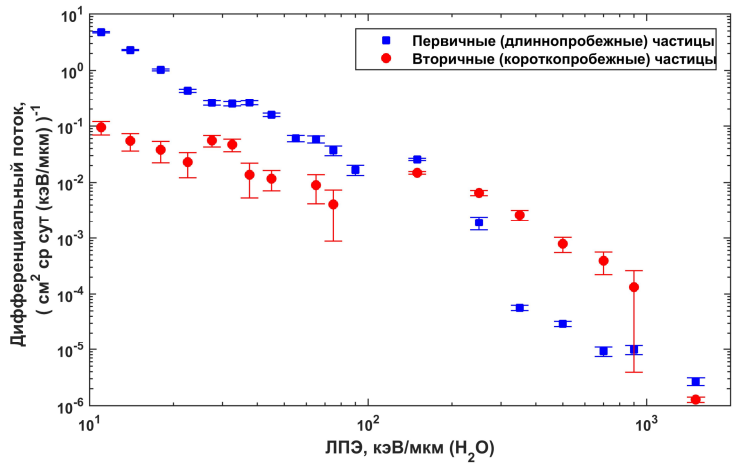


Рисунок 4.7 – Сравнение дифференциальных потоков длиннопробежных (синие квадраты) и короткопробежных (красные кружки) частиц, измеренных на борту МКС. Детекторы экспонировались в модуле «*МИМ-2*» (панель 103) в течение 383 суток, начиная с 24 ноября 2014 г. [**1**, **66**]).

Как видно на **рисунке 4.7**, потоки длиннопробежных и короткопробежных частиц сопоставимы при значениях ЛПЭ от 80 до 200 кэВ/мкм (H_2O). При величинах ЛПЭ более 200 кэВ/мкм поток вторичных частиц превышает поток длиннопробежных частиц, при этом разница достигает 0,5-1,0 порядка. Аналогичные результаты были получены ранее в

других модулях автором [66] и исследовательской группой *UJF AVCR* [13], а также на борту спутника «ФОТОН-М» № 4 (**рисунок 4.5**).

Экспериментальные точки на **рисунке 4.7** демонстрируют плавное уменьшение потока во всем диапазоне ЛПЭ, за исключением интервала 100-200 кэВ/мкм, где наблюдается слабый локальный рост. Для короткопробежных частиц это возможно объяснить влиянием релятивистских ядер *Fe* [42]. С другой стороны, эта конкретная область соответствует значениям ЛПЭ останавливающих протонов, дейтронов и ядер группы *He*, которые составляют основную часть вторичного излучения на борту МКС [95].

В **таблице 4.3** приведены значения доз в трех отсеках МКС, измеренных с помощью различных детекторов. Величины $D_{short\text{-}range}$ и $H_{short\text{-}range}$ в данной таблице получены из данных трековых детекторов с учетом только частиц короткопробежных частиц. Дозы D_{SSNTD} и H_{SSNTD} являются суммой вкладов длиннопробежных и короткопробежных частиц.

Таблица 4.3 - Дозовые характеристики различных компонентов космической радиации, измеренные в трех отсеках РС МКС за четыре сеанса измерений.

Дозовая характеристика	«*Пирс*»	«*МИМ-2*»	«*СМ*»
D_{TLD}, мГр	129±13 [а] 209±16 [б] 310±28 [в] 364±39 [г]	107±8 187±9 273±14 311±21	50±3 100±6 138±18 159±20
D_{SSNTD}, мГр	22±1 28±1 41±1 45±1	6±1 14±1 17±1 24±1	8±1 10±1 15±1 19±1

Продолжение таблицы 4.3.

Дозовая характеристика	«*Пирс*»	«*МИМ-2*»	«*СМ*»
$D_{short\text{-}range}$, мГр	4,8±0,5	2,0±0,3	3,2±0,5
	5,7±0,6	5,4±0,6	3,4±0,3
	7,9±0,8	5,6±0,4	3,6±0,4
	9,3±1,0	6,3±0,5	5,1±0,5
H_{SSNTD}, мЗв	204±7	98±6	109±6
	331±12	218±7	152±5
	530±17	264±9	222±7
	538±21	342±10	275±10
$H_{short\text{-}range}$, мЗв	71±6	34±6	53±7
	90±9	100±11	62±4
	134±12	103±7	64±5
	160±15	115±8	92±8
$D_{low\text{-}LET}$, мГр	115±13	103±8	47±3
	192±16	180±9	95±6
	285±28	264±14	130±18
	337±39	298±21	148±20
D_{total}, мГр	136±13	110±8	54±3
	220±16	194±9	105±6
	326±28	280±14	145±18
	381±29	322±21	168±20

Продолжение таблицы 4.3.

Дозовая характеристика	«*Пирс*»	«*МИМ-2*»	«*СМ*»
H_{total}, мЗв	319±15	201±10	155±7
	523±20	398±12	247±8
	815±33	527±17	352±19
	869±44	641±23	430±22

———————————————

[а] первая строка данных в каждой отдельной ячейке соответствует 199 дням экспозиции, начиная с 24 ноября 2014 г. Эти данные были опубликованы ранее в [**1**, **66**, **108**] и приводится здесь после окончательной коррекции.

[б] вторая строка данных в каждой отдельной ячейке соответствует 383 дням экспозиции, начиная с 24 ноября 2014 г.

[в] третья строка данных в каждой отдельной ячейке соответствует 572 дням экспозиции, начиная с 24 ноября 2014 г.

[г] четвертая строка данных в каждой отдельной ячейке соответствует 653 дням экспозиции, начиная с 24 ноября 2014 г.

Данные в **таблице 4.3** иллюстрируют динамику накопления доз от различных компонентов космического излучения во время продолжительного полета на околоземной орбите. Усредненные мощности суммарных поглощенных доз за весь период наблюдения составили:

1) 582 мкГр/сут в стыковочном модуле «*Пирс*»,
2) 497 мкГр/сут в исследовательском модуле «*МИМ-2*»,
3) 259 мкГр/сут в служебном модуле «*СМ*».

На **рисунке 4.8** для различных модулей МКС (отличаются условиями локальной защиты) показаны потоки короткопробежных частиц, измеренные ТТД при разных уровнях дозы, накопленной от слабоионизирующего первичного компонента.

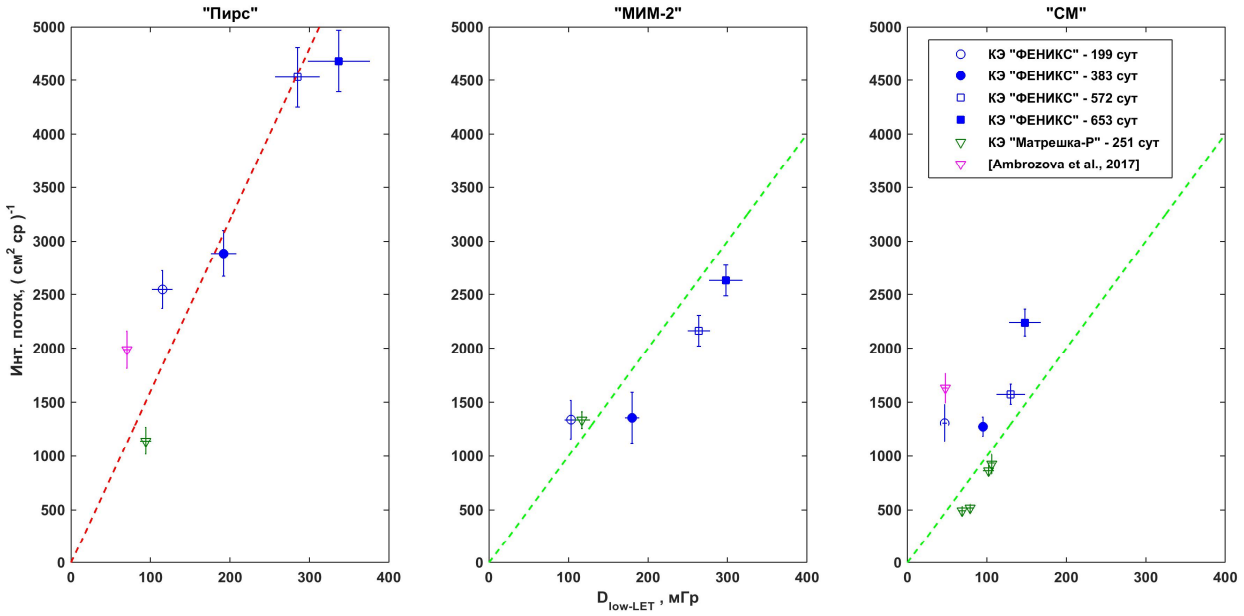


Рисунок 4.8 – Сравнение интегральных потоков короткопробежных вторичных частиц с ЛПЭ > 10 кэВ / мкм (H_2O), измеренных в различных модулях и миссиях на борту МКС автором [**59**] и научной группой *UJF AVCR* [**13**]. Прямые линии показаны для наглядности.

Из **рисунке 4.8** видно, что поток короткопробежных частиц плавно увеличивается с ростом величины $D_{low\text{-}LET}$ для всех точек размещения детекторов. Наибольшие потоки вторичных частиц были зарегистрированы в модуле «*Пирс*». В модулях «*СМ*» и «*МИМ-2*» они приблизительно одинаковые. Среднее значение потока вторичных частиц в модуле «*Пирс*» отличается от потоков в «*СМ*» и «*МИМ-2*» примерно в 1,5 раза при одинаковом уровне поглощенной дозы первичного излучения. Это отношение сохраняется для разных временных интервалов.

Последний вывод может быть объяснен с учетом того, что вторичные частицы были образованы под действием слабоионизирующих первичных

частиц. Поток первичного излучения в модуле «*Пирс*» выше из-за его относительно слабой его защиты.

Среднее отношение поглощенной дозы вторичных частиц и поглощенной дозы слабоионизирующего компонента колеблется в интервале 0,026 ± 0,007. Эта оценка была получена на основе данных, представленных на **рисунке 4.8**.

В **таблице 4.4** представлены вариации средних мощностей поглощенных доз для разных этапов измерений на борту РС МКС. Значения были рассчитаны для модуля «*СМ*» путем последовательного вычитания соответствующих доз из **таблицы 4.3** по методике, предложенной в работе [**70**]. Полученные результаты были сопоставлены с показаниями бортовой системы радиационного контроля (СРК) РС МКС – ионизационной камеры Р-16 [**118**] за соответствующие временные промежутки. Для справки в таблице приводятся параметры орбиты МКС для релевантных временных интервалов. Баллистические данные и суточные данные СРК предоставлены автору специалистами *ГНЦ РФ-ИМБП РАН* для анализа и сравнения и опубликованы в соавторстве в работе [**59**].

Таблица 4.4 **-** Вариации доз в модуле «*СМ*» наблюдаемые во время четырех последующих сеансов измерений.

Временной интервал, дней начиная с 24 ноября 2014 г.	0-199	200-383	384-572	573-653
Средняя мощность поглощенной дозы, мкГр/сут	271±15	277±22	212±35	284±44
Средняя мощность дозы Р-16, мкГр/сут	262±38	267±32	278±28	279±25
Параметры орбиты МКС: Апогей, км Перигей, км	 435-412 410-395	 425-415 405-397	 426-415 406-395	 422-420 404-401

Продолжение таблицы 4.4.

Примечание – Средние значения мощности дозы Р-16 получены автором путем обработки предоставленных суточных данных по методу [20].

Из **таблицы 4.4** видно, что данные, полученные с помощью пассивных детекторов, находятся в разумном согласии с показаниями дозиметра Р-16. Кроме того, в период с 24 ноября 2014 г. по 7 сентября 2016 г. в модуле «*СМ*» не наблюдалось существенного изменения радиационной обстановки.

4.5 Развитие и обоснование упрощенного метода раздельного измерения первичного и вторичного компонента КИ

4.5.1 Постановка эксперимента

Твердотельные трековые детекторы (ТТД) марки «TASTRAK» (TASL Co., г. Бристоль, Великобритания) были использованы для измерения первичного и вторичного тяжело-ядерного компонента космического излучения. В то же время, ТЛД на основе монокристаллов $^{Nat}LiF:Mg,Ti$ (торговое наименование: ДТГ-4, ООО «Уралприбор», г. Пермь, РФ) применялись специалистами *ГНЦ РФ-ИМБП РАН* для измерения дозы от слабоионизирующих первичных частиц (данные ТЛД были предоставлены автору для использования в данной работе).

В ходе исследования были усовершенствованы и сопоставлены оригинальные процедуры послеполетной обработки ТТД и анализа трековых данных [13, 61]. Два независимых метода, основанные на процедурах, описанных подробно в работах [13, 61, 62], были применены для обработки данных долгосрочного космического эксперимента на борту МКС [59]. Оба они представляются наиболее удобными для измерения заряженных ядерных фрагментов на высоком фоне первичного излучения, достигающего нескольких сотен мГр.

Вклад вторичных заряженных частиц в общий поток и суммарную эквивалентную дозу оказался значительным, особенно в области больших ЛПЭ.

Твердотельные трековые и термолюминесцентные детекторы экспонировались в Малом исследовательском модуле «*МИМ-2*» Российского сегмента МКС на панели № 103 в течение 653 суток, начиная с 24 ноября 2014 года [**59**].

Для подтверждения гипотезы о том, что большая часть выделяемых вторичных частиц была образована в актах ядерных взаимодействий протонов высоких энергий с материалом ТТД дополнительно был проведен модельный наземный эксперимент. Детекторы ТТД той же марки были облучены протонами с энергией 230 МэВ на пучке ускорителя HIMAC (*NIRS-QST*, г. Чиба, Япония). Диаметр пучка составил 10 см, поглощенная доза от первичных протонов составила 500 мГр (измерялась с помощью плоской ионизационной камеры). Протоны таких энергией не оставляют треков в детекторе, поскольку имеют ЛПЭ примерно в 20 раз меньше порога регистрации и участвуют только в актах ядерных взаимодействий с материалом детектора, в результате которых образуются треки вторичных ядерных фрагментов. Измеренные в результате обработки и анализа детекторов спектры ядерных фрагментов были затем сопоставлены с данными космического эксперимента.

4.5.2 Альтернативная (расширенная) методика распознавания и выделения треков вторичных короткопробежных частиц

Все трековые детекторы травились последовательно три раза в течение 2, 6 и 15 часов при стандартных условиях (**п. 2.1.4**). Толщина стравленного слоя составила 2,7, 8,1 и 20,2 мкм соответственно.

Сканирование треков осуществлялось в ручном режиме с помощью оптического микроскопа Carl Zeiss® AxioScope.A1 (**п. 2.1.5**):

1) Поверхность ТТД, экспонировавшегося на борту РС МКС, анализировалась в местах с фиксированными координатами после каждого сеанса травления. Общая просмотренная площадь после каждого травления составила примерно 0,04 $см^2$, а полное количество наблюдавшихся событий – примерно 4000 на каждый сеанс травления;
2) Поверхность ТТД, экспонировавшегося на пучке высокоэнергетических протонов, анализировалась местах с произвольными координатами после каждого сеанса травления. Общая просмотренная площадь для каждого травления составила примерно 0,01 $см^2$, а полное количество наблюдавшихся вторичных треков – примерно 500 каждый сеанс травления.

Геометрические параметры отдельных треков измерялись вручную и последовательно записывались после каждого сеанса травления. Полученные массивы трековых данных обрабатывались с помощью специального программного обеспечения, написанного в среде MatLab®. При этом, спектры ЛПЭ, поглощенная и эквивалентная дозы рассчитывались по стандартному общепринятому алгоритму [**95**], описанному в **п. 2.1.3**.

В работе были усовершенствованы, применены и сопоставлены два метода распознавания вторичных короткопробежных частиц:

1) «*Упрощенный*» метод, предложенный автором ранее в работе [**61**] и использовавшийся ранее для исследования вторичного излучения на борту РС МКС и КА «ФОТОН-М» №4. Этот метод требует однократного травления ТТД и применения расширенного анализа трековых данных. Для этого, помимо большой D и малой d осей входного эллипса трека необходимо также измерять полную проекцию трека на поверхность детектора l (для перетравленных треков дополнительно измеряется и радиус закругления на конце трека r). Отдельные треки могут быть распознаны как вторичные (образованные внутри объема ТТД), если для них выполняется следующее условие [**62**]:

$$\frac{H(D,d,l,r)}{H_0} < 0,7 \qquad (4.1)$$

где $H_0 = V_B \cdot t$, V_B – скорость травления необлученного материала, t – время травления, а $H(D,d,l,r)$ – рассчитываемое значение величины стравленного слоя. Более подробные объяснения даны в **Главе 3** и работах автора [**61**, **62**].

2) «*Расширенный*» метод, являющийся развитием так называемого «метода совпадений», представленного и использовавшегося, например, в работе [**13**]. Этот метод основан на анализе эволюции формы каждого отдельного трека в процессе его травления. Для реализации этого подхода необходимо многократное травление ТТД (не менее двух раз) и измерение параметров отдельных треков после каждого сеанса травления. В этом случае, событие может быть идентифицировано как вторичное, если трек появился на одной из последующих стадий травления с ЛПЭ больше величины порога регистрации ТТД (частица образовалась внутри детектора) или стал перетравленным (частица остановилась в объеме детектора). В отличие от методики описанной в работе [**13**], здесь также применялся расширенный анализ трековых данных [**61**], выполняемый однако уже без учета значений расчетных значения толщины стравленного слоя $H(D,d,l,r)$ и отслеживания выполнения условия **(4.1)**.

4.5.3 Результаты и обсуждение

Результаты измерений первичного длиннопробежного и вторичного короткопробежного компонента с использованием двух вышеописанных подходов сравниваются на **рисунке 4.9**. Данные, полученные методом [**61**] представлены для 2, 6 и 15 часов травления соответственно. Аналогичные результаты были получены с использованием расширенного анализа после 6 (анализ по двойным совпадениям) и 15 часового (анализ по тройным совпадениям) травления. Способ идентификации первичных

(длиннопробежные частицы) и вторичных (короткопробежные частицы) событий для данного подхода схематично представлен на **рисунке 4.10** для всех стадий травления.

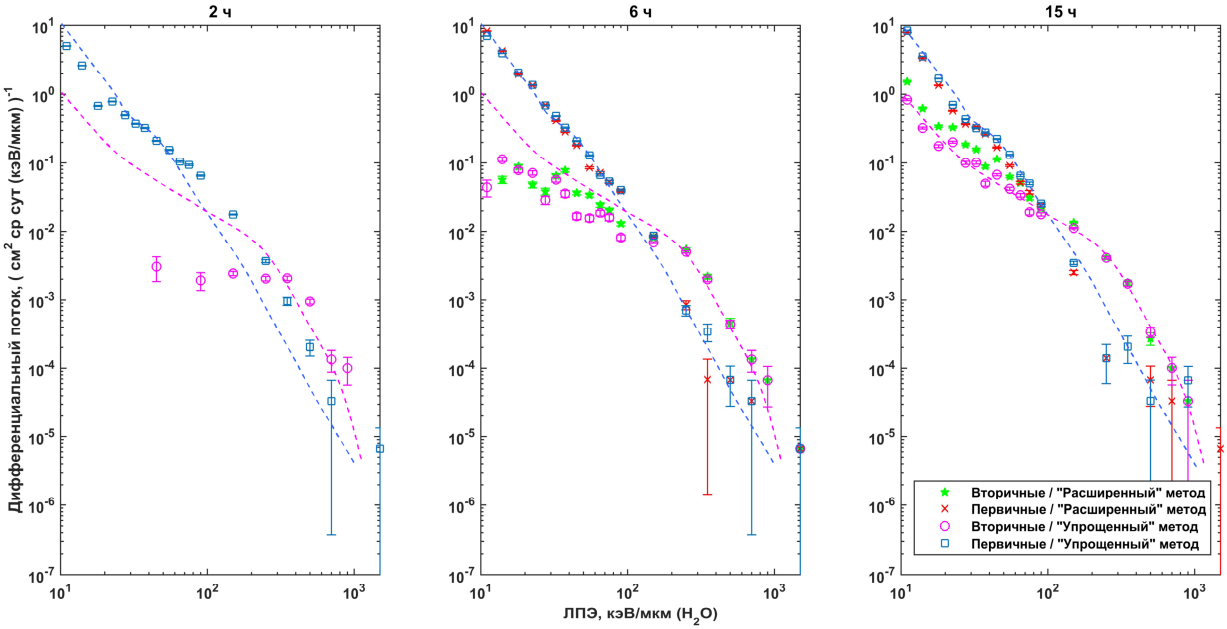


Рисунок 4.9 – Спектры ЛПЭ первичных и вторичных частиц, измеренные различными методами с помощью ТТД на борту МКС. Пунктирные линии представлены для наглядности и показывают «опорный» уровень, выбранный по отношению к данным, полученным методом [**61**] после 15 часов травления.

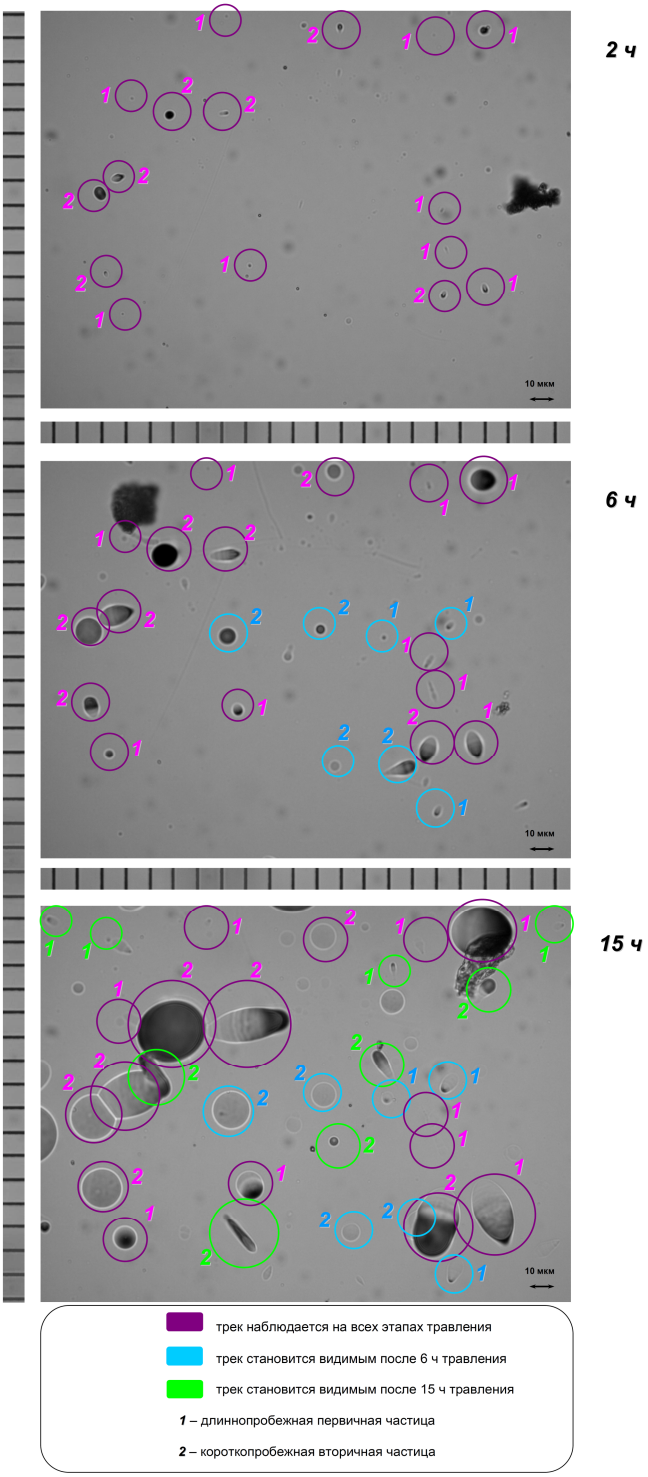


Рисунок 4.10 – Принцип выделения первичных и вторичных частиц при трех стадийном травлении, использовавшийся для получения данных **рисунка 4.9**. Снимки были получены для одной и той же области на поверхности ТТД. Масштаб шкалы, представленной для удобства, составляет 10 мкм/деление.

Спектры длиннопробежных первичных частиц, измеренные после 6 и 15 часов травления различными методами, практически не отличаются друг от друга. Однако, небольшое различие наблюдается в спектре, измеренном после короткого сеанса травления (2 ч). Поток частиц с малыми значениями ЛПЭ < 30 кэВ/мкм (H_2O) несколько ниже «опорного» уровня. И наоборот, поток частиц с большими значениями ЛПЭ > 80 кэВ/мкм (H_2O) превышает выбранный «опорный» уровень. В первом случае, часть треков со значениями ЛПЭ близкими к минимальному порогу регистрации детектора не успевают развиться до видимого размера (от 0,5 до 1 мкм). Во втором случае часть короткопробежных частиц (возможно, попадающих в детектор извне) не может быть отделена от первичных, как ранее обсуждалось в работе автора [**59**].

С другой стороны, спектры вторичных короткопробежных частиц, измеренные после 2, 6 и 15 часов травления различными методами отличаются друг от друга. Например, постепенное увеличение потока вторичных частиц при значениях ЛПЭ ниже 100 кэВ/мкм (H_2O) может наблюдаться при использовании одного и того же метода после 2, 6 и 15 часов травления. Спектры вторичных короткопробежных частиц, измеренные после 6 и 15 часов двумя способами, не значительно отличаются друг от друга. Однако, выделение вторичных частиц с использованием трех-стадийного анализа оказывается наиболее «эффективным», т.е. позволяет выделить большее количество вторичных частиц с малыми значениями ЛПЭ < 50…70 кэВ/мкм (H_2O). Для треков таких частиц, как правило, практически невозможно измерить величину проекции l [**61**], и, как следствие, применить условие (**4.1**).

Дозовые характеристики первичных и вторичных сильноионизирующих частиц, вычисленные с помощью спектральных данных (**рисунок 4.9**) представлены в **таблице 4.5**, при этом доза слабоионизирующего первичного излучения, измеренная путем объединения данных ТТД и ТЛД, составила 297 ± 21 мГр.

Таблица 4.5 – Дозовые характеристики тяжело-ядерных компонентов космического излучения на борту МКС, оцененные различными методами.

	2 ч / «упрощенный» метод	6 ч / «упрощенный» метод	6 ч / «расширенный» метод	15 ч / «упрощенный» метод	15 ч / «расширенный» метод
$D_{short\text{-}range}$ (вторичные), мГр	3,9 ± 0,2	6,4 ± 0,2	7,4 ± 0,2	8,5 ± 0,2	10,8 ± 0,2
D_{SSNTD} (все события), мГр	26,5 ± 0,3	28,6 ± 0,3	29,6 ± 0,3	28,7 ± 0,3	29,2 ± 0,3
$H_{short\text{-}range}$ (вторичные), мЗв	62,8 ± 2,6	109,8 ± 2,9	130,6 ± 2,9	138,6 ± 2,7	167,6 ± 2,7
H_{SSNTD} (все события), мЗв	331,6 ± 3,8	292,3 ± 3,8	302,8 ± 3,8	270,7 ± 3,3	276,6 ± 3,4

Все выделенные таким образом вторичные события можно отнести на счет вторичных протонов (в том числе и протонов отдачи), дейтронов и ядер группы *He*, образующихся при фрагментации ядер *C* и *O* в объеме детектора [**44**].

Для подтверждения последнего вывода, данные, полученные в космическом эксперименте, были сопоставлены с результатами измерения спектров ядерных фрагментов на пучке высокоэнергетических протонов. На **рисунке 4.11** представлены микрофотографии поверхности ТТД, облученного протонами с энергией 230 МэВ после 2, 6 и 15 часов травления. Спектральные данные, полученные в результате сканирования ТТД и

обработки трековой информации, сопоставлены с результатами космического эксперимента на **рисунке 4.12**.

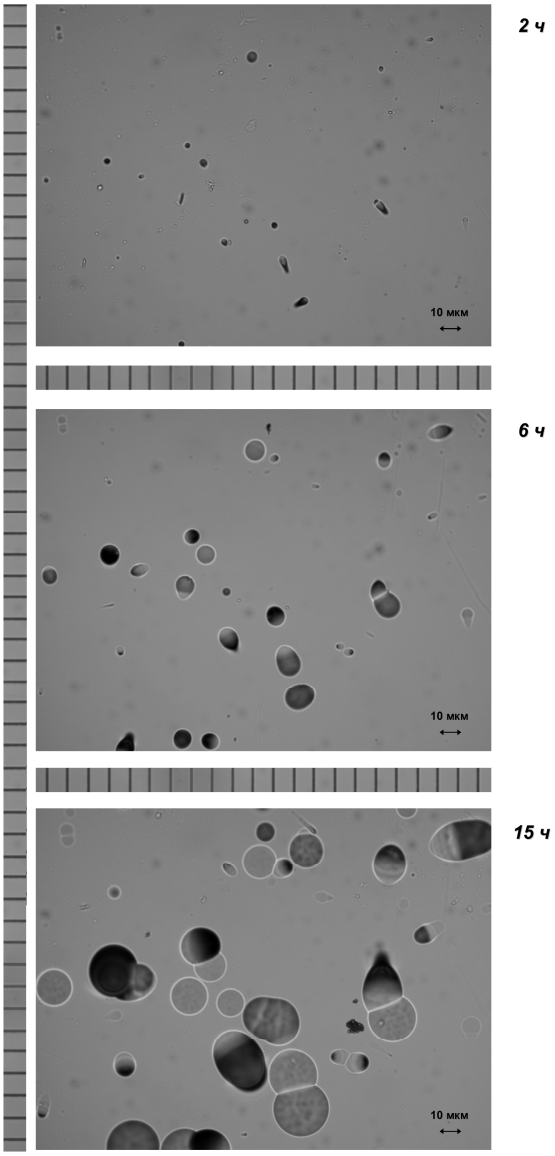


Рисунок 4.10 – Микрофотографии треков вторичных частиц, образованных в актах ядерных взаимодействий с протонами высоких энергий. Снимки получены при трех стадийном травлении для одной и той же области на поверхности ТТД. Масштаб шкалы, представленной для удобства, составляет 10 мкм/деление.

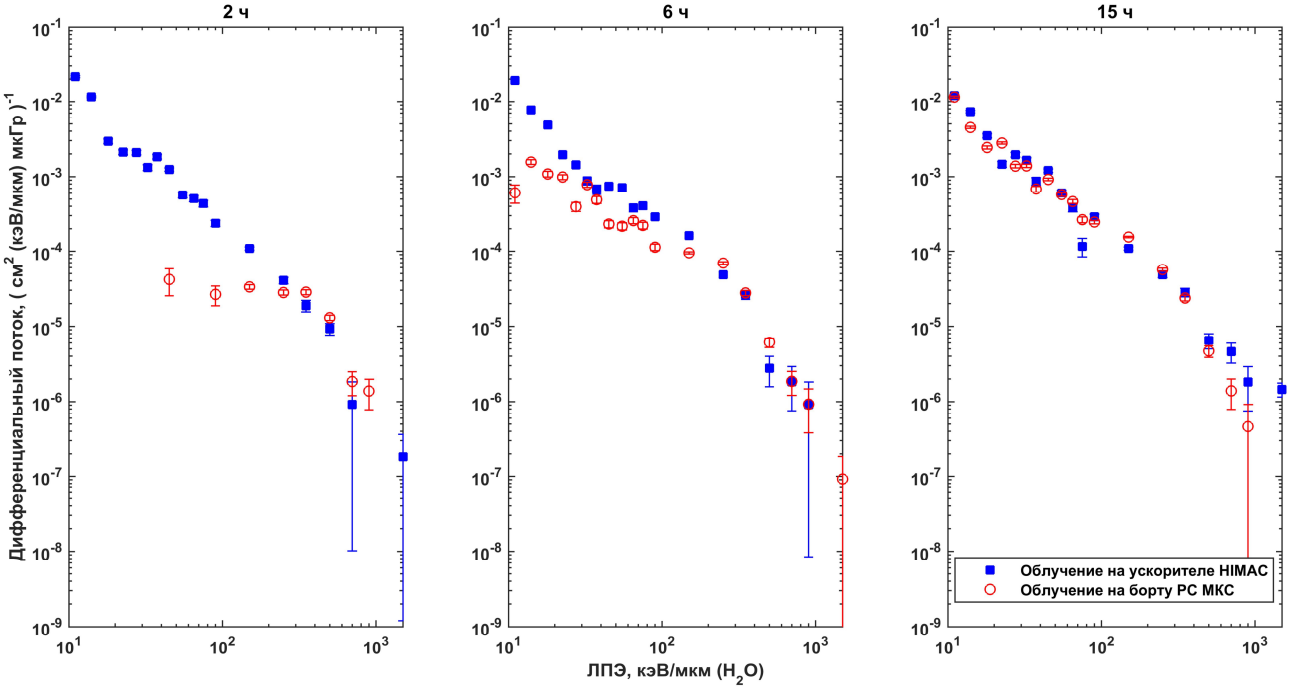


Рисунок 4.11 – Дифференциальные потоки вторичных частиц, измеренные упрощенным методом [61] в космическом эксперименте и на ускорителе HIMAC при облучении протонами с энергией 230 МэВ. Нормировка величины потока приводится в соответствии с рекомендациями [72].

Все спектры совпадают в области ЛПЭ > 250 кэВ/мкм (H_2O) вне зависимости от времени травления. Расхождение экспериментальных точек в области ЛПЭ < 200 кэВ/мкм (H_2O) постепенно сокращается с увеличением времени травления. После продолжительного травления в 15 часов спектры практически полностью совпадают друг с другом во всем диапазоне ЛПЭ.

Данные приведенные на **рисунке 4.11** демонстрируют влияние продолжительности травления на эффективность выделения из общего числа событий треков вторичных космических частиц. которые имеют малые видимые размеры и малые значения ЛПЭ, в связи с чем оказываются идентичными таким же треками первичных частиц, приходящих в детектор извне.

Таблица 4.6 – Дозовые характеристики продуктов ядерной фрагментации, оцененные с помощью ТТД по методу [61] в эксперименте на пучке протонов с энергией 230 МэВ и поглощенной дозой первичного излучения в 500 мГр.

	2 ч	6 ч	15 ч
D_{SSNTD}, мГр	14,9 ± 0,6	15,1 ± 0,5	18,7 ± 0,9
H_{SSNTD}, мЗв	213,3 ± 7,9	238,0 ± 7,8	249,6 ± 9,9

Практически полное совпадение результатов измерений в космосе и на ускорителе, полученных в следствии длительного травления ТТД, свидетельствует в пользу гипотезы о том, что большая часть выделяемых таким способом вторичных частиц была образована непосредственно в объеме детектора в актах ядерных взаимодействием с протонами высоких энергий. Однако, следует иметь ввиду, что это сравнение носит качественный характер, поскольку в спектре космических протонов наблюдаются частицы с энергиями от десятков МэВ до нескольких ГэВ, в то время как модельный эксперимент был выполнен на протонах с фиксированной энергией в 230 МэВ, которые условно представляют «среднюю» энергию спектра (с величиной полного сечения примерно в два раза меньше максимального значения). С другой стороны, упрощенные полуэмпирические расчеты, представленные, например, в работе [44], свидетельствуют в пользу того, что протоны с энергиями более 200 МэВ формируют более 50 % всех вторичных частиц в ткане-эквивалентных средах. Кроме того, выполнение фракционного облучения на ускорителе протонов с целью воспроизведения спектра первичных протонов, аналогичному наблюдавшемуся в космическом эксперименте, в настоящее время представляется практически невозможным.

Выводы к главе 4

При использовании общепринятого способа измерения спектра ЛПЭ могут быть получены воспроизводимые результаты, однако, раздельное измерение первичного и вторичного компонента в таком подходе оказывается невозможным.

Сравнение альтернативных подходов для сканирования треков и обработки данных показало, что ручное сканирование, являясь более трудоемким и время затратным, позволяет получать более подробную информацию о частицах с высокими значениями ЛПЭ и короткими пробегами. Показано, что применение подхода $V(D,d,l)$, по сравнению со стандартным методом $V(D,d,H_0)$, дает более высокие значения измеряемого потока в диапазоне ЛПЭ > 100 кэВ/мкм (H_2O). При этом становится возможной раздельная оценка потока вторичных короткопробежных частиц, обусловленных ядерными взаимодействиями первичного космического излучения с материалом ТТД. Подход $V(D,d,l)$ позволяет добиться таких результатов за счет исключения параметра H (который предполагается неизвестным для треков вторичного происхождения), и более корректного анализа параметров треков останавливающихся частиц.

На практике раздельное измерение первичного длиннопробежного и вторичного короткопробежного компонента удается осуществить при совместном использовании подходов $V(D,d,H_0)$ и $V(D,d,l)$ в зависимости от индивидуальных особенностей измеряемого трека.

Разработанный метод раздельного измерения первичного длиннопробежного и вторичного короткопробежного компонента космического излучения был применен в космических экспериментах на борту РС МКС и КА «ФОТОН-М» № 4. На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- Вклад ядерных фрагментов в спектр ЛПЭ является наиболее значительным в диапазоне 100-1000 кэВ/мкм (H_2O) по видимому вне

зависимости от параметров орбиты, условий защищенности и солнечной активности, что хорошо согласуется с выводами других авторов [**13**, **24**, **77**].

- Предположительно, поток ядерных фрагментов зависит от дозы первичных слабоионизирующих частиц. Характер этой зависимости может меняться в различных условиях защиты.
- Вклад ядерных фрагментов в суммарную поглощенную дозу варьируется от 2 до 6 % и составляет 16-34 % от суммарной эквивалентной дозы (**таблица 4.3**) на борту РС МКС. Аналогичные вклады на борту спутника «ФОТОН-М» № 4 были оценены в пределах 3-4 % от суммарной поглощенной дозы и 21-35 % от суммарной эквивалентной дозы. В то же время, упрощенная косвенная оценка вклада продуктов ядерной фрагментации на борту МКС, выполненная независимо исследовательской группой *MTA EK* [**111**], в отношении эквивалентной дозы дала результат в 1,5-2 раза ниже, чем вышеописанные прямые измерения.

Дальнейшее развитие метода и его использование для анализа данных показало, что поток первичных длиннопробежных частиц в ТТД на глубине более 8 мкм не зависит от метода анализа событий. С другой стороны, эффективность метода выделения вторичных частиц может зависеть от времени травления и способа их анализа.

Более детальная оценка потока вторичных короткопробежных частиц требует многостадийного травления детектора и анализа эволюции каждого отдельного трека [**13**]. Однако, результаты, приведенные в **таблице 4.5**, позволяют сделать вывод о том, что использование предложенного метода распознавания вторичных треков при одностадийном травлении детектора [**61**] может применяться в тех случаях, когда требуется экспресс-оценка эквивалентной дозы. Кроме того, оба рассмотренных метода выделения вторичных событий могут давать лучшие результаты при увеличении времени травления до 15 ч.

Уточненный в следствии применения многостадийного травления детектора вклад ядерных фрагментов в суммарную поглощенную дозу составил 2-3 %, такой же вклад в суммарную эквивалентную дозу достиг 20-30 %. Следует отметить, что эти результаты сопоставимы с данными, полученными на борту РС МКС с помощью детекторов на основе перегретых дисперсных систем (bubble-дозиметры), которые чувствительны к нейтронам, протонам высоких энергий и тяжелым ядрам ГКЛ [**103**].

Кроме того, поток вторичных короткопробежных частиц, выделенных с помощью предлагаемого подхода, сопоставим с потоком продуктов ядерной фрагментации, измеренным на пучке протонов высоких энергий. Вклад таких событий в эксперименте на ускорителе составил от 3 до 4 % в суммарную поглощенную дозу, такой же вклад в общую эквивалентную дозу достиг 30-33 % (**таблица 4.6**).

Таким образом, разработанный метод раздельного измерения первичного длиннопробежного и вторичного короткопробежного компонента космического излучения может быть использован для оценки их потоков и доз на борту КА на низкой околоземной орбите (в том числе в рамках долгосрочных экспедиций продолжительностью до двух лет).

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о существенном вкладе в эквивалентную дозу продуктов ядерной фрагментации, образованных в материале ТТД (близком по составу к биологической ткани) под действием в основном протонов высоких энергий. Данный факт может быть принят во внимание при анализе результатов радиобиологических космических экспериментов, при оценке последствий воздействия космической радиации на организм космонавтов, а также при планировании долгосрочных пилотируемых космических полетов.

Заключение

В результате исследования был разработан метод раздельного измерения первичного длиннопробежного и вторичного короткопробежного компонента космического излучения и оценки их потоковых и дозовых характеристик с применением твердотельных трековых детекторов типа CR-39™.

В основу метода был положен комплексный анализ трековой информации с использованием различных наборов геометрических параметров. Наземная отработка метода была выполнена на треках ускоренных длиннопробежных тяжелых ионов, а также протонов и ядер углерода низких энергий и α-частиц. Результаты экспериментов продемонстрировали возможность выделения треков вторичных частиц, образующихся в объеме детектора, и оценки для их средних значений ЛПЭ и величин пробегов с использованием одностадийного травлении ТТД. Кроме того, была подтверждена надежность измерения параметров треков длиннопробежных частиц.

Применение метода в рамках трех космических экспериментов на борту РС МКС и КА «ФОТОН-М» №4 позволило оценить основные биологически значимые характеристики вторичного короткопробежного заряженного компонента КИ, в результате чего были сделаны следующие выводы:

1) поток вторичных заряженных частиц превышает поток первичных в диапазоне ЛПЭ > 100 кэВ/мкм (H_2O), что подтверждает оценки, сделанные в рамках предыдущих экспериментов другими авторами;
2) потоки вторичных заряженных частиц зависят от поглощенной дозы первичного слабоионизирующего космического излучения и условий защищенности КА;
3) вклад ядерных фрагментов в суммарную поглощенную дозу составил 2-3 %, такой же вклад в суммарную эквивалентную дозу достиг 20-30 %.

Последняя оценка, полученная в результате прямых измерений, примерно в 1,5 раза выше, чем косвенные оценки других авторов.

Результаты, полученные разработанным методом при одностадийном травлении ТТД, находятся в хорошем согласии с результатами, полученными после более сложного анализа, подразумевающего применение многостадийного травления и отслеживания эволюции развития трека каждой отдельной частицы, что позволяет существенно упростить процедуру выделения в ТТД вторичных событий.

Дополнительные эксперименты, выполненные на ускорителе протонов высоких энергий показали разумное согласие спектров ядерных фрагментов, образующихся в материале ТТД со спектрами вторичных короткопробежных частиц космического излучения.

Экспериментальные результаты о вкладе вторичных заряженных частиц космического излучения могут быть использованы для оценки эффектов радиационного воздействия на биологические объекты и космонавтов, а также при планировании долгосрочных экспедиций на борту МКС.

Список литературы

1 Алчинова, И.Б., и др. Космический эксперимент «ФЕНИКС»: Предварительные итоги [Текст] / И.Б. Алчинова, Е.Н. Яковенко [и др.] // Авиакосмическая и экологическая медицина. – 2017. – Т. 51. – № 7 (спецвыпуск). – с. 26–30.

2 Иноземцев К.О., и др. Применение комбинированного метода на основе пассивных детекторов для измерения доз космического излучения на борту КА БИОН-М1 [Текст] // «Космический научный проект «БИОН-М1»: медико-биологические эксперименты и исследования» / под ред. А.И. Григорьева. – М.: ГНЦ РФ-ИМБП РАН, 2016. – ISBN 978-5-902119-32-6 – с. 569-580.

3 Иноземцев, К.О. Разработка метода и проведение измерений космического излучения на околоземной орбите с применением твердотельных трековых детекторов [Текст] / К.О. Иноземцев; рук. работы Кушин Владимир Васильевич. – [Б. м.], 2015.

4 Иноземцев, К.О., и др. Измерение доз и спектров линейной передачи энергии космического излучения внутри биологического спутника «БИОН-М1» [Текст] / К.О. Иноземцев, В.В. Кушин [и др.] // Авиакосмическая и экологическая медицина. – 2015. – Т. 49. – № 2. – с. 16–22.

5 Маренный, А.М. Физические основы исследования радиационных воздействий плотноионизирующих частиц на Земле и в космосе: автореф. дисс. … д-ра физ.-мат. наук (научный доклад): 01.04.16. – Дубна, 1994. – 83 с.

6 Научный проект «БИОСПУТНИК»: [Электронный ресурс] // ГНЦ РФ-ИМБП РАН, г. Москва. 2013-2019. URL: http://biosputnik.imbp.ru. (Дата обращения 19.05.2019).

7 Российские космические эксперименты на борту МКС: [Электронный ресурс] // Координационный научно-технический ЦНИИМАШ, г.

Королев. 2000-2019. URL: http://knts.tsniimash.ru/ru/site/Experiment.aspx. (Дата обращения 19.05.2019).

8 Средства индивидуального дозиметрического контроля: [Электронный ресурс] // Ангарский филиал ООО «Уралприбор», г. Новоуральск. 2014. URL: http://www.uralpribor.com. (Дата обращения 31.05.2014).

9 Флейшер, Р.Л., Прайс, П.Б., Уокер, Р.М. Треки заряженных частиц в твердых телах. Принципы и приложения [Текст]: в 3-х ч. ч. I: Принципы и приложения / Р.Л. Флейшер, П.Б. Прайс, Р.М. Уокер. / Пер. с англ. Под общ. ред. Ю.А. Шуколюкова – М.: Энергоиздат. – 1981. – 152 с.

10 Шафиркин, А.В., Григорьев, Ю.Г. Межпланетные и орбитальные космические полеты. Радиационный риск для космонавтов (радиобиологическое обоснование) / А.В. Шафиркин, Ю.Г. Григорьев – М.: ЗАО «Издательство «Экономика», 2009. – 639 с.

11 Akkerman A., et al. Modeling of proton induced SEUs [Text] / A. Akkerman, J. Barak [et al.] // Radiation Physics and Chemistry. – 1996. – Vol. 48. – No. 1. – pp. 11-22.

12 Akselrod, M.S., Sykora, G.J. Fluorescent nuclear track detector technology – A new way to do passive solid state dosimetry [Text] / M.S. Akselrod, G.J. Sykora // Radiation Measurements. – 2011. – Vol. 46. – Issue 12. – pp. 1671-1679.

13 Ambrožová, I., et al. Contribution of different particles onboard ISS measured with track etched detectors [Text] / I. Ambrožová, M. Davídková [et al.] // Radiation Protection Dosimetry. – 2018. – Vol. 180. – Issue 1-4. – pp. 138-141.

14 Ambrožová, I., et al. Cosmic radiation monitoring at low-Earth orbit by means of thermoluminescence and plastic nuclear track detectors [Text] / I. Ambrožová, K. Pachnerová Brabcová [et al.] // Radiation Measurements. – 2017. – Vol. 106. – pp. 262-266.

15 Ambrožová, I., et al. Measurement of target fragments produced by 160 MeV proton beam in aluminum and polyethylene with CR-39 plastic nuclear track

detectors [Text] / I. Ambrožová, N. Yasuda [et al.] // Radiation Measurements. – 2014. – Vol. 64. – pp. 29-34.

16 Ambrožová, I., et al. Monitoring onboard spacecraft by means of passive detectors [Text] / I. Ambrožová, K. Brabcová [et al.] // Radiation Protection Dosimetry. – 2011. – Vol. 144. – pp. 605-610.

17 Armstrong, T.W., et al. Model calculations of the radiation dose and LET spectra on LDEF and comparisons with flight data [Text] / T.W. Armstrong, B.L. Colborn, E.V. Benton // Radiation Measurements. – 1996. – Vol. 26. – Issue 6. – pp. 751-764.

18 Badhwar, G.D., et al. Effects of trapped proton flux anisotropy on dose rates in low Earth orbit [Text] / G.D. Badhwar , V.V. Kushin [et al.] // Radiation Measurements. – 1999. – Vol. 30. – Issue 3. – pp. 415-426.

19 Badhwar, G.D., et al. Intercomparison of radiation measurements on STS-63 [Text] / G.D. Badhwar, W. Atwell [et al.] // Radiation Measurements. – 1996. – Vol. 26. – Issue 6. – pp. 901-916.

20 Badhwar, G.D., et al. Solar Modulation of Dose Rate Onboard the Mir Station [Text] / G.D. Badhwar, V.A. Shurshakov, V.V. Tsetlin // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 1997. – Vol. 44. – pp. 2529-2541.

21 Benton, E.R., Benton, E.V. Space radiation dosimetry in low-earth orbit and beyond [Text] / E.R. Benton, E.V. Benton // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. – 2001. – Vol. 184. – Issues 1-2. – pp. 255-294.

22 Benton, E.R., et al. Observation of short-range, high-LET tracks in CR-39 plastic nuclear track detector by visible light microscopy [Text] / E.R. Benton, C.E. Johnson [et al.] // Radiation Measurements. – 2011. – Vol. 46. – Issue 5. – pp. 527-532.

23 Benton, E.R., et al. Passive dosimetry aboard the Mir Orbital Station: internal measurements [Text] / E.R. Benton, E.V. Benton [et al.]. // Radiation Measurements. – 2002. – Vol. 35. – Issue 5. – pp. 439-455.

24 Benton, E.R., et al. Secondary particle contribution to LET spectra on LDEF [Text] / E.R. Benton, E.V. Benton [et al.]. // Radiation Measurements. – 1996. – Vol. 26. – Issue 6. – pp. 793-797.

25 Benton, E.R., Radiation dosimetry at aviation altitudes and in low-Earth orbit: PhD Thesis – University College Dublin, Dublin, Ireland, 2004. – 284 p.

26 Berger, T., Hajek, M. TL-efficiency–Overview and experimental results over the years [Text] / T. Berger, M. Hajek // Radiation Measurements. – 2008. – Vol. 43. – Issues 2-6. – pp. 146-156.

27 Bertini, H.W., et al. High energy (E≤1000 GeV) intranuclear cascade model for nucleons and pions incident on nuclei and comparisons with experimental data [Text] / H.W. Bertini, A.H. Culkowski [et al.] // Physical Review C. – 1978. – Vol. 17. – Issue 4. – pp. 1382-1394.

28 Bilski, P., et al. Comparison of the response of various TLDs to cosmic radiation and ion beams: Current results of the HAMLET project [Text] / P. Bilski, T. Berger [et al.] // Radiation Measurements. – 2011. – Vol. 46. – Issue 12. – pp. 1680-1685.

29 Bilski, P., et al. Influence of cosmic radiation spectrum and its variation on the relative efficiency of LiF thermoluminescent detectors - Calculations and measurements [Text] / P. Bilski, D. Matthia, T. Berger // Radiation Measurements. – 2016. – Vol. 88. – pp. 33-40.

30 Bion, T., Bourrieau, J. A Model for proton-induced SEU [Text] / T. Bion, J. Bourrieau // IEEE Transactions on Nuclear Sciences. – 1989. – Vol. 36. – Issue 6. – pp. 2281-2286.

31 Borak, T.B., et al. Quality factors for space radiation: A new approach [Text] / T.B. Borak, L.H. Heilbornn [et al.] // Life Sciences in Space Research. – 2014. – Vol. 1. – pp. 96-102.

32 Braunn, B., et al. Assessment of nuclear-reaction codes for proton-induced reactions on light nuclei below 250 MeV [Text] / B. Braunn, A. Boudard [et al.] // The European Physics Journal Plus. – 2015. – Vol. 130. – No. 7. – Article number 153.

33 Caffrey, J.A., Hamby, D.M. A review of instruments and methods for dosimetry in space [Text] / J.A. Caffrey, D.M. Hamby // Advances in Space Research. – 2011. – Vol. 47. – Issue 4. – pp. 563-574.

34 Caresana, M., et al. Determination of *LET* in PADC defectors through the measurement of track parameters [Text] / M. Caresana, M. Ferrarini [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2012. – Vol. 683. – pp. 8-15.

35 Carl Zeiss® Quick Guide Zen 2.3 (Blue Edition), 2016. First Steps with Zen [Электронный текст данных]. – Режим доступа: URL: http://applications.zeiss.com/C125792900358A3F/0/A90E83CDDA35BAEAC125803600441438/$FILE/ZEN2_3-First_steps.pdf - (последний доступ 03-10-2016).

36 Carlsson, C.A., Carlsson, G.A. Proton dosimetry with 185 MeV protons. Dose buildup from secondary protons and recoil electrons [Text] / C.A. Carlsson, G.A. Carlsson // Health Physics. – 1977. – Vol. 33. – pp. 481-484.

37 Casolino, M., et al. The Altcriss project on board the International Space Station [Text] / M. Casolino, F. Altamura [et al.] // Advances in Space Research. – 2007. – Vol. 40. – Issue 11. – pp. 1746-1753.

38 Chechenin, N.G., et al. Silicon Fragmentation Under the Effect of High-Energy Cosmic-Ray Protons [Text] / N.G. Chechenin, T.V. Chuvilskaya [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. – 2009. – Vol. 72. – No. 10. – pp. 1767-1772.

39 Csige, I., et al. Environmental effects on induction time and sensitivity of different types of CR-39 [Text] / I. Csige, I. Hunyadi, J. Charvat // Nuclear Tracks and Radiation Measurements. - 1991. - Vol. 19. - Issues 1-4. - pp. 151-154.

40 Cucinotta, F.A., et al. Effects of target fragmentation on evaluation of LET spectra from space radiations: implications for space radiation protection studies / F.A. Cucinotta, J.W. Wilson [et al.] // Radiation Measurements. – 1996. – Vol. 26. – Issue 6. – pp. 923-934.

41 Doke, T., et al. Estimation of dose equivalent in STS-47 by a combination of TLDs and CR-39 [Text] / T. Doke, T. Hayashi [et al.] // Radiation Measurements. – 1995. – Vol. 24. – Issue 1. – pp. 75-82.

42 Doke, T., et al. Measurements of LET-distribution, dose equivalent and quality factor with the RRMD-III on the Space Shuttle Missions STS-84, -89 and -91 [Text] / T. Doke, T. Hayashi [et al.] // Radiation Measurements. – 2001. – Vol. 33. – Issue 3. – pp. 373-387.

43 Dörschel, B., et al. 3D computation of the shape of etched tracks in CR-39 for oblique particle incidence and comparison with experimental results [Text] / B. Dörschel, D. Hermsdorf [et al.] // Radiation Measurements. – 2003. – Vol. 37. – Issue 6. – pp. 563-571.

44 Dudkin, V.E., et al. A study of the dose composition in tissue-equivalent phantoms for high-energy protons [Text] / V.E. Dudkin, E.E. Kovalev [et al.] // Health Physics. – 1972. – Vol. 23. – No. 5. – pp. 663-669.

45 Durante, M., Cucinotta, F.A., Physical basis of radiation protection in space travel [Text] / M. Durante, F.A. Cucinotta // Reviews of Modern Physics. – 2011. – Vol. 83. – pp. 1245-1281.

46 Friedrich, T., et al. Systematic analysis of RBE and related quantities using a database of cell survival experiments with ion beam irradiation [Text] / T. Friedrich, U. Scholz [et al.] // Journal of Radiation Research. – 2013. – Vol. 54. – No. 3. – pp. 494–514.

47 Fromm, M. Light MeV-ions etching studies in a plastic track detector [Text] / M. Fromm // Radiation Measurements. – 2005. – Vol. 40. – Issues 2-6. – pp. 160-169.

48 Granja, C., et al. The SATRAM Timepix spacecraft payload in open space onboard the Proba-V satellite for wide range radiation monitoring in LEO orbit [Text] / C. Granja, S. Polansky [et al.] // Planetary and Space Science. – 2016. – Vol. 125. – pp. 114-129.

49 Hagiwara, M., et al. Differential cross sections on fragment ($2 \leq Z \leq 9$) production for carbon, aluminum and silicon induced by tens-of-MeV protons

[Text] / M. Hagiwara, T. Sanami [et al.] // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2012. – Vol. 49. – Issue 6. – pp. 571–587.

50 Hajek, M., et al. Convolution of TLD and SSNTD measurements during the BRADOS-1 experiment onboard ISS (2001) [Text] / M. Hajek, T. Berger [et al.] // Radiation Measurements. – 2008. – Vol. 43. – Issue 7. – pp. 1231-1236.

51 Harada, M., et al. Light charged-particle production in proton-induced reactions on ^{12}C, ^{27}Al, ^{58}Ni, ^{90}Zr, ^{197}Au, and ^{209}Bi at 42 and 68 MeV [Text] / M. Harada, Y. Watanabe [et al.] // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2002. – Vol. 39. – Suppl. 2. – pp. 393–396.

52 Henke, R.P., Benton, E.V. On geometry of tracks in dielectric nuclear track detectors [Text] / R.P. Henke, E.V. Benton // Nuclear Instruments and Methods. – 1971. – Vol. 97. – Issue 3. – pp. 483-489.

53 Hermsdorf, D. Evaluation of the sensitivity function V for a registration of α-particles in PADC CR-39 solid state nuclear track detector material [Text] // D. Hermsdorf // Radiation Measurements. – 2009. – Vol. 44. - Issue 3. – pp. 283-288.

54 Hermsdorf, D. Measurement and comparative evaluation of the sensitivity V for protons and hydrogen isotopes registration in PADC detectors of type CR-39 [Text] / D. Hermsdorf // Radiation Measurements. – 2009. – Vol. 44. - Issues 9-10. – pp. 806–812.

55 Hermsdorf, D., et al. Measurement of bulk etch rates for poly-allyl-diglycol carbonate (PADC) and cellulose nitrate in a broad range of concentration and temperature of NaOH etching solution [Text] / D. Hermsdorf, M. Hunger, S. Starke // Radiation Measurements. – 2007. – Vol. 42. – Issue 1. – pp. 1-7.

56 Hermsdorf, D., Physics aspects of light particle registration in PADC detectors of type CR-39 [Text] / D. Hermsdorf // Radiation Measurements. – 2011. – Vol. 46. – Issue 4. – pp. 396-404.

57 ICRP Publication 103. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection [Text] // Annuals of ICRP. – 2007. – Vol. 37. - Issues 2-4. – pp. 1-332.

58 ICRU Report 63. Nuclear data for neutron and proton radiotherapy and for radiation protection [Text]. – International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland. – 2000.

59 Inozemtsev, K.O., et al. Measurement of different components of secondary radiation onboard International Space Station by means of passive detectors [Text] / K.O. Inozemtsev, V.V. Kushin [et al.] // Radiation Protection Dosimetry. – 2018. – Vol. 181. – No. 4. – pp. 412-417.

60 Inozemtsev, K.O., et al. Measurement of linear energy transfer spectra of high-LET space radiation inside the International Space Station modules (2013-2014) [Text] / K.O. Inozemtsev, V.V. Kushin [et al.] // Physics Procedia. – 2015. – Vol. 74. – pp. 324-327.

61 Inozemtsev, K.O., et al. Observation of fragmentation events caused by space radiation: Contribution to the LET spectrum as measured with CR-39 track detectors [Text] / K.O. Inozemtsev, V.V. Kushin [et al.] // Radiation Measurements. – 2016. – Vol. 95. – pp. 37-43.

62 Inozemtsev, K.O., et al. On the consistency among different approaches for nuclear track scanning and data processing [Text] / K.O. Inozemtsev, V.V. Kushin [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2018. – Vol. 887. – pp. 133-137.

63 Inozemtsev, K.O., Kushin V.V. Comparative analysis of CR-39 sensitivity for different sets of measurable track parameters [Text] / K.O. Inozemtsev, V.V. Kushin // Radiation Measurements. – 2016. – Vol. 91. – pp. 44-49.

64 Jadrníčkova, I., et al. Variation of absorbed doses onboard of ISS Russian Service Module as measured with passive detectors [Text] / I. Jadrníčkova, R. Tateyama [et al.] // Radiation Measurements. – 2009. – Vol. 44. – Issues 9-10. – pp. 901-904.

65 Johnson, C.E., et al. Analysis of short-range tracks and large track fluences in CR-39 PNTD using atomic force microscopy [Text] / C.E. Johnson, E.R. Benton [et al.] // Radiation Measurements. – 2009. – Vol. 44. – Issues 9-10. – pp. 742-745.

66 Karganov, M.Yu., et al. The “PHOENIX” Space Experiment: Study of Space Radiation Impact on Cells Genetic Apparatus on Board the International Space Station [Text] / M.Yu. Karganov, I.B. Alchinova [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 784. – Article number 012024.

67 Kartashov, D., Shurshakov, V. Analysis of space radiation exposure levels at different shielding configurations by ray-tracing dose estimation method [Text] / D. Kartashov, V. Shurshakov // Acta Astronautica. – 2018. – Vol. 144. – pp. 320-330.

68 Klimpki, G., et al. Ion range measurements using fluorescent nuclear track detectors [Text] / G. Klimpki, J.-M. Osinga [et al.] // Radiation Measurements. – 2013. – Vol. 56. – pp. 342-346.

69 Kodaira, S., et al. A performance test of a new high-surface-quality and high-sensitivity CR-39 plastic nuclear track detector – TechnoTrak [Text] / S. Kodaira, K. Morishige [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. – 2016. – Vol. 383. – pp. 129-135.

70 Kodaira, S., et al. Analysis of radiation dose variations measured by passive dosimeters onboard the International Space Station during the solar quiet period (2007–2008) [Text] / S. Kodaira, H. Kawashima [et al.] // Radiation Measurements. – 2013. – Vol. 49. – pp. 95-102.

71 Kodaira, S., et al. Calibration of CR-39 with atomic force microscope for the measurement of short range tracks from proton-induced target fragmentation reactions [Text] / S. Kodaira, N. Yasuda [et al.] // Radiation Measurements. – 2013. – Vol. 50. – pp. 232-236.

72 Kodaira, S., et al. Contribution to dose in healthy tissue from secondary target fragments in therapeutic proton, He and C beams measured with CR-39 plastic nuclear track detectors [Text] / S. Kodaira, H. Kitamura [et al.] // Scientific Reports. – 2019. – Vol. 9. – Article number 3708.

73 Kodaira, S., et al. Improvement of charge resolution for high Z/β particles in CR-39 nuclear track detectors by means of two-step etching technique [Text] /

S. Kodaira, S. Naka [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. – 2012. – Vol. 274. – pp. 36-41.

74 Kodaira, S., et al. New method of the precise measurement of the thickness and bulk etch rate of the solid-state track detector [Text] / S. Kodaira, N. Yasuda [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2007 – Vol. 574. – pp. 163-170.

75 Kodaira, S., et al. On the use of CR-39 PNTD with AFM analysis in measuring proton-induced target fragmentation particles [Text] / S. Kodaira, T. Konishi [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. – 2015. – Vol. 349. – pp. 163-168.

76 Kodaira, S., et al. Variation of dose quantities from CR-39 detectors onboard ISS Russian segment: etching and angular correction [Электронный ресурс] / S. Kodaira, M. Sato [et al.] // 13th Workshop on radiation monitoring for the International Space Station (WRMISS-2008) – Электрон. текстовые дан. – Krakow, Poland, 2008. – Режим доступа: http://wrmiss.org/workshops/thirteenth/Kodaira.pdf, свободный.

77 Kushin, V.V. Measurement of LET distribution and absorbed dose from secondary particles on board the spacecraft [Text] / V.V. Kushin // Radiation Protection Dosimetry. – 2010. – Vol. 141. – No. 2. – pp. 199–204.

78 Kushin, V.V., Inozemtsev, K.O. A Study of the CR-39 Track Detector Sensitivity to Heavy Charged Particles of Space Radiation [Text] / V.V. Kushin, K.O. Inozemtsev // Instruments and Experimental Techniques. – 2015. – Vol. 58. – No. 6. – pp. 794–798.

79 Matsumoto, H., et al. A 52 mm cubic scintillating fiber camera with 75 mm gated-image intensifier as a dosimeter in space [Text] / H. Matsumoto, H. Kawakami [et al.] // Proc. SPIE 6294, Infrared and Photoelectronic Imagers and Detector Devices II. – 2006. – Article number 62940Y. – doi: 10.1117/12.680400.

80 NCRP Report No. 137. Fluence-based and Microdosimetric Event-based Methods for Radiation Protection in Space. – Bethesda, Maryland, USA. – 2001. – 112 p.

81 NCRP Report No. 142. Operational Radiation Safety Program for Astronauts in Low Earth Orbit: A Basic Framework. – Bethesda, Maryland, USA. – 2002. – 168 p.

82 Nikezić, D. Three dimensional analytical determination of the track parameters [Text] / D. Nikezić // Radiation Measurements. – 2000. – Vol. 32. – Issue 4. – pp. 277-282.

83 Nikezic, D., et al. Comparison among different models of track growth and experimental data [Text] / D. Nikezic, D. Kostic [et al.] // Radiation Measurements. – 2006. – Vol. 41. – Issue 3. – pp. 253–256.

84 Nikezic, D., et al.. A computer program TRACK P for studying proton tracks in PADC detectors [Text] / D. Nikezic, M. Ivanovic, K. N. Yu // Software X. – 2016. – Vol. 5. – pp. 74-79.

85 Nikezic, D., Yu, K.N. Calculations of track parameters and plots of track openings and wall profiles in CR39 detector [Text] / D. Nikezic, K.N. Yu // Radiation Measurements. – 2003. – Vol. 37. – Issue 6. – pp. 595-601.

86 Nikezic, D., Yu, K.N. Computer program TRACK_TEST for calculating parameters and plotting profiles for etch pits in nuclear track materials [Text] / D. Nikezic, K.N. Yu // Computer Physics Communications. – 2006. – Vol. 174. – pp. 160–165.

87 Nikezic, D., Yu, K.N. Computer program TRACK_VISION for simulating optical appearance of etched tracks in CR-39 nuclear track detectors [Text] / D. Nikezic, K.N. Yu // Computer Physics Communications. – 2008. – Vol. 178. – pp. 591–595.

88 Nikezic, D., Yu, K.N. Formation and growth of tracks in nuclear track materials [Text] / D. Nikezic, K.N. Yu // Materials Science and Engineering R. – 2004. – Vol. 46. – pp. 51-123.

89 Nikezic, D., Yu, K.N. Three-dimensional analytical determination of the track parameters: over-etched tracks [Text] / D. Nikezic, K.N. Yu // Radiation Measurements. – 2003. – Vol. 37. – Issue 1. – pp. 39-45.

90 Norbury, J.W., et al. Nuclear data for space radiation [Text] / J.W. Norbury, J. Miller [et al.] // Radiation Measurements. – 2012. – Vol. 47. – Issue 5. – pp. 315-363.

91 O'Neill, P.M., Badhwar, G.D. Single Event Upsets for Space Shuttle Flights of New General Purpose Computer Memory Devices [Text] / P.M. O'Neill, G.D. Badhwar // IEEE Transactions on Nuclear Sciences. – 1994. – Vol. 41. – Issue 5. – pp. 1755-1764.

92 Obryk, B., et al. The response of different types of TL lithium fluoride detectors to high-energy mixed radiation fields [Text] / B. Obryk, P. Bilski [et al.] // Radiation Measurements. – 2008. – Vol. 43. – pp. 1144-1148.

93 Pachnerová Brabcová, K., et al. Uncertainties in linear energy transfer spectra measured with track-etched detectors in space [Text] / K. Pachnerová Brabcová, I. Ambrožová [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2013. – Vol. 713. – pp. 5-10.

94 Paganetti, H. Nuclear interactions in proton therapy: dose and relative biological effect distributions originating from primary and secondary particles [Text] / H. Paganetti // Physics in Medicine and Biology. – 2002. – Vol. 47. – Issue 5. – pp. 747–764.

95 Pálfalvi, J.K. Fluence and dose of mixed space radiation by SSNTDs achievements and constraints [Text] / J.K. Palfalvi // Radiation Measurements. – 2009. – Vol. 44. – Issues 9-10. – pp. 724-728.

96 Pálfalvi, J.K., et al. Detection of primary and secondary cosmic ray particles aboard the ISS using SSNTD stacks [Text] / J.K. Palfalvi, Yu. Akatov [et al.] // Radiation Protection Dosimetry. – 2006. – Vol. 120. – Issue 1-4. – pp. 427-432.

97 Rovituso, M., La Tessa, C. Nuclear interactions of new ions in cancer therapy: impact on dosimetry [Text] / M. Rovituso, C. La Tessa // Translational Cancer Research. – 2017. – Vol. 6. – Suppl. 5. – pp. S914-S933.

98 Seltzer, S.M. An assessment of the role of charged secondaries from nonelastic nuclear interactions by therapy proton beams in water [Text] / S.M. Seltzer // National Institute of Standards and Technology Report 5221. – 1993. – pp. 1-80.

99 Shurshakov, V.A., et al. Recent Radiation Environment Studies aboard Biological Satellites [Электронный текст данных] // 20th Workshop on Radiation Monitoring for the International Space Station - 2015 (WRMISS-2015), 8-10 September 2015, Cologne, Germany, At German Aerospace Center. – Режим доступа: URL: http://wrmiss.org/workshops/twentieth/Shurshakov.pdf – (последнее обращение 13-01-17).

100 Sihver, L., et al. A comparison of total reaction cross section models used in FLUKA, GEANT4 and PHITS [Text] / L. Sihver, M. Lantz [et al.] // 2012 IEEE Aerospace Conference. – 2012. – Paper number 1306. – pp. 1-10. – doi: 10.1109/AERO.2012.6187014.

101 Sihver, L., et al. Radiation environment onboard spacecraft at LEO and in deep space [Text] / L. Sihver, S. Kodaira [et al.] // 2016 IEEE Aerospace Conference. – 2016. – pp. 1-9. - doi:10.1109/AERO.2016.7500765State.

102 Singlettery Jr., R.C., et al. OLTARIS: On-line tool for the assessment of radiation in space [Text] / R.C. Singlettery Jr., S.R. Blatting [et al.] // Acta Astronautica. – 2011. – Vol. 68. – pp. 1086-1097.

103 Smith, M.B., et al. Bubble-detector measurements of neutron radiation in the International space station: ISS-34 to ISS-37 [Text] / M.B. Smith, S. Khulapko [et al.] // Radiation Protection Dosimetry. – 2016. – Vol. 168. – No. 2. – pp. 154-166.

104 Somogyi, G., Szalay, S.A. Track-diameter kinetics in dielectric track detectors [Text] / G. Somogyi, S.A. Szalay // Nuclear Instruments and Methods. – 1973. – Vol. 109. – pp. 211-232.

105 Space Corporation ROSCOSMOS, 2016. [Сайт]. – Режим доступа: URL: http://en.roscosmos.ru/ – (последнее обращение 03-10-2016)

106 Stoffle, N., et al. Timepix-based radiation environment monitor measurements aboard the International Space Station [Text] / N. Stoffle, L. Pinsky [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2015. – Vol. 782. – pp. 143-148.

107 Stoffle, N., Pinsky, L. Identification of stopping ions in a silicon Timepix detector [Text] / N. Stoffle, L. Pinsky // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2018. – Vol. 880. – pp. 35-39.

108 Strádi, A., et al. Comparative radiation measurements in the Russian segment of the International Space Station by applying passive dosimeters [Text] / A. Strádi, J. Szabó [et al.] // Radiation Measurements. – 2017. – Vol. 106. – pp. 267-272.

109 Strádi, A., et al. Cosmic radiation measurements on the Foton-M4 satellite by passive detectors [Text] / A. Strádi, J.K. Pálfalvi [et al.] // Acta Astronautica. – 2017. – Vol. 131. – pp. 110-112.

110 Strádi, A., et al. Dose measurements on the BION-M1 satellite applying passive detector packages [Текст] // «Космический научный проект «БИОН-М1»: медико-биологические эксперименты и исследования» / под ред. А.И. Григорьева. – М.: ГНЦ РФ-ИМБП РАН, 2016. – ISBN 978-5-902119-32-6 – с. 599-606.

111 Szabó, J. et al. Proton induced target fragmentation studies on solid state nuclear track detectors using Carbon radiators [Text] / J. Szabó, J.K. Pálfalvi [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2018. – Vol. 888. – pp. 196-201. Pálfalvi,

112 Szabó, J., Pálfalvi, J.K. Calibration of solid state nuclear track detectors at high energy ion beams for cosmic radiation measurements: HAMLET results [Text] / J. Szabó, J.K. Pálfalvi // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2012. – Vol. 694. – pp. 193–198.

113 Tastrak PADC: [Электронный ресурс] // Track Analysis Systems Ltd., г. Бристоль. 2015. URL: http://www.tasl.co.uk/plastics.php. (Дата обращения 19.05.2019).

114 Terasawa, K., et al. A small scintillating fiber camera consisting of 0.25-mm square fibers for space Dosimetry [Text] / K. Terasawa, T. Doke [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2001. – Vol. 48. – Issue 4. Part.1. – pp. 1118-1121.

115 Terasawa, K., et al. Scintillating fiber camera for neutron dosimetry in spacecraft [Text] / K. Terasawa, T. Doke [et al.] // Nuclear Instruments and methods in Physics Research Section A. – 2001. – Vol. 457. – Issue 3. – pp. 499-508.

116 Tommasino, F., Durante, M. Proton Radiobiology [Text] / F. Tommasino, M. Durante // Cancers. – 2015. – Vol. 7. – pp. 353-381.

117 Tret'yakov, V.I., et. al. The First Stage of the "BTN_Neutron" Space Experiment onboard the Russian Segment of the International Space Station [Text] / V.I. Tret'yakov, I.G. Mitrofanov [et al.] // Cosmic Research. – 2010. – Vol. 48. – No. 4. – pp. 285-299.

118 Tverskaya, L.V., et al. The features of radiation dose variations onboard ISS and Mir space station: comparative study [Text] / L.V. Tverskaya, M.I. Panasyuk [et al.] // Advances in Space Research. – 2004. – Vol. 34. – pp. 1424-1428.

119 Wilson, J.W., et al. Verification and validation: High charge and energy (HZE) transport codes and future development / J.W. Wilson, R.K. Tripathi [et al.] // NASA Technical Report NASA/TP-2005-213784. – 2005. – 36 p.

120 Yasuda, N., et al. Development of a high speed imaging microscope and new software for nuclear track detector analysis [Text] / N. Yasuda, K. Namiki [et al.] // Radiation Measurements. – 2005. – Vol. 40. – Issues 2-6. – pp. 311-315.

121 Yasuda, N., et al. Verification of angular dependence for track sensitivity on several types of CR-39 [Text] / N.Yasuda, D.H. Zhang [et al.] // Radiation Measurements. – 2008. – Vol. 43. - Supp. 1. – pp. S269-S273.

122 Zebrev, G.I., Galimov, A.M. Compact Modeling and Simulation of Heavy Ion-Induced Soft Error Rate in Space Environment: Principles and Validation

[Text] / G.I. Zebrev, A.M. Galimov // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2017. – Vol. 64. – Issue 8. – pp. 2129-2135.

123 Zeitlin, C., La Tessa, C. The role of nuclear fragmentation in particle therapy and space radiation protection [Text] / C. Zeitlin, C. La Tessa // Frontiers in Oncology. – 2016. – Vol. 6. – Article number 65.

124 Zhou, D., et al. Radiation measured for Chinese satellite SJ-10 space mission [Text] / D. Zhou, Y. Sun [et al.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 2018. – Vol. 123. – pp. 1690-1700.

125 Ziegler, J.F., et al. SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010) [Text] / J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. – 2010. – Vol. 268. – Issue 11–12. – pp. 1818-1823.

Список принятых сокращений

АСМ	Атомный силовой микроскоп
БРАДОЗ	Биорадиационный дозиметр
ГКЛ	Галактические космические лучи
ГНЦ РФ-ИМБП РАН	Государственный Научный Центр Российской Федерации - Институт медико-биологических проблем Российской Академии Наук
КА	Космический аппарат
КИ	Космическое излучение
КНА	Контейнер научной аппаратуры
КП	Космический полет
КЭ	Космический эксперимент
ЛПЭ	Линейная передача энергии
МИМ-2	Малый исследовательский модуль № 2
МКС	Международная космическая станция
НА	Научная аппаратура
ОБЭ	Относительная биологическая эффективность
ПЗС	Прибор с зарядовой связью
ПК	Персональный компьютер
ПМО	Программно-математическое обеспечение
ПЧД	Позиционно-чувствительный детектор
РПЗ	Радиационный пояс Земли
РС	Российский сегмент
СКЛ	Солнечные космические лучи
СМ	Служебный модуль
СПД	Сборка пассивных детекторов
СРК	Система радиационного контроля
СЧ ОКР	Составная часть опытно-конструкторской работы
ТЛД	Термолюминесцентный детектор

ТТД	Твердотельный трековый детектор
ЮАА	Южно-Бразильская (магнитная) аномалия
ЯМ	Ядерная эмульсия
BRYNTRN	BaRYoN TRaNsport (code)
CR-39™	Columbia Resin No. 39 (Trade mark)
FLUKA	FLUktuierende KAskade (particle transport code)
GEANT4	GEometry ANd Tracking (version) 4 (software)
HIMAC	Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba
HZE	High-Z and Energy (particles)
HZETRN	High-Z and Energy TRaNsport (code)
ICRP	International Commission on Radiological Protection
LDEF	Long Duration Exposure Facility
LET	Linear Energy Transfer
MATLAB	Matrix Laboratory (software)
MTA EK	Центр энергетических исследований Венгерской академии наук (г. Будапешт, Венгрия)
NCRP	National Council on Radiation Protection & Measurements
NIRS-QST	Национальный институт радиологических наук (г. Чиба, Япония)
OLTARIS	On- Line Tool for the Assessment of Radiation in Space
PADC	Поли-алил-дигликоль карбонат
PCHIP	Piecewise Cubic Hermite Interpolating Polynomial
PHITS	Particle and Heavy Ion Transport code System
TANDETRON	Tandem accelerator
TEPC	Tissue Equivalent Proportional Counter
UJF AVCR	Институт ядерной физики Чешской академии наук (г. Ржеж, Чехия)

Благодарности

Автор благодарит:

- Своего научного руководителя – Кушина Владимира Васильевича, с.н.с. *ГНЦ РФ-ИМБП РАН*, за неусыпное и профессиональное руководство диссертационным исследованием, полезные обсуждения и помощь при написании статей.
- Своего непосредственного начальника – Шуршакова Вячеслава Александровича, в.н.с. – заведующего отделом О-10 *ГНЦ РФ-ИМБП РАН* за постоянную помощь и поддержку исследований, теплое отношение, предоставление стендовой базы и оборудования, а также помощь в организацию калибровочных экспериментов на ускорителях заряженных частиц.

Считаю важнейшей обязанностью поблагодарить своих родителей – Иноземцевых Олега Александровича и Ларису Викторовну, а также сестру – Марину Олеговну – за помощь и моральную поддержку, оказываемую на протяжении многих лет моей научной и профессиональной деятельности.

Выражаю глубочайшую признательность своим коллегам, научным партнерам и соавторам, оказавшим поддержку на различных этапах работы, а именно:

- Всему коллективу Отдела О-10 *ГНЦ РФ-ИМБП РАН* за дружелюбную и теплую атмосферу, полезные советы и обсуждения. Отдельную благодарность хотелось бы выразить в.н.с. О-103 В.В. Бенгину за организацию научных семинаров, полезные обсуждения результатов исследований и проявленное к ним внимание.
- Администрации Национального Института Радиологических Наук *NIRS-QST* в г. Чиба, Япония – за безвозмездное предоставление времени на пучке ускорителя HIMAC и оказанную поддержку. Большая часть данной работы была выполнена в рамках научного проекта «*Research Project with Heavy Ions at NIRS-HIMAC*» (ID H376).

Отдельную благодарность хотелось бы выразить ведущему научному сотруднику – доктору Сатоши Кодаире и его коллегам за помощь в облучении детекторов тяжелыми ионами и полезные обсуждения совместных публикаций.

- Коллегам из Института Ядерной Физики Чешской Академии Наук *UJF AVCR* в г. Ржеж, Чехия – докторам Владимиру Хавранеку, Анне Мачковой, Иве Амброзовой и пани Маркете Соммеровой – за помощь в облучении образцов на ускорителе TANDETRON, выполненным в рамках научного проекта «*CANAM Research Project*» (ID 314).
- Коллегам из Центра Ядерных Исследований Венгерской Академии Наук *MTA EK* в г. Будапешт, Венгрия – докторам Андреи Стради, Юлиане Сзабо и профессору Джозефу К. Палфалви – за полезные обсуждения и предоставление данных измерений на борту РС МКС для сличения.
- Николаю Александровичу Нефедову – с.н.с. лаборатории природных источников ионизирующих излучений *ФГУП НТЦ РХБГ ФМБА России* (г. Москва) – за помощь в калибровке детекторов α-частицами и полезные обсуждения.
- Проф. Михаилу Юрьевичу Карганову – заведующему лаборатории физико-химической и экологической патофизиологии *НИИ Общей патологии и патофизиологии* – за предоставленную возможность обработки и анализа трековых детекторов, экспонировавшихся на борту РС МКС в рамках КЭ «ФЕНИКС».
- Административной группе кафедры № 11 *НИЯУ «МИФИ»* в лице доц. П.Ю. Нумова, доц. М.Ф. Рунцо и Е.Ф. Макляева за организацию аспирантской образовательной программы и проявленное внимание.

Приложение А

(справочное)

Акт о внедрении (использовании) результатов диссертационной работы

Российская Академия Наук

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ

Хорошевское шоссе, д.76А
Москва, 123007

Факс:8 (499) 195-22-53,
тел. 8 (499) 195-15-73,
E-mail: info@imbp.ru

15.04.2019 № 26318-2115/855

На № _____ от _____

УТВЕРЖДАЮ
И.о. зам. директора по науке
_____ Г.И. Самарин
«___» _____ 2019 г.

АКТ
о внедрении (использовании) результатов
диссертационной работы

Комиссия в составе В.А. Шуршакова (председатель), А.Э. Лишневского и Д.А. Карташова составила настоящий Акт о том, что результаты диссертационной работы К.О. Иноземцева «РАЗВИТИЕ МЕТОДА РАЗДЕЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ И КОРОТКОПРОБЕЖНЫХ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ ТРЕКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ», представленной на соискание ученой степени кандидата наук, внедрялись (использовались) при выполнении опытно-конструкторских работ по темам:

- «Проведение работ по поддержанию на требуемом уровне технических характеристик научной аппаратуры в обеспечение лётных испытаний на борту МКС НА КЭ «Матрешка-Р» Шифр: СЧ ОКР – «ЛИ НА КЭ «Матрешка-Р» (в части НА «Комплект СПД» на этапах 3 и 4) договора СЧ ОКР № 14- от 10.01.2014 г. между ГНЦ РФ - ИМБП РАН и ПАО «РКК «Энергия»;
- «Разработка научной аппаратуры в обеспечение проведения экспериментов на «Фотон-М» (в части НА «СПД» и «БРАДОЗ») по договору на опытно-конструкторскую работу № 36 от 11.01.2011 г. между ГНЦ РФ - ИМБП РАН и ФГУП ГНПРК «ЦСКБ-Прогресс».

Использование указанных результатов позволило повысить эффективность дозиметрического сопровождения радиобиологических экспериментов, проводимых на борту РС МКС и возвращаемых биологических спутников.

Председатель комиссии: _____ В.А. Шуршаков,
В.н.с. – зав. отделом О-10, к.ф.-м.н.

Члены комиссии: _____ А.Э. Лишневский,
С.н.с. – зам. зав. отделом О-10, к.ф.-м.н.

_____ Д.А. Карташов,
С.н.с. – лаб. О-103, к.т.н.