

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОИСКИ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

(Методы, результаты и перспективы)

Г. Б. Жданов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	109
2. Попытки обнаружения ядер с $Z \geq 116$ на ускорителях.	111
3. Попытки обнаружения долгоживущих трансурановых элементов в природных условиях (Земля, Луна, метеориты)	113
4. Методы изучения тяжелой ядерной компоненты космических лучей	114
а) Ядерные фотоэмульсии (114). б) Твердотельные трековые детекторы (SSTD) (124). в) Электронные методы регистрации (128).	
5. Результаты изучения сверхтяжелой ядерной компоненты космических лучей	129
6. Заключение. Требования к эксперименту и перспективы	135
Цитированная литература	136

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние 3—5 лет в сознании многих физиков постепенно произошли существенные сдвиги в представлении о возможном существовании относительно устойчивых трансурановых элементов с зарядами $Z > 100$. Одним из экспериментальных оснований и подкреплений новой точки зрения на всю эту проблему явилось ставшее ясным к 1970 г. существенное замедление скорости спада времен жизни таких элементов с возрастанием Z при достижении зарядов $104—105^{1-5}$ (см. рис. 1). Вторым, в основном теоретическим, аргументом явились расчеты времен жизни трансурановых элементов относительно двух определяющих процессов их распада (спонтанное деление и α -распад), выполненные на основе оболочечной модели ядер несколькими группами физиков в период 1966—1970 гг. ⁶⁻¹¹. Основной результат этих работ состоит в том, что при числе нейтронов, близком к $N = 184$, и числах протонов вблизи $Z = 114$ и $Z = 126$ должны существовать «острова» резко повышенной стабильности ядер (рис. 1, 2).

Несмотря на большую степень неопределенности теоретических оценок (до 8 порядков величины), они помогают уяснить себе огромное влияние замкнутых нуклонных оболочек на стабильность ядер, а также наметить основную стратегию экспериментальных поисков. Дело в том, что времена жизни $> 10^7$, а отчасти до 10^4 лет благоприятны для использования космофизических (включая астрономию), ядерногеофизических и геохимических методов, а времена $10^3 - 10^{-16}$ сек относятся уже к сфере активности ускорителей тяжелых ионов.

Опора теоретиков на оболочечную модель ядра имеет качественное экспериментальное обоснование, в том числе и в области очень тяжелых, близких к урану ядер, таких, как изотопы Рb ($Z = 82$) и 102-го элемента.

Действительно, из анализа рис. 3 можно убедиться, что отход от относительно устойчивой замкнутой подоболочки с $N = 152$ всего на 2 нейтрона в обе стороны изменяет время жизни изотопов этого ядра относительно спонтанного деления на несколько порядков величины.

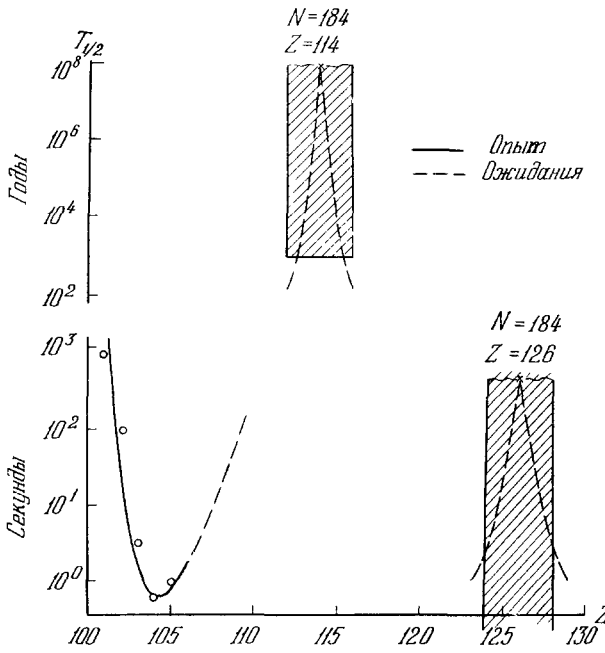


Рис. 1. Экспериментальные данные (о) и теоретические ожидания (пунктир) зарядовой зависимости времен жизни трансурановых элементов. Штрихованные прямоугольники характеризуют степень неопределенности теоретических оценок.

Еще более велико влияние магических чисел дважды замкнутых (протонных и нейтронных) оболочек на целый ряд существенных свойств стабильных ядер (включая сечения их образования) в хорошо исследованной «доурановой» области. Основные магические числа в периодической системе, равные 2, 8, 20, 50, 82, 126, в значительной мере определяют немонотонный ход таких важных ядерных характеристик, как спин, квадрупольный момент, сферичность, дефект массы и, наконец, распространенность в природе.

нность, дефект массы и, наконец, распространенность в природе.

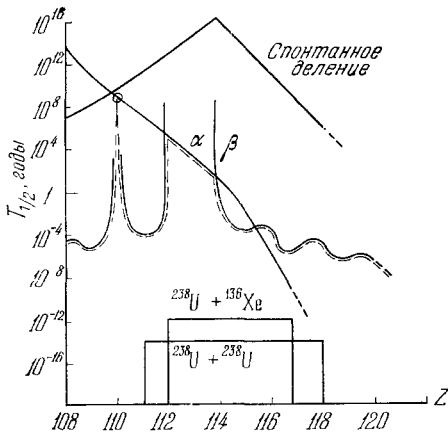


Рис. 2. Расчетные зависимости $T_{1/2}$ от атомного номера Z для периодов полураспада относительно спонтанного деления, α -распада (α) и β -распада (β). Пунктиром показан ход периодов для совокупности всех трех процессов. Внизу рисунка указаны ориентировочные границы значений Z , достигаемых в принципе с помощью реакций слияния $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ и $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$.

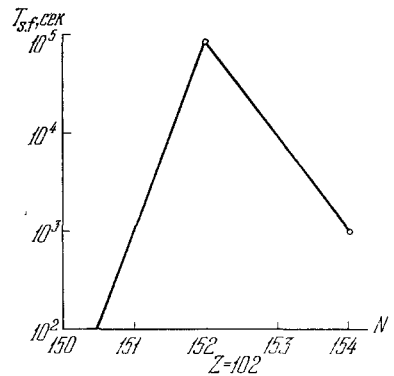


Рис. 3. Зависимость времени жизни относительно спонтанного деления для элемента $Z = 102$ от числа нейтронов в ядре N .

Немаловажный, хотя все еще недостаточно убедительный эксперимен-

тальный довод в пользу существования квазистабильных трансурановых ядер был получен из серии работ П. Фаулера с сотрудниками, которые были начаты еще в 1966 г.¹³ с использованием метода фотоэмульсий, а затем и диэлектрических детекторов, поднимаемых к границам земной атмосферы с помощью баллонов. Последующие, не менее сенсационные, хотя еще менее убедительные данные, опубликованные Лалом с сотрудниками в 1971 г.¹⁴, были получены из космоса с использованием природных диэлектрических детекторов, каковыми являются образцы метеоритного и лунного вещества.

Главной задачей этой статьи является анализ экспериментальных аспектов проблемы поиска относительно стабильных трансурановых элементов с зарядами $Z \geq 110$, и особенно в той мере, в какой она относится к ядрам с временами жизни $> 10^6$ лет и имеет прямое отношение к программе изучения ядерного состава первичного космического излучения.

Есть веские основания полагать, что главные источники космических лучей являются во многих отношениях уникальными астрофизическими объектами, физические условия на которых (температура, магнитные поля, плотности ядер и нейтронные потоки) создают возможности синтеза сверхтяжелых ядер, не страдающих дефицитом нейтронов. Поэтому, с учетом возможностей прямого обнаружения источников космических лучей методами рентгеновской и γ -астрономии, мы сможем подойти, в принципе, к такой ситуации, когда космический и ускорительный (с использованием наиболее тяжелых ионов) эксперименты будут давать взаимно дополняющую информацию о состояниях ядерной материи далеко за современными пределами менделеевской таблицы.

2. ПОПЫТКИ ОБНАРУЖЕНИЯ ЯДЕР С $Z > 116$ НА УСКОРИТЕЛЯХ

В феврале 1971 г. на Международной конференции по физике тяжелых ионов в Дубне был изложен ряд сообщений о первых экспериментальных попытках осуществления «большого скачка» по лестнице все возрастающих зарядов трансурановых элементов в расчете на достижение «островов» повышенной их стабильности *).

В работах А. Г. Демина и др.¹⁵ в 1971 г. проводились облучения мишеней из ^{238}U и ^{243}Am пучком ионов $^{66}\text{Zn}^{+10}$ с энергией 390 Мэв и интенсивностью до $5 \cdot 10^9$ частиц в секунду на ускорителе У-300 ЛЯР ОИЯИ **) (рис. 4). При условии, что время жизни продукта слияния превышало 10^{-8} сек, верхний предел сечения образования ядра 122^{304} (для случая урановой мишени) был оценен в 10^{-30} см². В работе Г. Н. Флерова¹⁷ отмечалось, однако, что значительно больше шансов

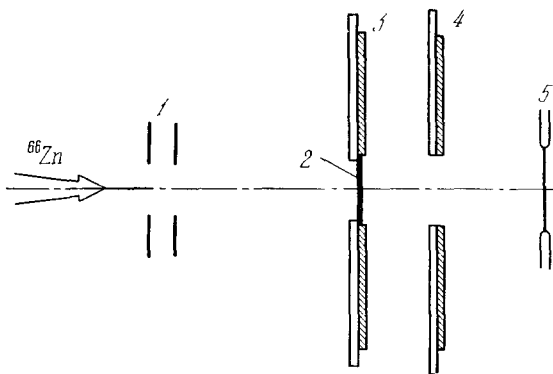


Рис. 4. Схема опыта по синтезу сверхтяжелых ядер на ускорителе в Дубне¹⁵.

1 — коллиматоры пучка ионов; 2 — мишень, 3 и 4 — детекторы осколков деления; 5 — сборник ядер отдачи

*) Одно время казалось, что все эти попытки бессмысленны вследствие резкого (по закону $\exp(-Z^2/A)$) спада времен жизни относительно спонтанного деления.

**) Еще до этого группой Томпсона¹⁶ предпринималась попытка использовать реакцию $^{90}\text{Ag} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{228}\text{x}114 + xn$, однако огромный дефицит нейтронов (~ 14) относительно оболочки $N = 184$ оставлял слишком мало шансов на успех.

на успех должны иметь будущие опыты с реакциями $U + Xe$ или даже $U + U$, ибо только они позволят подойти к образованию ядер с дважды замкнутыми оболочками $Z = 114$ и $N = 184$.

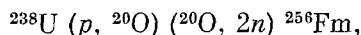
В связи с этим вызывают особый интерес как прогресс в ускорении все более тяжелых ионов на ускорителе ЛЯР ОИЯИ, так и доложенные еще на конференции 1971 г. ¹⁸ планы запуска нового ускорителя, так называемого СУПЕР-ХИЛАК, в Радиационной лаборатории Лоуренса в США на энергии 2,5—8,5 Мэв/нуклон.

Интересным новым направлением в осуществлении столкновений тяжелых ядер с целью их слияния явились попытки использования обычного протонного ускорителя, предпринятые впервые А. Мариновым и др. в Резерфордской лаборатории на материалах, облученных на ускорителе ЦЕРН ¹⁹. Исследование состояло в детальном радиохимическом анализе вольфрамовой мишени, длительное время находившейся в интенсивном пучке протонов с энергией 24 Гэв, с целью нахождения в ней сверхтяжелых аналогов ртути с зарядом $Z = 112$. Надежда была на то, что, хотя бы и очень редко, энергичный протон сможет выбить из ядра вольфрама какое-то очень тяжелое ядро отдачи с энергией >1 Гэв, достаточной для преодоления кулоновского барьера другого ядра W с последующей реакцией слияния этих ядер. Полученные в этом исследовании положительные указания на спонтанное деление атомов со свойствами ртути (эффект составлял $4,0 \pm 0,3$ в сутки) стимулировали планирование специальных экспериментов в этом направлении.

Однако проведенные группой Г. Н. Флерова ²⁰ на ускорителе в Серпухове контрольные эксперименты по выбиванию достаточно тяжелых и энергичных ядер отдачи (пригодных для реализации последующей реакции слияния) с ощутимым сечением (свыше 10^{-30} см²) привели к отрицательному результату, и уже одно это ставит под сильное сомнение перспективность данного направления в целом.

Еще более убедительна прямая проверка опытов Маринова, основанная на результатах параллельно и независимо проводившихся работ трех групп физиков на протонных ускорителях США и ЦЕРН.

В работе Р. Эстерлунда и др. ²¹ ядра урана облучались протонами с энергией 11,5 Гэв с целью выяснить возможность образования уже известных трансурановых элементов по двухступенчатой реакции типа, например



с выбиванием ядер ²⁰O на первом этапе и слиянием ядер ²⁰O с ²³⁸U на втором. Тщательные поиски ядер ²⁵⁴Fm и ²⁵⁶Fm путем регистрации нейтронов, γ -квантов, α -частиц и осколков деления привели к оценкам верхнего предела результирующего сечения ожидаемой реакции, равного $\sim 2 \cdot 10^{-32}$ см² и $\sim 4 \cdot 10^{-34}$ см² соответственно.

В работе Дж. Уника и др. ²² образцы вольфрама (весом 5 и 25 г), а затем и урана (весом 1 кг и 765 г) были облучены протонами с энергией 12 или 28 Гэв при общей дозе облучения $\sim 10^{17}$ протонов (у Маринова была мишень 33 г W при дозе $7 \cdot 10^{17}$ p). В опытах с ураном было зарегистрировано путем α -спектрометрии 10 трансурановых нуклидов, вплоть до ²⁴⁸Cf (последний в количестве $\sim 10^5$ атомов, что соответствует сечению $\sim 2 \cdot 10^{-36}$ см²), но уже для изотопов Es, Fm и Md получены лишь верхние пределы сечений на уровне $\sim 10^{-38}$ см².

Образцы W и U подвергались также радиохимическому анализу с детектированием осколков спонтанного деления возможных продуктов в интервале $Z = 107 - 116$. Во всех случаях были найдены лишь верхние пределы сечений на уровне $10^{-39} - 10^{-40}$ см², в том числе и для тех усло-

вий, когда по данным Маринова и др. должен был наблюдаться эффект $5,0 \pm 0,4$ (за 115 суток измерений).

В работе Л. Вестгорда и др.²³ основной результат получен облучением уранового стержня толщиной ~ 190 г/см², облученного потоком $\sim 4 \cdot 10^{17}$ протонов с энергией 24 Гэв. Путем химической сепарации продуктов с последующим детектированием α -частиц и осколков деления был установлен резкий спад эффективных сечений образования трансуранов, начиная от $3 \cdot 10^{-29}$ см² для ²³⁶Pu и до $4 \cdot 10^{-37}$ см² для ²⁴⁸Cf (для получения последнего нужны осколки типа ¹⁴C). Грубая оценка количества и энергетического спектра осколков ⁵⁶Ca показывает, что ожидаемая реакция их слияния с ядрами U могла бы приводить к образованию изотопа ²⁹⁰112 с результирующим сечением не свыше $2 \cdot 10^{-40}$ см². Из сравнения с экспериментальными данными для ²⁴⁸Cf, для которого тот же метод оценки дает явно завышенное значение $\sigma \sim 3 \cdot 10^{-35}$ см², видно, что и оценки ожидаемых сечений образования элемента № 112 слишком оптимистичны (не говоря уже о том, что для реальных условий наблюдения продуктов распада предполагается оптимальное время жизни, $T_{1/2} \sim 1$ месяца).

3. ПОПЫТКИ ОБНАРУЖЕНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРИРОДНЫХ УСЛОВИЯХ (ЗЕМЛЯ, ЛУНА, МЕТЕОРИТЫ)

Не вызывает особых сомнений то обстоятельство, что ни на Солнце, ни на других телах Солнечной системы теперь нет условий, в которых мог бы осуществиться синтез трансурановых элементов. Именно использование самого урана и продуктов его распада для хронологии Земли (а в ближайшем будущем и других планет) основано на тезисе о «реликтовом» происхождении урана.

Отметим попутно, что на Земле существует вообще равновесие между короткоживущими элементами в интервале $Z = 84 - 89$ и гораздо более долгоживущими родоначальниками радиоактивных рядов — ураном ($Z = 92$), торием ($Z = 90$) и актинием ($Z = 89$). Относительное «долголетие» последних (масштаба $10^9 - 10^{10}$ лет) как раз и является одним из проявлений оболочечных эффектов в «островках» относительной стабильности очень тяжелых ядер.

Все это означает, что поиски любых «реликтовых» элементов с $Z > 92$ и временами жизни менее 10^8 лет практически обречены на неудачу при самых чувствительных методах их выделения. Однако это не исключает возможности и необходимости поиска более короткоживущих трансурановых элементов, которые могли бы заноситься космическими лучами либо на Землю, а затем, постепенно (миллионами лет) оседая в толщах атмосферы и океанских вод собираться в соответствующих отложениях, либо в поверхностные слои Луны и метеоритов, лишенных защитного слоя атмосферы.

Заранее предупредим читателя, что, несмотря на широкий и все возрастающий фронт работ, в этой области пока не получено ни одного вполне достоверного положительного результата. Однако основные экспериментальные указания заслуживают внимания уже потому, что они позволяют, в принципе, провести (хотя бы грубо) сопоставление с результатами прямого анализа химсостава космических лучей.

Основные группы экспериментальных фактов (подробнее о них см. в более раннем обзоре Г. Н. Флерова и др.²⁴) таковы:

1) Указания на существование либо неизвестных α -радиоактивных элементов с аномально длиннопробежными α -частицами, либо с похожими

на осмий химическими свойствами при очень скромной энергии $E_\alpha \approx \approx 4,6 \text{ Мэв}^*$)²⁵⁻²⁷.

Отметим в связи с этим, что короткоживущие искусственно созданные трансурановые элементы испускают α -частицы с энергиями до 9—9,5 Мэв (при «рекордно длинных» следах α -частиц ThC'^{212} с энергией $\sim 8,8 \text{ Мэв}$ ²⁸ и энергии 4,2 Мэв для α -частиц от долгоживущего U^{238}).

2) Указания^{29, 30} на существование неизвестных спонтанно делящихся примесей в образцах различного происхождения, в которых элементы типа Pb, W, Tl, Bi Hg длительное время (десятки и сотни лет) находились в контакте со стеклами — естественными детекторами осколков спонтанного деления; при этом получались оценки времени деления порядка 10^{20} — 10^{21} лет (при концентрациях 10^{-12} — 10^{-13} г/г); контрольные облучения медленными нейтронами от реактора позволили доказать, что ответственность за наблюдаемый эффект ни в коей мере не может быть «возложена» на примеси урана; впоследствии, однако³¹, эти результаты были пересмотрены самими авторами, которые не исключают возможности фонового эффекта, связанного с делением ядер Pb быстрыми нуклонами космических лучей.

3) Аналогичные указания³² на неизвестные (отличные от урана) спонтанно делящиеся элементы были получены из наблюдений над железомарганцевыми конкрециями — образованиями, взятыми со дна океана, обладающими возрастом $\sim 2 \cdot 10^6$ лет, существенно обогащенными элементами типа Pb, Tl, Hg, W и др. и содержащими естественные детекторы осколков деления в виде кусочков полевого шпата; плотность следов осколков деления составила в разных случаях от 7 до 120 следов/мм².

4) Указание³³ на существование элементов — аналогов Pt, Au, Hg, Tl, Pb и Bi с аномально длиннопробежными осколками спонтанного деления, полученное Х. фон Гунтенем и др. с помощью оригинальной аппаратуры — так называемого спиннера (видоизмененные пузырьковой камеры, в которой необходимое для образования пузырьков газа на следах частиц пересыщение жидкости создается быстрым вращением сосуда, содержащего раствор исследуемых соединений тяжелых элементов).

5) Полученное группой индийских физиков¹⁴ указание на существование элементов с аномально длиннопробежными осколками спонтанного деления в специально протравленных образцах (пироксен, полевой шпат) метеоритного и лунного происхождения: если ядра Fe должны давать в них следы длиной 10—13 мкм, а осколки деления урана — длиной 16,5—18,5 мкм, то реально наблюдалась также заметная доля следов длиной 20—25 мкм. Однако, как показали проведенные Р. Фляйшером и др. в США³⁴ детальные исследования оптики телевизионной камеры «Сервейора-3» (пробывшей на Луне около 2,5 лет и привезенной на Землю командой «Аполлона-12»), в подобного рода исследованиях важно учитывать фон от спонтанного деления ядер свинцовых примесей космическими лучами (он составлял в данном случае ~ 10 следов на 1 см²).

4. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ТЯЖЕЛОЙ ЯДЕРНОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

а) Ядерные фотоэмульсии. Как было отмечено выше, именно на фотоэмульсиях П. Фаулером и др.³⁵ было получено первое существенное указание на то, что в потоке почти неискаженного первичного космического излучения вблизи границы атмосферы можно обнаружить, хотя и крайне редко, ядра трансурановых элементов. Следует

*) Соответствующему элементу был приписан заряд $Z = 108$.

иметь в виду, что благодаря получению детальной микроскопической картины явления даже единичные наблюдения с фотоэмульсиями могут, в принципе, обладать большой убедительностью, исключая возможность каких бы то ни было имитирующих, фоновых процессов, столь опасных в случае, например, изучения очень редких событий методами электроники.

Для получения столь фундаментальной и простой характеристики частицы, как электрический заряд в случае быстрых и достаточно тяжелых ядер ($Z > 20$), существует хорошо известная теперь методика, основанная на микрофотометрии «профиля» следа, т. е. распределения доли поглощаемого в фотоэмульсии света как функции расстояния от траектории частицы, а следовательно, и от оси ее следа. Точность подобных измерений, как это можно отчасти проиллюстрировать на фрагментах типичного следа ядра железа (рис. 5), обусловлена следующими факторами:

- 1) длиной измеряемого участка;
- 2) точностью определения скорости ядра;
- 3) возможностью проведения калибровочных измерений в максимально сопоставимых условиях на ядрах с известным зарядом;
- 4) точностью (и надежностью) определения зарядовой зависимости одной из 3 возможных фотометрических характеристик следа: а) поглощения света на заданном расстоянии от оси следа, б) условной средней ширины следа, в) интегральной амплитуды поглощения света, проходящего сквозь щель, ограничивающую изображение следа;
- 5) влиянием краевых эффектов (у поверхности фотослоя);
- 6) общим фоном от посторонних частиц и его флуктуациями.

Рассмотрим более подробно первые 4 фактора.

1. Поперечная структура (профиль) следа носит резко неоднородный (по длине следа) характер; это связано с тем, что след формируется ионизирующим действием на чувствительные кристаллы AgBr со стороны не самого первичного ядра, а лишь выбрасываемых из окружающих его траекторию атомов δ -электронов. Для оценки роли флуктуаций этого процесса на фотографические характеристики следа укажем, что, например, усредненные по участкам длиной 15 $\mu\text{м}$ ширины следа ядра железа вдали от конца пробега (рис. 5, а, в) подвержены статистическому разбросу около 10%, а следовательно, для точности измерения ширины 2% требуются измерения на общей длине порядка 400 $\mu\text{м}$.

2. При подъеме фотоэмульсий на баллонах на высоты порядка 35—40 км и принятии специальных мер для распознавания частиц, попавших в эмульсию на участках подъема и спуска*), в эксперименте должно иметь место довольно резкое ограничение снизу для скоростей регистрируемых ядер, обусловленное пороговым действием геомагнитного поля. Так, например, в опытах Фаулера³⁵ для вертикально падающих ядер $\beta_{\text{min}} = 0,92$ (геомагнитная широта $\sim 42^\circ$), а следовательно, максимально возможный разброс оценок измеряемого заряда, казалось бы, должен был составлять $(\Delta Z)_{\text{max}} = \pm 4\%$ **). Однако в реальных условиях эксперимента ситуация оказалась заметно хуже: как показывает рис. 8 из работы³⁵, для ядер группы железа плотность следа D на расстоянии 10 $\mu\text{м}$ от оси превышает минимальную D_{min} (которая соответствует $\beta = 0,95$) не менее чем на 20% (т. е. $\Delta Z/Z \geq 10\%$) в 1% случаев, в то время как при том же энергетическом спектре для ядер с $Z = 96$ столь же большое относительное увеличение плотности может произойти уже

*) Это может быть, например, устройство, переворачивающее фотоэмульсионный блок на 180° .

**) Эта величина определяется релятивистским подъемом ионизирующей способности частиц, который составляет обычно $\sim 14\%$.

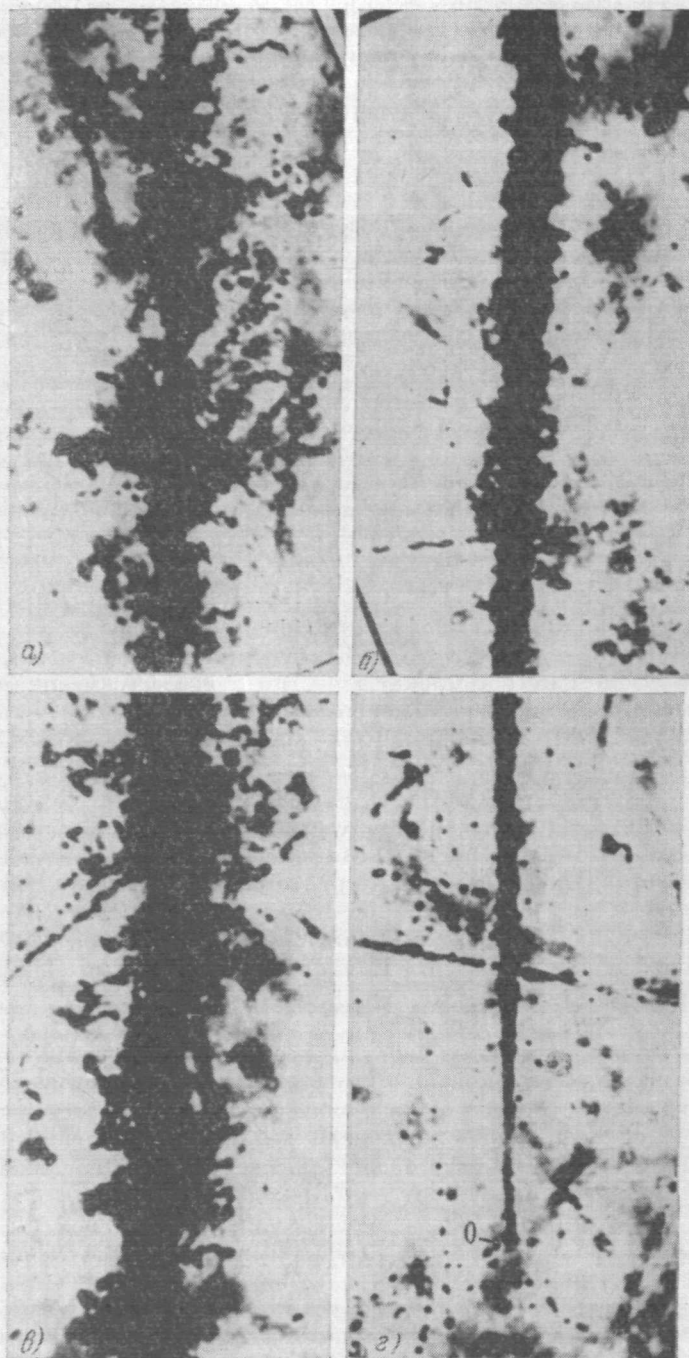


Рис. 5. След остановившегося ядра железа на различных участках его пробег, зарегистрированный в фотоэмульсии типа НИКФИ Р-2 толщиной 400 мкм. Расстояния от середины каждого участка до точки полной остановки и скорости ядра составляют соответственно: $R_2 = 0$; $R = 150$ мкм ($\beta_{\sigma} = 0,20$); $R_e = 500$ мкм ($\beta_e = 0,28$); $R_a = 500$ мкм ($\beta_a = 0,50$).

в ~20% случаев. Таким образом, связанная с «размазыванием» скоростей изучаемых ядер точность и надежность измерения заряда Z с возрастанием величины самого заряда существенно ухудшается.

При подъеме фотозмульсии в космическое пространство, как это было, например, в опытах Н. С. Ивановой и др. ³⁶, когда магнитный порог не имеет фиксированного значения, можно определять β_{\min} из условия отсутствия заметного изменения фотометрических характеристик следа на достаточно большой его длине. В частности, при длине 10 см в фотозмульсии можно сказать, что минимальная энергия составляла ≈ 1 Гэв/нуклон, откуда $\beta_{\min} = 0,86$ и $(\Delta Z)_{\max} = \pm 6\%$.

И, наконец, третий путь, пригодный лишь для измерения ядер, полностью останавливающихся внутри установки, состоит в установлении закона соответствия между пробегом R и скоростью β , который в свою очередь, хотя и слабо, но зависит от искомой величины заряда Z . Отсюда возник предложенный в работе ³⁷ метод измерения Z по изучению продольной структуры следа, в част-

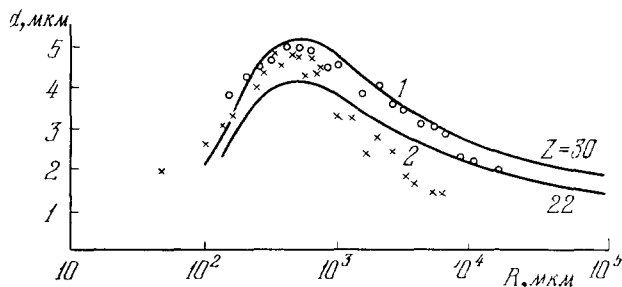


Рис. 6. Экспериментальная ³⁷ и расчетная ³⁸ зависимости ширины следа от остаточного пробега R для ядер группы железа: \times — измерение «ствола» следа; \circ — измерение «средней ширины»; сплошные кривые — расчет ширины следа, определяемых из условия $\bar{E} = E_0$ ³⁸, для $Z = 22$ и $Z = 30$ (\bar{E} — среднее удельное энерговыделение, E_0 — порог проявления зерна AgBr).

ности по измерению максимальной ширины следа d_{\max} и соответствующего остаточного пробега ядра R_{\max} .

На рис. 6 даны результаты изучения «продольной структуры» следа ядра группы Fe (из опытов с космическими лучами), представленные в виде двух вариантов зависимости ширины следа d от остаточного пробега R . Один из вариантов (\circ) соответствует обычному фотометрическому измерению средней ширины (т. е. сглаживанию флуктуаций ширины на измеряемой ячейке), другой (\times) — визуальному выделению так называемого «ствола» следа, образуемого значительно более многочисленными и, следовательно, мало флуктуирующими (по потоку) короткопробежными δ -электронами. Оказалось, что: а) измерения в обоих вариантах удовлетворительно аппроксимируются простой аналитической функцией вида

$$Y = \frac{AX}{1+X^\alpha}, \tag{1}$$

где $Y = d/d_{\max}$, $X = R/R_{\max}$, $\alpha = 1,5 - 1,7$.

Известный закон аппроксимации зависимости $d(R)$ позволяет существенно увеличить точность измерения максимальной ширины d_{\max} , не ограничиваясь участком, непосредственно примыкающим к точке максимума.

б) Зависимость средней ширины от пробега удовлетворительно согласуется с соответствующей расчетной кривой Р. Катца ³⁸, и это позволяет надеяться на то, что чисто расчетная зависимость $d_{\max}(Z)$ может явиться удовлетворительным приближением для экспериментальной оценки величины Z из измерений d_{\max} .

3. Единственная возможность экспериментальной калибровки фотозмульсий по тяжелым ядрам достаточно большой энергии до сих пор была

связана с использованием ядер группы железа. Действительно, анализ существующих данных о химическом составе космических лучей (рис. 7) показывает, что на фоне общего закономерного спада распространенности элементов с возрастанием атомного номера, идущего примерно по закону Z^{-8} , ядра группы железа образуют заметный пик с особенно резким спадом

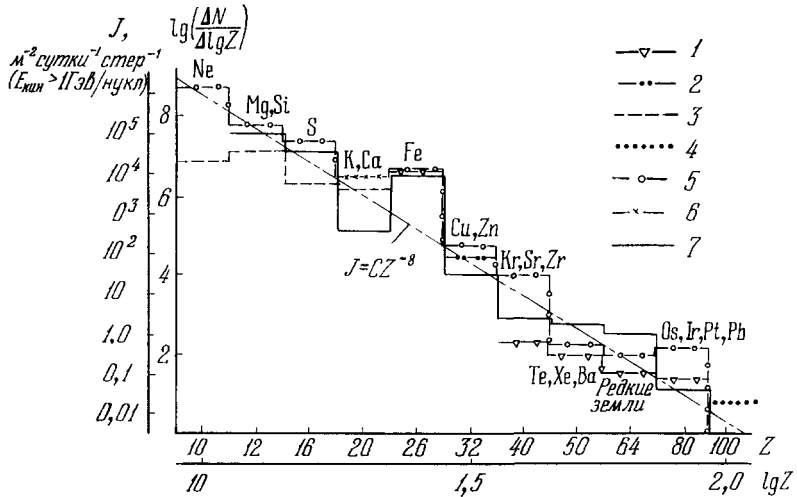


Рис. 7. Сводка существующих данных о химическом составе космических лучей (при релятивистских скоростях) и вещества различных астрофизических объектов.

По ординате, помимо произвольно нормированных относительных распространенностей, нанесена шкала абсолютных потоков космических лучей с энергией $E_{\text{мин}} > 1 \text{ ГэВ/нукл}$, по абсциссе — постоянные логарифмические интервалы значений Z ($\Delta \lg Z = 0,1$), по которым и объединяются экспериментальные данные. 1 — космические лучи 38 ; 2 — космические лучи 36 ; 3 — космические лучи 34 ; 4 — космические лучи 40 ; 5 — вещества солнечной системы 41 ; 6 — земная кора 42 ; 7 — атмосфера Солнца 42 .

в сторону больших Z . Особенно хорошо этот пик проявляется на рис. 8, где по ординате даны потоки частиц уже не в логарифмическом, а в линейном масштабе, а по абсциссе в качестве меры Z отложена применяемая обычно Фаулером величина D_{10}^{20} , т. е. логарифм поглощения света в следе частицы на расстоянии 10 мкм от оси при вычитании в качестве фона величины поглощения на расстоянии 80 мкм от оси.

Из рис. 8 можно оценить, какова должна быть статистика калибровочных измерений для обеспечения заданной точности калибровки. При этом надо помнить о соблюдении сопоставимых условий, из которых главными являются, во-первых, близость углов наклона измеряемых следов к плоскости фотоэмульсии, а во-вторых, постоянство чувствительности, толщины, качества проявления и, наконец, отсутствие регрессии скрытого изображения и потери чувствительности эмульсии, которые могут сказаться при длительном экспонировании фотоэмульсии.

К сожалению, существующие ускорители тяжелых ионов не позволяют использовать для калибровки релятивистские ядра тяжелее азота, но на ближайшие годы такую возможность следует иметь в виду в связи с быстрым прогрессом техники ускорения тяжелых ионов.

4. Чисто эмпирическая прямая калибровка зависимости фотометрических характеристик следа от заряда ядра в широких пределах Z даже при постоянной (но не слишком малой) скорости β в настоящее время не допускается отсутствием ускорительных возможностей*). Поэтому

*) В опытах с космическими лучами такая калибровка возможна в ограниченном интервале Z до тех пор, пока экспериментатор может использовать наблюдения над фрагментацией релятивистских ядер для прямого измерения Z .

приходится использовать либо чисто расчетные методы, либо комбинацию расчетов с эмпирической градуировкой эмульсий. В первом случае, как это сделано впервые Фаулером и др. ³⁵, рассчитывается пространственное распределение энерговыделения как функции скорости и эффективного заряда ядра Z_{eff} (т. е. заряда, получающегося с учетом частичного «обращения» ядра атомарными электронами, которое существенно лишь при $\beta \leq 0,3$), а затем из подобия полученного распределения с пространственным ходом плотности реальных следов при постоянном β делается вывод о том, что фотоэмульсия является (в известных пределах расстояний r) линейным детектором выделенной энергии.

Основной результат расчетов ³⁵ состоит в том, что полное энерговыделение в единице объема на расстоянии r от оси следа равно

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{tot}} = 2,4 \frac{Z_{\text{eff}}^2}{\beta^2 r^2} \times \left[1 + 0,012 \ln\left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right)\right] \text{ эв/мкм}^3, \quad (2)$$

причем второй (малосущественный) член в скобках связан с так называемыми «мягкими» столкновениями, связанными с возбуждением (и последующим высвечиванием) атомов среды, а первый (основной) — с прямым выбиванием («жесткие» столкновения) и последующим ионизационным торможением δ -электронов.

Подробные численные расчеты пространственной функции энерговыделения E для фотоэмульсии были проведены Р. Катцем ³⁸. В эти расчеты, наряду с параметрами Z и β^* , вошли два параметра, характеризующие любой детектор излучения: это — размер чувствительного элемента a_0 (радиус зерна AgBr в случае фотоэмульсии) и критическое («активирующее») энерговыделение в этом элементе E_0 (в случае «нормальных» эмульсий Ильфорд G-5 и K-5 значения E_0 принимались в пределах 10—35 кэв/мкм³). Важно, что на расстояниях $R_{\text{max}} \gg r \gg a_0$ $E \sim r^{-2}$, т. е. выражается весьма простой универсальной функцией (R_{max} — максимальный пробег δ -электронов).

Расчет Фаулера и др. ³⁵ показал также, что при релятивистских скоростях ядер существенная часть энерговыделения определяется δ -электронами с энергией $W_\delta > 50$ кэв; при малых же скоростях становится существенным кинематическое ограничение пробегов δ -электронов (т. е. условие $r \ll R_{\text{max}}$ нарушается), и тогда в выражении (2) добавляется справа «обрезающий» фактор вида

$$f(r) = \exp(-10r^2/R_{\text{max}}^2). \quad (3)$$

Именно в этой области скоростей приходится учитывать и другой, хотя и менее существенный, фактор, подробно исследованный,

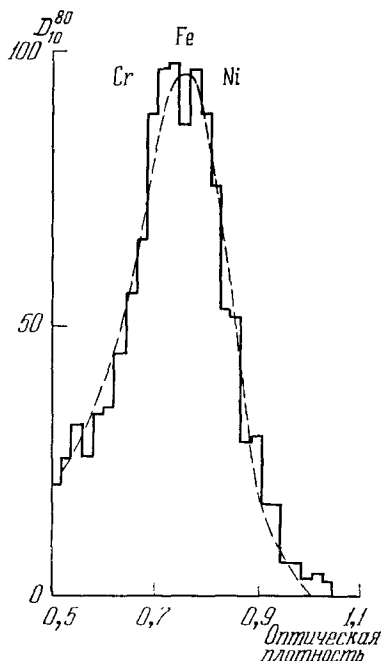


Рис. 8. Результаты фотометрических измерений космических частиц группы железа по Фаулеру ³⁵.

*) В ряде случаев оказывается полезным найти пространственное распределение характерной величины $(dE/dx) \beta^2/Z^2$, лишь слабо зависящее от β .

в частности, В. Б. Семикозом^{43, 44}. Речь идет об уменьшении эффективного заряда ядра с уменьшением его скорости до величин, сравнимых со скоростями атомарных электронов, а практически — до $\beta = 0,3 - 0,4$ (подробнее об этом будет сказано ниже; см. стр. 126).

Экспериментальная проверка³⁸ (рис. 9) полученных результатов в диапазоне расстояний $r = 5 - 50$ мкм и зарядов $Z = 26 - 100$ (для релятивистских ядер) показала, что предсказываемая формулой (2) квадратичная зависимость энерговыведения от r приводит к более слабой зависимости от r для оптических плотностей следов (вплоть до $D = 3$, где D — натуральный логарифм поглощения света).

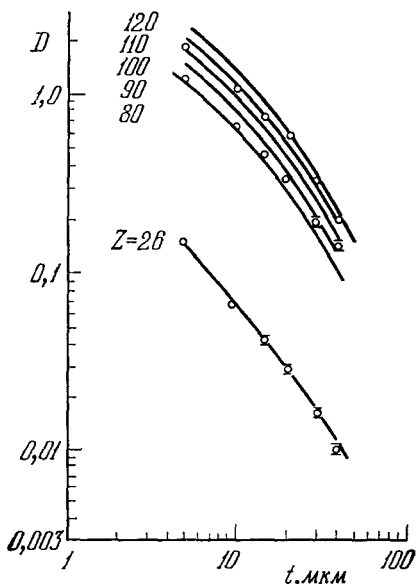


Рис. 9. Результаты фотометрирования профилей следов релятивистских ядер по Фаулеру и их сравнение с расчетами Катца³⁸.

Как видно из сравнения опытных данных с расчетами Катца для ядер с зарядами $Z \sim 100$ в диапазоне расстояний $r = 10 - 40$ мкм, эффект отклонения от линейности в сторону насыщения плотности при малых r становится уже ощутимым и может привести к завышению истинной величины заряда на величину $\Delta Z \sim 10\%$. Одна из причин нелинейности связана с пороговым характером действия чувствительного элемента фотоэмульсии. Как показал Катц, уже из-за одних только флуктуаций энерговыведения в объеме следа следует говорить в общем случае лишь о вероятности «активации» чувствительного элемента детектора — микрокристалла AgBr.

Эта вероятность при пуассоновском распределении флуктуаций имеет вид

$$P = 1 - \exp(-\bar{E}/E_0), \quad (4)$$

где \bar{E} — среднее энерговыведение в единице объема среды, а E_0 — критическое значение энергии, необходимой для образования центра проявления в зерне AgBr.

Из формулы (4) вытекают два очень важных свойства фотоэмульсии как детектора многозарядных частиц. Во-первых, ширина следа d определяется тем расстоянием от его оси, на котором величина $\bar{E} \geq E_0$, и достигает определенной, достаточно большой величины; а поскольку $\bar{E} \sim Z^2/r^2$, то и ширина $d \sim Z$ (метод измерения Z по ширине следа). Во-вторых, если $\bar{E} \ll E_0$ даже на оси следа (т. е. при $r \sim a_0$), то всюду $P \sim \bar{E} \sim Z^2$, след становится прерывистым, а полное число проявленных зерен на единице длины следа также $\sim Z^2$ (метод измерения Z по счету зерен).

Кроме того, даже при условии $\bar{E} \ll E_0$, когда функция $P(E)$ становится линейной, задача существенно усложняется неоднородностью кристаллов AgBr по их чувствительности (т. е. конечным разбросом величин E_0). Поэтому важным, но еще не единственным, средством расширения диапазона линейности фотоэмульсий является снижение величины \bar{E}/E_0 за счет уменьшения размеров микрокристаллов AgBr, что представляется весьма важным также и для снижения общего фона в условиях длительных экспозиций.

Наряду с расчетами Фаулера и Катца можно использовать также детальные расчеты В. В. Варюхина и др.³⁶, в которых получены данные о профилях следов ядер в широком диапазоне скоростей и зарядов (рис. 10—12).

Общий ход рассуждений авторов⁴⁴ состоит в следующем. Сначала рассчитывается «профиль» удельного энерговыделения $E(r)$ для ядер железа разной скорости (рис. 10). Затем экспериментально (фотометрированием) измеряются профили почернения $B(r)$ следов этих же ядер, что дает возможность для каждого конкретного сорта фотоэмульсии и режима ее проявления однозначно сопоставить энерговыделение E и почернение B . Такое сопоставление эквивалентно экспериментальному определению порога «активации» E_0 в терминах модели Катца.

И, наконец, рассчитываются энерговыделения $E(R)$ для большого набора зарядов и скоростей, которые сразу же пересчитываются на почернение $B(R)$. Таким способом получены, в частности, зависимости от пробега для почернения ядер с $Z = 26$ и $Z = 50$ при $r = 3,3$ мкм (рис. 11),

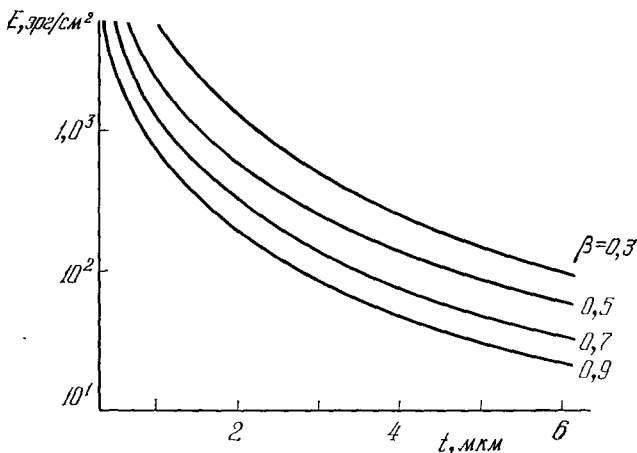


Рис. 10. Расчетная зависимость энерговыделения как функции расстояния от траектории ядер Fe разной скорости β ³⁶.

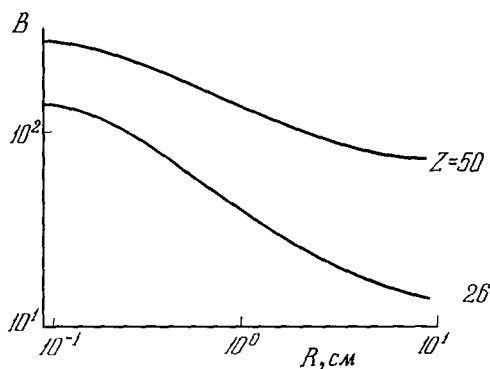


Рис. 11. Расчетная зависимость плотности следов на расстоянии $r = 3,3$ мкм от оси³⁶ от остаточного пробега R для случаев $Z = 26$ и $Z = 50$ (релятивистские ядра).

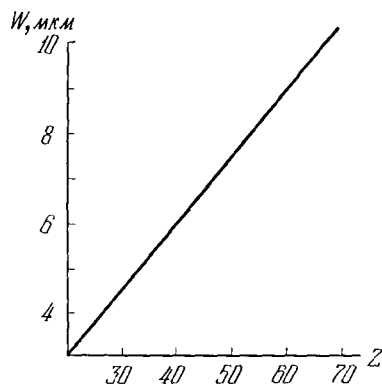


Рис. 12. Расчетная зависимость ширины следа от заряда релятивистского ядра³⁶.

сопоставление которых позволяет, в принципе, получить представление и о диапазоне линейности данной фотоэмульсии.

Задавшись некоторым условным определением границы следа ($B = \text{const}$), можно было бы тем же способом рассчитать и зависимости ширины следа от Z при $\beta = \text{const}$ (рис. 12). Таким образом были получены,

в частности, ожидаемые фотометрические характеристики следов быстрых трансурановых ядер из соответствующих характеристик медленных ядер Fe. Из последующих измерений более тяжелых остановившихся ядер повторная процедура того же типа позволяет, в принципе, перейти и к калибровке фотоэмульсий для медленных трансурановых ядер.

Экспериментальной проверке линейности разных фотоэмульсий уделено большое внимание в работе ³⁷, в которой не удалось дойти по зарядам

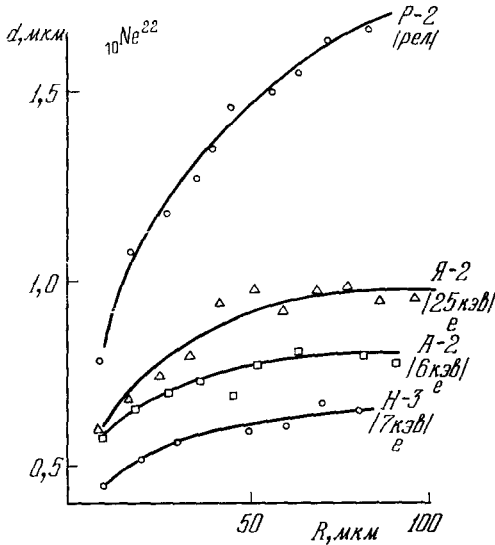


Рис. 13. Зависимость ширины следа ядра Ne от остаточного пробега для фотоэмульсий разной чувствительности (в скобках указаны предельно регистрируемые данной эмульсией энергии электронов).

выше чем $Z = 30$, однако исследованию подвергались останавливающиеся ядра, ионизирующая способность которых уже приближала нас к условиям работы с релятивистскими ядрами трансурановых элементов.

На рис. 13 дана на примере ядер Ne ($Z = 10$) с энергией 10 Мэв/нукл продольная структура следа (в области левее максимальной ширины) для 4 фотоэмульсий разной чувствительности. В свою очередь чувствительность измерялась условно предельной скоростью β_{max} однозарядных частиц (в частности, электронов), которые еще видны в данной эмульсии в качестве хорошо различимых следов. С точки зрения теории (в частности, ³⁸), граница следа определяется так, чтобы среднее энерговыделение, пропорциональное величине $Z^2 r^{-2}$, в среднем соответствовало пороговой чувствительности E_0 , которая в свою очередь пропорциональна величине β_{max}^{-2} . Отсюда следует, что ширина следа (при прочих равных условиях) должна быть пропорциональна величине β_{max} , а это примерно и согласуется с данными рис. 13*).

Несмотря на всю привлекательность использования низкочувствительных эмульсий в качестве пороговых детекторов очень тяжелых ядер, мало чувствительных к фону общего потока космических лучей, они имеют и свои отрицательные стороны, связанные, во-первых, с пониженной стабильностью чувствительности и, во-вторых, с меньшей относительной точностью измерения ширины следа. С другой стороны, с точки зрения теории Катца ³⁸, при пороге детектора E_0 , превышающем среднее удельное энерговыделение даже на оси следа, он приобретает прерывистую структуру; тогда экспериментатор работает в режиме счета зерен, и результат фотометрирования в идеальном случае оказывается пропорциональным Z^2 , а не Z , как в случае сплошного следа, что дает надежду на повышение разрешающей способности всего метода по заряду.

На рис. 14, а, б показано, как влияет на продольную структуру следа различных ядер разбавление эмульсий желатиной. Видно, что с увеличением заряда Z растет влияние нелинейных эффектов, причиной которых могут быть как влияние локального «истощения» проявителя (так называе-

*) Отметим, что пороговые чувствительности эмульсий Н-3 и Я-2 определялись очень приближенно и не отличались большой стабильностью.

мое «голодное проявление»), так и эффект взаимного вытеснения проявленных зерен AgBr из центральной зоны следа вследствие их значительного разбухания в процессе проявления.

Очень интересным и полезным дополнением к обычной фотографической методике явился разработанный недавно Л. Пинским и др. в США ⁴⁵

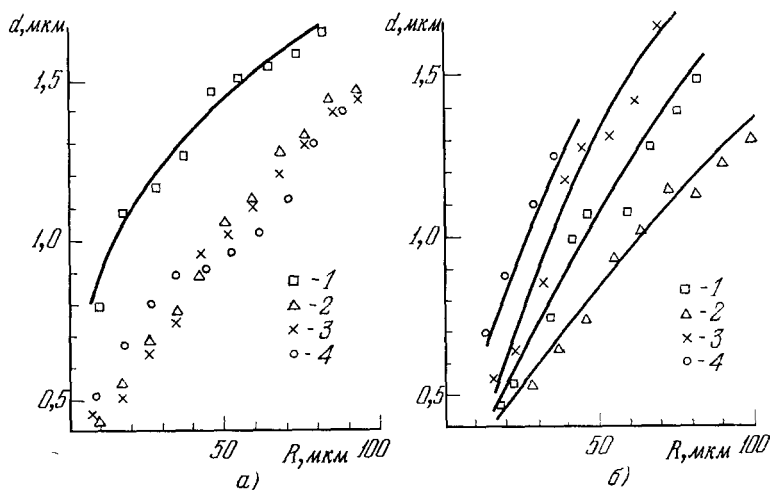


Рис. 14. Ширины следов ядер Ne (а) и Zn (б) в фотоэмульсиях разной степени разбавления при нормальном размере (0,27 мкм) непроявленных зерен AgBr.

а) Разбавления $\times 1$ (1), $\times 2$ (2), $\times 3$ (3), $\times 4$ (4); б) разбавления $\times 1$ (4), $\times 3$ (3), $\times 4$ (1), $\times 8$ (2).

детектор черенковского свечения быстрых очень тяжелых ядер. Основными элементами (рис. 15) этого детектора являются: слой прозрачного радиатора черенковского свечения (желатина или специальный гель на полимерной основе), под которым располагается (на соответствующей подложке) тонкий слой (12—15 мкм) высокочувствительной фотоэмульсии фирмы «Кодак», дающей видимое почернение при плотности потока фотонов порядка 1—2 на мкм².

Очевидно, эффективный радиус пятна, получившегося в месте пересечения фотоэмульсии с траекторией ядра, зависит как от его скорости β , так и от заряда Z . Калибровочный опыт, выполненный с помощью баллонов на высоте 30 км с набором других детекторов при светосиле ~ 1500 м²·час, показал возможность измерения скоростей ядер с точностью $\Delta\beta = \pm 0,02$ при порогах $Z_{\min} = 60$ и $\beta_{\min} = 0,68$. В дальнейшем предполагается довести порог по зарядам до $Z_{\min} = 50$.

Делаются попытки использовать для регистрации многозарядных частиц также детекторы нового типа ⁴⁶, состоящие из монокристаллов AgCl с присадкой кадмия. При прохождении сильно ионизирующей частицы вдоль ее траектории происходит выпадение фазы металлического серебра, которая может быть стабилизирована одновременной подсветкой желтым

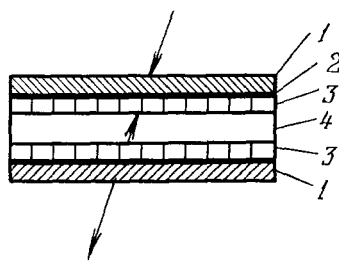


Рис. 15. Схема черенковского детектора тяжелых ядер ⁴⁵.

1 — подложки; 2 — противоореальный слой; 3 — фотоэмульсия «Кодак» EK-2485, 4 — радиатор черенковского свечения.

светом. Получение видимых в микроскоп следов может быть произведено уже после всей экспозиции путем облучения ультрафиолетом. В силу ограниченных размеров и пока недостаточной воспроизводимости результатов подобный детектор явно уступает ядерным фотоэмульсиям, хотя и выгодно отличается от них непрерывным «стиранием» фона слабо ионизирующих или не сопровождаемых подсветкой частиц.

б) Твердотельные трековые детекторы (SSTD). Принцип действия диэлектрического детектора как пластического, так и кристаллического состоит в том, что радиационное воздействие проходящей частицы на элемент среды (в виде большой органической молекулы в первом случае и кристалла — во втором) приводит либо к разрыву химических связей, либо к смещению атомов и как следствие — к повышению растворимости вещества детектора в подходящих реактивах (обычно — едких щелочах) в непосредственной окрестности траектории частицы. Эффект оказывается существенным (и притом необратимым) лишь в том случае, если либо терпят разрыв одновременно и независимо несколько (n) связей в молекуле, либо велика концентрация атомных дефектов.

Первичный эффект прохождения сильно ионизирующей частицы, в отличие от фотоэмульсий, простирается на очень небольшие ($10-100 \text{ \AA}$) расстояния от ее траектории, как показывают прямые наблюдения с помощью электронного микроскопа. Одним из возможных механизмов этого эффекта в кристаллах является так называемый «ионный взрыв»⁴⁷, связанный с мгновенным выбросом большого числа электронов из узкого канала вблизи оси следа.

Существенное различие в механизме образования следов частиц в фотоэмульсиях и твердотельных трековых детекторах (в литературе часто принято сокращение SSTD) сказывается, в частности, в том, что измерение диаметра канала, оставшегося после травления, не может служить мерой ионизирующей способности частицы, в частности, уже потому, что образование его «скрытого изображения» не может быть сведено к действию δ -электронов.

Одним из аргументов в пользу последнего утверждения является обнаружение⁴⁸ следов частиц с энергией, существенно меньше, чем $0,5 \text{ Мэв/нуклон}$ и даже вплоть до $0,2 \text{ кэв/нуклон}$, когда ни о каких δ -электронах уже не может быть и речи.

Как утверждает Катц³⁸, в отличие от фотоэмульсий, диэлектрические детекторы можно рассматривать как набор мишеней, требующих многократного попадания, причем вероятность «поражения» каждой мишени дается выражением

$$P = (1 - e^{-\bar{E}/E_0})^n; \quad (4a)$$

здесь $\bar{E}(Z, \beta, r)$ — среднее удельное энерговыделение на расстоянии r от траектории частицы, а E_0 и n — характерные для детектора параметры, определяющие энергию активации чувствительного элемента и число элементов, образующих одну мишень. Значение $n > 1$ приводит к тому, что при тех же флуктуациях частицы с ионизирующей способностью $\bar{E} < E_0$ дают теперь существенно меньший фоновый вклад, чем в случае фотоэмульсий, даже при сравнимых значениях E_0 .

Существует, однако, и другая точка зрения⁴⁹, согласно которой, по крайней мере для пластических детекторов, порог «активации» вообще отсутствует, а возможность наблюдения следов в виде вытравленных каналов определяется увеличенной скоростью проникновения растворителя сквозь оставленную частицей цепочку локальных «дефектов».

Кроме того, тепловое движение как фактор регрессии скрытого изображения следа частицы со временем для диэлектрических детекторов, вообще говоря, менее опасен. Наряду с этим и стабильность свойств детекторов данного сорта (степень разброса значений порога в функции от технологии изготовления и факторов окружающей среды) находится в прямой зависимости от термостойкости, т. е. температурной зависимости вероятности необратимого «отжига» скрытого изображения следа.

Как показано, в частности, в работе Г. Хана и С. Дюррани⁵⁰, эффективность регистрации одних и тех же частиц (в данном случае — осколков деления Cf²⁵²) резко падает при приближении температуры к некоторому критическому значению T_c ; этот спад эффективности происходит быстрее, чем ожидаемая вероятность «деактивации» скрытого изображения следа тепловым движением, которая должна выражаться фактором вида $\exp(-E_0/kT)$, начинающим играть заметную роль при достижении температур $T_c \sim E_0/k$. Если в качестве характерной температуры отжига принять значение T_c , при котором эффективность регистрации осколков падает в 10 раз, то для разных детекторов получается следующая картина:

Детектор	Пластики (поликарбонаты)		Кристаллы (стекла)	
	лексан	макрофоль	Na-стекло	тектит
$T_c, ^\circ\text{C}$	$\sim 175^\circ$	$\sim 165^\circ$	$\sim 300^\circ$	$\sim 475^\circ$

При заданной температуре и изотропном угловом распределении регистрируемых частиц та же эффективность f определяется соотношением скоростей травления материала детектора в целом V_g и вдоль оси следа V_t , которое определяет собой критический угол θ_c входа частицы, еще оставляющий видимый канал (ибо $\sin \theta_c = V_g/V_t$ и $f = 1 - \sin \theta_c$).

Широкий диапазон значений V_g/V_t для различных детекторов явствует из следующей таблицы (речь идет о регистрации осколков деления):

Детектор	V_g/V_t	θ_c	Детектор	V_g/V_t	θ_c
Na-стекло	0,58	35,5°	Слюда	0,08	4,5°
Обсидиан	0,44	26°	Макрофоль	0,052	3°
Тектит	0,435	25°45'	Лексан	0,044	2,5°
Кварц	0,125	7°			

Количественной мерой радиационного эффекта служит обычно продольная скорость V_t травления канала вдоль оси следа (рис. 16), которая находится практически в пределах 0,1—100 мкм/час. В свою очередь скорость V_t является однозначной, но, вообще говоря, нелинейной функцией (вида J^m , где $m \approx 2$) от удельного радиационного эффекта⁴⁰:

$$V_t = a \frac{Z_{\text{eff}}^3}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2} \right) + K - \beta^2 - \delta(\beta) \right]. \quad (5)$$

Если $\delta(\beta)$ — обычно небольшая ($\delta = 0$ при $\beta < 0,8$) релятивистская поправка на поляризационные эффекты в плотной среде, то K — весьма существенный параметр (он лежит обычно в пределах 10—60), который приходится определять эмпирически для каждой комбинации детектора и травящего реактива.

В хорошо воспроизводимых условиях эксперимента (на ускорителях) по скорости травления пластических детекторов можно дискриминировать даже изотопы В¹⁰ и В¹¹ или Аг³⁶ и Аг⁴⁰. В опытах с космическими лучами можно добиться разброса значений Z, измеряемых по скорости V_t, в разных слоях детектора (но на следе одного и того же тяжелого ядра) ΔZ/Z ~ 1%.

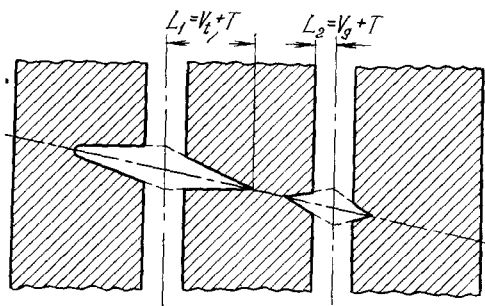


Рис. 16. Схема измерения скоростей травления диэлектрического детектора. V_t — вдоль следа ионизирующей частицы; V_g — вещество детектора в целом.

приходится проводить тщательные калибровочные измерения на ускорителях с учетом зависимости Z_{eff}(Z, β) типа ⁵¹

$$Z_{\text{eff}} = Z [1 - \exp(-125\beta/Z^{1/3})]. \quad (6a)$$

Однако, как показал В. Б. Семиков ⁴³, в широком интервале зарядов (8 ≤ Z ≤ 100) лучшую точность должна обеспечивать формула

$$Z_{\text{eff}} = Z [1 - \exp(-137\beta/Z^{0,83})]. \quad (6b)$$

Процедура калибровки состоит обычно либо в измерении продольной скорости V_t (с учетом поправки на скорость травления сплошной поверхности V_g; см. рис. 16), либо в определении времени, необходимого, чтобы получить протравленный канал заданной длины (скажем, 10 мкм).

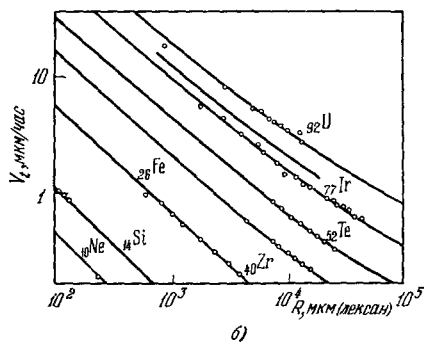
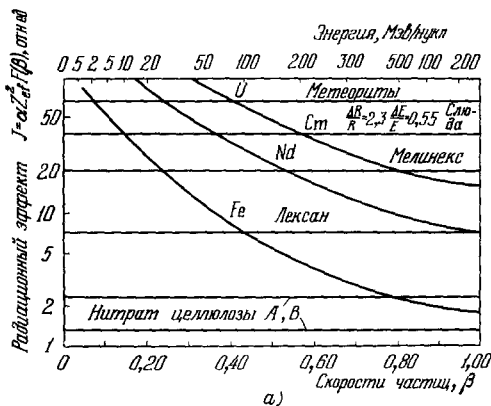


Рис. 17. а) Зависимость радиационного эффекта J от скорости (нижняя горизонтальная шкала) и энергии (верхняя шкала) различных ядер; б) зависимость скорости травления V от остаточного пробега R (даны калибровочные точки и сплошные кривые вида (5) при К-62).

Из-за отсутствия строгой линейности в кинетике травления эти две операции далеко не эквивалентны. Измерив при этом остаточный пробег R, перейдя (с помощью таблиц) от пробегов к скоростям и воспользовавшись

формулами (5) и (6), можно затем либо произвести подгонку констант K и m , либо, как это было сделано, например, ⁴⁰ для лексанового детектора (рис. 17, б), непосредственно провести калибровочные кривые скорости V_t как функции пробега R для различных Z .

Из рис. 17, а видно, что в данном детекторе каждое ядро, у которого кривая $J(\beta)$ проходит выше порогового уровня J_{\min} , оставляет (при данном режиме травления) след определенной длины. Поэтому, наряду с точным измерением скорости травления V_t , идентификация ядер может осуществляться, в принципе, и более простым измерением длин следов.

Разрешающая способность такого измерения возрастает по мере приближения радиационного эффекта к его пороговому значению (если последнее достаточно стабильно). Так, из рис. 17, а следует, что видимые длины следов L ядер Sm ($Z = 96$) и U ($Z = 92$) в слюде отличаются всего на $\sim 20\%$, а в метеоритных образцах (в частности, в оливине) пробеги ядер Zn ($Z = 30$) и Fe ($Z = 26$) должны отличаться уже в 2,5 раза.

Однако в реальных условиях космического эксперимента приходится учитывать влияние целого ряда побочных факторов, в частности:

- 1) «старение» следа со временем;
- 2) влияние нагрева;
- 3) влияние окружающей среды (газового состава и влажности) на величину V_t ;
- 4) влияние ультрафиолетового и ионизирующего излучения;
- 5) изменение скорости травления V_t с изменением режима травления и концентрации вещества детектора в растворе.

Рассмотрим несколько подробнее роль каждого из перечисленных факторов.

1. «Старение» следа, характеризуемое изменением скорости V_t или полной длины L в зависимости от времени, протекшего между облучением и травлением, является немонотонной функцией времени t . Как и в фотоэмульсиях, чувствительность детектора сначала (в течение 1—2 месяцев) возрастает, а затем начинает снижаться. Отмечена, в частности ⁵², существенная разница между характеристиками «древних» и полученных при калибровке на ускорителе следов одних и тех же тяжелых ионов (в частности, железа) в минералах космического происхождения. Неясно, правда, в какой мере эта разница обусловлена действием факторов (2—4), рассмотренных ниже.

2. В нескольких работах ^{53–55} экспериментально изучалось влияние дополнительной (до и после облучения) термической обработки SSTD (как пластических, так и кристаллических) на скорость травления (V_t) и эффективность регистрации следов частиц. В случае пластических детекторов (нитрат и ацетат целлюлозы) обнаружено, в частности, что предварительный (до облучения) подогрев детектора до $T \sim 100^\circ\text{C}$ повышает стабильность и чувствительность регистрации α -частиц, хотя такой же подогрев после облучения снижает чувствительность. Эти эффекты играют существенную роль в связи с тем, что достигается область перехода от аморфной к поликристаллической структуре органического полимера.

Для кристаллических детекторов (в частности, слюды) предварительный отжиг используется для снижения фона (связанного, в частности, с осколками спонтанного деления примесей U^{235}).

3. Среди факторов, связанных с химсоставом окружающей среды, наибольшее влияние было обнаружено со стороны озона ⁵⁶, в известной мере сказывается также влажность воздуха. Доказано, что озон заметно увеличивает чувствительность пластических детекторов, поэтому его можно использовать, чтобы ускорить естественный процесс насыщения чувствительности со временем.

4. Еще в 1968 г. было обнаружено ⁵⁷ благотворное влияние ультрафиолетового облучения на сокращение необходимого времени травления следов частиц в пластических детекторах. В дальнейшем ⁵⁰ оказалось, что ультрафиолет может значительно ослаблять отрицательное действие температурного отжига (в тех же пластиках).

Для обладающих более высоким порогом кристаллических детекторов подобный эффект (который мог бы проявиться в условиях открытого космического пространства) пока не обнаружен.

С другой стороны, именно для высокопороговых детекторов, пригодных для использования в условиях высокого фона слабоионизирующих частиц, изучение косвенного влияния фона на регистрирующие характеристики особенно актуально. Так, например, в работе ⁵² проводилось параллельное изучение влияния теплового отжига (при температурах 350—500 °С) и радиационного воздействия пучком ионов O и He (с энергией 42 Мэв) на слюду и силикатные детекторы (кварц, полевой шпат, пироксен), содержащие один раз «древние» следы космического происхождения, а другой раз — «свежие» следы ионов Kг ($E = 1$ Мэв/нукл).

Выяснилось, что, во-первых, радиационный «отжиг» уже имеющихся следов требует не только большой суммарной дозы, но и некоторой критической интенсивности облучения ($\sim (2 - 4) \cdot 10^{15}$ Мэв на 1 г/см² в 1 сек) и не сводится к чисто тепловому эффекту, а во-вторых, «древние» следы, оставшиеся в детекторах лунного происхождения, гораздо стабильнее, чем свежие следы от облучения на ускорителе.

5. Эффективная скорость продольного травления V_t очень сильно зависит от температуры раствора, поэтому в наиболее тщательных работах эта температура поддерживается с точностью $\sim 0,05^\circ$. Зависимость V_t от концентрации продуктов травления требует также ряда предосторожностей: перемешивания раствора, контроля за содержанием в нем продуктов травления, периодической смены раствора и пр.

Таким образом, твердотельные трековые детекторы изучены пока что в меньшей степени, чем ядерные фотоэмульсии (в отношении механизма действия) и подвержены пока не очень изученному влиянию целого ряда побочных факторов на количественные характеристики. Однако большой ассортимент чувствительностей, относительно более широкий диапазон условий облучения и в ряде случаев высокая степень стабильности «скрытого изображения» следа делает этот метод весьма «опасным» конкурентом ядерных эмульсий, особенно для облучений большой длительности с целью поиска очень редких следов и событий.

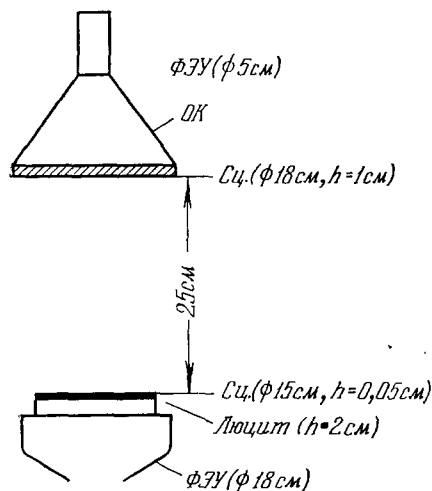


Рис. 18. Схема прибора Вебера и Ормса ⁵⁸.

Сц. — сцинтилляционные счетчики; люцит — радиатор черенковского света; ф3У — фотоэлектронные умножители; ОК — отражающий конус.

в) Электронные методы регистрации. В качестве типичного представителя электронной аппаратуры для изучения достаточно тяжелых ядер (вплоть до $Z = 26$) приводим на рис. 18 схему аппаратуры У. Вебера и Дж. Ормса ⁵⁸, которая использовалась для баллонных опытов в течение 1964—1965 гг. на глубинах атмосферы 2—7 г/см².

Каждое зарегистрированное ядро изображалось точкой на двумерной диаграмме $[S, (S + C)]$, где S — импульс от верхнего (сцинтилляционного) счетчика, а $(S + C)$ — импульс от комбинированного нижнего счетчика. Разрешение по зарядам оказалось вполне достаточным для надежного выделения всех элементов, по крайней мере вплоть до $Z = 14$ при энергиях $E > 0,8$ Гэв/нукл, и мало уступает фотоэмульсионным данным.

Геометрический фактор $\Gamma = 50$ см²·стерад и общая светосила по 7 полетам, равная ~ 500 м²·стерад·сек, оказались достаточными для определения зарядового состава космических лучей в интервале $Z = 3 - 26$ и энергетического спектра до 10—12 Гэв.

Авторы указывают, что при $Z > 5$ неидентифицируемым фоном можно было пренебречь, а поправки на ядерные взаимодействия в веществе детектора (< 3 г/см²) возрастали с ростом Z , достигая 15% для группы железа.

В случае более тяжелых ядер поправки на ядерные взаимодействия возросли бы еще больше.

Несомненным преимуществом электронной аппаратуры является возможность телеметрической передачи информации. Однако вопрос о роли имитирующих (фоновых) событий для очень редких ядер с $Z > 40$ требует специального рассмотрения.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ СВЕРХТЯЖЕЛОЙ ЯДЕРНОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

В этом разделе будут рассмотрены результаты, полученные в основном с помощью трековых детекторов (фотоэмульсии и диэлектрические детекторы) и относящиеся к химическому составу космических лучей, начиная с $Z = 30$ и выше.

Первые эксперименты в этой области были начаты в 1966 г. в Техасе группой П. Фаулера; эта работа продолжается до сих пор (см. ⁵⁹), причем дополнение фотоэмульсионной методики диэлектрическими детекторами и заметное расхождение в результатах, получавшихся этими двумя независимыми методами, привели к выяснению целого ряда недооценивающихся вначале трудностей методического характера.

Первая установка Фаулера имела фотоэмульсионные слои общей площадью 4,5 м², которые экспонировались с помощью баллона в стратосфере на высотах с давлением воздуха ~ 3 г/см² в течение ~ 11 часов. Тогда было обнаружено всего 11 ядер с $Z \geq 40$ (в том числе 2 ядра с $Z \sim 90$), хотя общее количество прошедших сквозь фотоэмульсию ядер Fe оценено $\sim 2 \cdot 10^5$. В серии последующих полетов, когда силами специалистов из США (Прайс, Уокер, Фляйшер и др.) были подготовлены и обработаны также диэлектрические детекторы из пластических материалов (лексан, триацетат целлюлозы и др.), светосила аппаратуры возросла уже до 1000 м²·час при площади ≈ 25 м².

Общие итоги этих исследований, по мнению Фаулера, ⁵⁹ состоят в следующем:

1) отсутствие существенных различий между общим ходом зависимости от Z для химического состава космических лучей и распространенности элементов во Вселенной, изучаемой методами астрофизических и метеоритных наблюдений (см. также рис. 7);

2) наличие заметных пиков на кривой химсостава космических лучей при $Z = 52 - 54$ и в области $72 \leq Z \leq 78$ (рис. 19);

3) обнаружение ядер с $Z \geq 90$.

Уже второй пункт этих итогов является определенным аргументом, основанием в пользу существования процессов синтеза сверхтяжелых

элементов за счет достаточно быстрого нейтронного захвата *), ибо только при коротком промежутке времени между двумя последовательными захватами можно «перескочить» через соответствующие радиоактивные элементы. Более того, как было отмечено в ⁶², даже из детального анализа ядерного состава в пределах значений $Z = 34 - 40$ можно, в принципе, сделать выбор между быстрым и медленным синтезом, ибо соответствующие

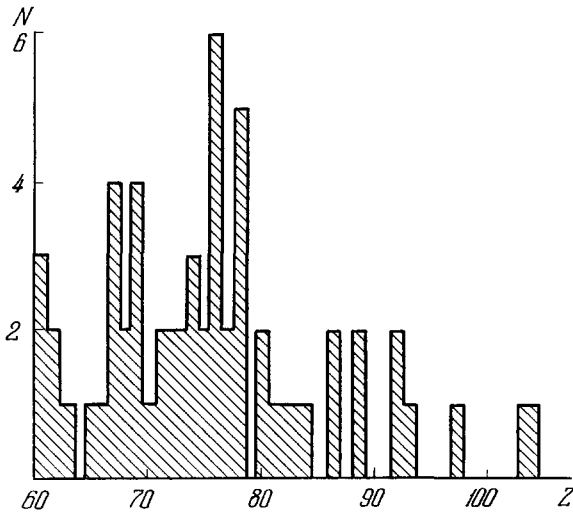


Рис. 19. Химсостав космических лучей при $Z > 60$ по данным ⁵⁹.

предсказания о соотношениях R потоков $J(34 \leq Z \leq 36)$ и $J(37 \leq Z \leq 40)$ отличаются примерно в 5 раз ($R = 7 - 8$ для быстрого и $R = 1,1 - 1,4$ для медленного синтеза). К сожалению, экспериментальные данные ⁶², полученные методами электроники (ионизационная камера + черенковский счетчик), оказались слишком скудными ($R = 11 : 2$), хотя и благоприятствуют гипотезе быстрого захвата.

Из-за ограниченной светосилы, а также аппаратных эффектов интегральные данные электроники, относящиеся ко всей области ядер, заведомо более тяжелых, чем железо ($Z > 30$), оказались не только скудными, но и противоречивыми. Так, например, опыты Володичева и др. ⁶⁴ привели к относительным потокам $I(Z > 30)/I_{Fe} \sim 3 \cdot 10^{-2}$, в явном противоречии с полученными также на ИСЗ результатами Л. В. Курносовой и др. ⁶³, согласно которым $I(Z > 30)/I_{Fe} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ (в соответствии с данными трековых детекторов).

Поскольку для перехода к области $Z > 92$ светосилу прибора Курносовой и др. понадобилось бы увеличить по крайней мере на 2—3 порядка, электронная методика представляется пока что сравнительно малоэффективной в подходе к решению проблемы поиска трансурановых элементов. Возвращаясь снова к области зарядов $Z = 40 - 92$, следует упомянуть об интересных, хотя и предварительных, результатах П. Прайса с сотрудниками ⁶⁵, полученных с помощью пластических детекторов на установке, состоящей из слоев лексана, триацетата целлюлозы (СТА), фотоэмульсий и рентгеновских пленок, регистрирующих черенковское свечение от тяжелых ядер. После экспозиции установки на баллонах при общей светосиле $\sim 8000 \text{ м}^2 \cdot \text{час}$ и просмотра 80% площади авторы обнаружили 66 ядер с $Z > 30$, в том числе 8 ядер в интервале $45 < Z \leq 70$, и 12 ядер с $Z > 70$, в том числе 2 ядра с $Z > 92$.

Особо следует отметить опыты Н. С. Ивановой с сотрудниками, выполненные в космическом пространстве, один раз — внутри магнитосферы

*) Процесс этот, получивший название r -процесса, должен идти быстро по сравнению с β -распадом соответствующих ядер ⁶⁰. Типичные физические параметры, обеспечивающие его реализацию, составляют по оценкам ⁶¹: температура $\sim 2 \cdot 10^9$ град, плотность нейтронов $\sim 10^{28} \text{ см}^{-3}$, среднее время цикла ~ 10 сек. На стадии нейтронного захвата могут получаться ядра с $Z_{\text{max}} = 102 - 104$ ($A_{\text{max}} = 299 - 307$), после чего за счет серии β -распадов они смогут перейти в область $Z = 110 - 113$ ($A = 294 - 297$).

Земли (на спутниках «Космос-213» и «Союз-5»⁶⁶), а другой раз — за ее пределами (на автоматических межпланетных станциях «Зонд-5» и «Зонд-7»³⁶).

В исследовании на «Зондах», когда применялись малочувствительные фотоэмульсии *) общей толщиной 20—40 г/см², оказалось возможным очень грубо (по 4 случаям) оценить относительный поток ядер $J (Z \geq 40)/J (\text{Fe})$, который оказался близким по порядку величины ($\sim 10^{-4}$ вместо $2 \cdot 10^{-4}$) данным той же группы для области внутри магнитосферы.

Кроме того, в тех же условиях (на «Зонде-5») получены абсолютные потоки ядер железа в двух энергетических интервалах, а именно:

$$(E \geq 0,15 \text{ Гэв/нукл}) = 0,47 \pm 0,06 \text{ м}^{-2} \text{ стер}^{-1} \text{ сек}^{-1},$$

$$(E \geq 1 \text{ Гэв/нукл}) = 0,23 \pm 0,04 \text{ м}^{-2} \text{ стер}^{-1} \text{ сек}^{-1}.$$

Этот результат уместно сопоставить с выводом Фаулера и др.⁵⁹ о том, что в потоке сверхтяжелых ядер ($Z > 40$) остановившиеся ядра ($E < 1 \text{ Гэв/нукл}$) играют заметную роль.

В работе⁶⁷ Прайс и др. провели сопоставление двух независимых методов определения заряда (пластических детекторов $Z_{\text{пл}}$ и фотоэмульсии $Z_{\text{ФЭ}}$) в том же интервале $40 < Z < 92$. Как видно из рис. 20, расхождение между обоими методами носит характер случайного разброса, составляющего, по оценке авторов, в среднем ± 3 единицы заряда. Еще лучшее, в пределах $\Delta Z = \pm 1$, согласие между двумя методами (фотоэмульсия и лексан) было получено в более поздней работе О'Саливана и др.⁶⁸ в установке общей толщиной 10 г/см² (включая поглотитель из железа).

Суммируя всю мировую статистику данных на конец 1970 г., Прайс и др.⁶⁷ получили отношение потоков ядер ($Z > 83$)/(70 < Z < 83) $\sim 0,3$, подтвердив тем самым предыдущие выводы Фаулера и др.³⁵ как о наличии пика в районе Pt, связанного со стабилизирующим влиянием оболочки из 126 нейтронов, так и о существенной роли быстрого нейтронного захвата в источниках космических лучей.

Особого внимания заслуживают все, хотя и крайне скудные, экспериментальные данные о трансурановых ядрах ($Z > 92$). Своеобразной сенсацией явилась произведенная группой Уокера (см.⁶⁸) ревизия фотоэмульсионных данных 1969 г.⁶⁹ Оказалось, что, несмотря на высокий геомагнитный порог (4,3 Гэв), считавшееся релятивистским ядро остановилось в слоях пластика под эмульсией, и новое определение его заряда привело к значению $Z = 76 \pm 4$ (вместо прежнего $Z \approx 110!$). При общей экспозиции на этой установке $\sim 3000 \text{ м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{час}$ не осталось ни одного случая попадания ядра $Z > 96$. После добавления данных, полученных Прайсом, Фаулером и др. на другой, аналогичной установке, и учета значительного поглощения потока трансурановых ядер в слое атмосферы

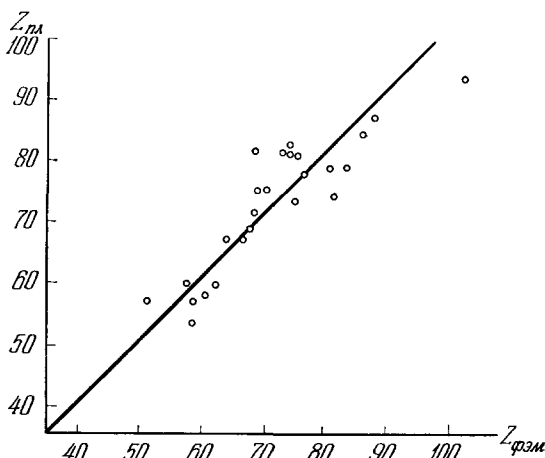


Рис. 20. Сопоставление результатов двух методов измерения заряда ядер: с помощью фотоэмульсий и пластических детекторов.

*) Использование обычных релятивистски чувствительных эмульсий исключалось вследствие длительной экспозиции (~ 160 часов).

над последней установкой (7 г/см^2) авторы ⁶⁸ получают окончательную величину абсолютного потока $J(Z > 96) = (2 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-2} \text{ стер}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$ и относительного потока $J(Z > 96) = (5 \pm 2,5) \cdot 10^{-7} J(\text{Fe})$. Последнюю величину уместно сопоставить с относительной распространенностью группы $Z = 90 - 92$ по Вселенной, которая составляет, согласно Кameronу ⁷⁰, $J(90 \leq Z \leq 92)/J(Z = 26) = 6 \cdot 10^{-8}$.

Для правильной интерпретации приведенных выше цифр надо учитывать не только статистическую ошибку в оценке потока ядер с $Z > 96$, но и вероятность того, что истинное значение зарядов наблюдавшихся ядер не превышает 96. Показательны в этом отношении табл. II и III в докладе П. Фаулера и др. ³⁵, в которых сопоставляются, с одной стороны, вероятности имитации следов релятивистских ядер с измеренными значениями Z ($Z_1 = 104$, $Z_2 = 108$) не вполне релятивистскими ядрами ($\beta < 1$) с различными истинными значениями $Z < Z_1$, Z_2 , а с другой — возможности не заметить связанного с нерелятивизмом возрастания ионизирующей способности частицы на выходе установки по сравнению со входом ($K = J_{\text{вых}}/J_{\text{вх}}$). В первом случае заряд $Z = 96$ при энергии $E_1 \sim \sim 1,1 \text{ Гэв/нукл}$ «проходит» с вероятностью $w = 14\%$ и должен был приводить к росту ионизации $K = 1,05$; во втором — соответственно $E_2 \sim \sim 0,8 \text{ Гэв/нукл}$, $w = 6\%$ и $K = 1,035$. Измеренные же на опыте средние значения относительной ионизации на выходе составляют $K'_{\text{экс}} = 1,00 \pm 0,003$ по фотоэмulsionным данным и $K'_{\text{экс}} = 0,97 \pm 0,03$ по данным SSTD (лексан). Видно, что вероятность имитации далекого трансурана ядром Cm, по крайней мере в одном случае, далеко не мала. К тому же большие углы между следами частиц и плоскостью фотоэмulsionии снижают надежность калибровки ее регистрирующих свойств.

Чтобы лучше представить себе общую картину результатов исследования сверхтяжелой ($Z > 30$) ядерной компоненты космических лучей, приведем без каких-либо новых комментариев сводку всех рассмотренных выше данных, добавив к ним сведения, полученные с помощью электроники (табл. I).

Таблица I

Сводка результатов исследования ядерного состава космических лучей в области $Z > 30$ (поток ядер группы железа принят за единицу ($I_{\text{Fe}} = 1$))

Авторы	Метод	Относительные потоки	Примечания (условия измерений)
Л. В. Курносова и др., 1958 г. ⁶³	Электр.	$I(Z > 30) *$ $3,6 \cdot 10^{-4}$	ИСЗ
Н. Н. Володичев и др., 1967 г. ⁶⁴	»	$I(Z > 30)$ $3,8 \cdot 10^{-2} *$	ИСЗ
П. Фаулер, 1971 г. ⁵⁹	Фотоэм.	$I(Z > 40)$ $2 \cdot 10^{-4}$	Баллоны ($\lambda = 41^\circ \text{N}$)
Н. С. Иванова и др., 1970 г. ⁶⁶	Фотоэм.	$I(Z > 70)$ $1,5 \cdot 10^{-5}$ а) $I(Z > 40) \sim \sim 10^4$	а) За пределами магнитосферы б) Внутри магнитосферы
П. Фаулер, 1971 г. ⁵⁹	Фотоэм.+ +SSTD	б) $I(Z > > 40) \sim 2 \cdot 10^{-4}$ $I(Z > 70)$ $8 \cdot 10^{-6}$	Баллоны ($\lambda = 43^\circ \text{N}$)
О'Саливан и др., 1971 г. ⁶⁸	То же	$I(Z > 83)$ $2 \cdot 10^{-6}$ $I(Z > 96)$ $\sim 5 \cdot 10^{-7}$	Баллоны ($\lambda = 43^\circ \text{N}$)

*) $I(Z=21 \div 28) = 1$ (для пересчета к $I_{\text{Fe}} = 1$ данные надо делить на $\sim 1,2$).

Помимо опытов с искусственно приготовленными и специально экспонированными детекторами, уникальную информацию о существовании трансураниевых элементов в космических лучах могут дать природные детекторы — минералы метеоритного, лунного, а в будущем и планетного происхождения. Как видно из рис. 17, а, такие минералы могут обладать очень высоким порогом, обеспечивающим «терпимый» фон от ядер с небольшим Z даже в условиях экспозиции свыше миллиона лет. При этом, помимо общей длительности, такая экспозиция может оказаться выгодной еще и потому, что солнечная система периодически может попадать в ближнюю зону активности сверхновых звезд.

Крупным недостатком природных детекторов является ограниченная возможность их калибровки, связанная как с очень короткими (и поэтому сильно флуктуирующими по длине) следами «калибровочных» ядер железа, так и с «помехами» от внешних воздействий, в частности от нагрева солнечным светом (на поверхности Луны максимальная температура составляет $\sim 140^\circ\text{C}$).

К настоящему времени данные, полученные таким методом и относящиеся к зарядам $Z > 80$, крайне скудны и мало убедительны. Помимо уже цитированных данных¹⁴ в работах^{71, 40} обсуждаются данные, полученные путем серии последовательных шлифовок и травлений образцов от метеоритов Патвар и Джонстоун. Наличие треков длиной $\sim 0,5$ мм в первом случае и ~ 1 мм — во втором является, по мнению авторов, указанием на присутствие в космических лучах ядер с $Z > 82$, а, возможно, и $Z > 92$.

По данным⁷¹, на которые ссылаются авторы⁴⁰, приведена мозаичная микрофотография трека (длиной 1 мм) быстрой сильноионизирующей частицы в кристалле пиджонита, взятого из образца № 12021 лунного грунта, доставленного командой «Аполлона-12». Основываясь на результатах искусственного облучения близких по свойствам минералов в земных условиях, авторы считают, что два наблюдаемых ими следа подобного типа обусловлены ядрами с $Z \geq 80$.

Для того чтобы на основании всех изложенных выше экспериментальных данных сделать выводы о характере процесса синтеза элементов в источниках космических лучей, следует сначала внести в них поправки двоякого рода. Во-первых, это — учет трансформации химсостава по мере прохождения космических лучей сквозь тот сравнительно тонкий (~ 3 г/см²) слой атмосферы, который отделял баллонную аппаратуру от космического пространства. Как видно из табл. II, эта поправка составляет по расчетам Фаулера³⁵ всего $\sim 10\%$ для интервала $Z = 36 - 43$, но уже $\sim 100\%$ для $Z \geq 84$. И, во-вторых, надо учесть влияние межзвездной среды на пути

Таблица II

Результаты пересчета химсостава космических лучей к границе атмосферы³⁵

Z	Z						
	36-43	44-51	52-59	60-67	68-75	76-83	≥ 84
Измерено на баллонах	21	19	13	4	5	3	3
Граница атмосферы	23	23	17	4	8	5	6
Источники:							
а) $f(X) = \delta(X - X_0)$, $X_0 = 1$ г/см ² ;	20	16	10	-8	12	12	25
б) то же, $X_0 = 3$ г/см ² (445 ядер с $Z \geq 84$ в источниках);	148	139	81	18	—	—	6
в) $f(X) = \exp(-X/\lambda_0)$, $\lambda_0 = 4$ г/см ²	15	25	35	-3	24	23	39

от источников до Солнечной системы. В этом случае требуется задаться конкретной моделью распределения источников в пространстве, приняв в качестве меры расстояния X толщину проходящего от них вещества (водорода), выраженного в $г/см^2$. Чаще всего используются две такие модели: а) дельта-функция $\delta(X - X_0)$; б) экспоненциально спадающее распределение $f(X) = \exp(-X/X_0)$.

Как видно из той же табл. II, при первой модели минимально допустимое (из химсостава в области $Z = 3 - 5$) значение $X_0 = 3 г/см^2$ дает уже неприемлемо большой поток ядер с $Z < 52$ (при наблюдаемом количестве ядер с $Z > 52$), и лишь $X_0 = 1 г/см^2$ согласуется с опытом. Приходится заключить, таким образом, что ближайшие к нам астрофизические объекты, на которых «готовятся» урановые и трансурановые элементы, отделены толщиной вещества $\sim 0,5 г/см^2$, а сами процессы синтеза происходили соответственно не более 10^6 лет тому назад.

При экспоненциальной модели значение $\lambda_0 \leq 4 г/см^2$ (совместимое с данными о химсоставе самых легких элементов) еще можно согласовать с опытом (ожидаемая доля элементов в источнике в интервале $Z = 60 - 67$ при этом почти не переходит в область отрицательных значений). Считая экспоненциальное распределение источников более правдоподобным, можно сравнить, как это сделал Фаулер³⁵, пересчитанный к источникам химсостав сверхтяжелой ядерной компоненты космических лучей с соответствующими предсказаниями Камерона и Клейтона для быстрого (r -процесс)

Таблица III

Сравнение химсостава космических лучей в источниках
(после пересчета по последнему варианту табл. II)
с предсказаниями моделей быстрого (r) и медленного (s) нейтронного захвата

Z	24-28 (группа Fe)	36-43	44-51	52-59	60-67	68-75	76-83	≥ 84
Спектр в источнике ($\lambda_0 = 4 г/см^2$)	$1,1 \cdot 10^6$	4	7	9	0	6	6	10
Предсказания:								
r -процесс	$2,4 \cdot 10^6$	48	10	16	2	1	6	3,3
s -процесс	$2,6 \cdot 10^6$	200	9	17	1	1	12	0

Примечание. Нормировка всех распределений по Z произведена по диапазону $Z \geq 52$.

и медленного (s -процесс) нейтронного захвата. Как видно из табл. III, хотя в случае r -процесса предсказания значительно ближе к реальности, они еще плохо соответствуют наблюдениям в интервале $Z = 36 - 43$.

Подведем общий итог результатам, изложенным в данном разделе.

Во-первых, уже накопленные данные о ядерном составе космических лучей в области $Z = 36 - 92$ дают основание (особенно после их пересчета к источникам) из двух возможных механизмов синтеза элементов в источниках отдать явное предпочтение процессу быстрого нейтронного захвата.

Во-вторых, данные о существовании трансурановых элементов крайне скудны и недостаточно надежны. Имеющиеся экспериментальные оценки потоков, которые дают скорее верхнюю границу, чем истинное значение, лежат на уровне $\sim 10^{-6}$ от потока ядер железа. Лучшие оценки зарядов имеют неточность $\sim 3\%$, но, кроме того, они не исключают систематических погрешностей, которые действуют скорее в сторону завышения, чем занижения Z .

В связи с последним утверждением напомним, что в области $Z > 92$ известны три изотопа с временами жизни свыше 10^6 лет. Это — ${}_{93}\text{Np}^{237}$ ($T_{1/2} = 2 \cdot 10^6$ лет), ${}_{94}\text{Pu}^{244}$ ($T_{1/2} = 82 \cdot 10^6$ лет) и ${}_{96}\text{Cm}^{247}$ ($25 \cdot 10^6$ лет). Поэтому надежная экспериментальная оценка заряда в диапазоне $Z = 93 - 96$ вполне совместима с совокупностью существующих данных о среднем возрасте космических лучей; при этом малый пробег для фрагментации и деления таких ядер позволяют говорить о существовании более близких (и в пространстве и во времени) процессов синтеза элементов с последующим ускорением их ядер до энергий, характерных для космического излучения. Следует иметь в виду также то обстоятельство, что неполная ионизация атомов облегчает их «утечку» из оболочек соответствующих звезд, ибо при одной и той же скорости магнитная жесткость иона оказывается монотонно возрастающей функцией заряда ядра.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ТРЕБОВАНИЯ К ЭКСПЕРИМЕНТУ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Учитывая опыт экспериментальных исследований сверхтяжелой ядерной компоненты космических лучей за последние годы, следует прийти к ряду важных для планирования новых экспериментов по трансурановой проблеме выводов.

Во-первых, при выборе измерительной методики следует иметь в виду следующие три главные требования:

- 1) достаточно большая светосила аппаратуры ($\gg 1 \text{ м}^2 \cdot \text{месяц}$);
- 2) надежность калибровки детекторов, измеряющих заряд, в достаточно широком диапазоне их действия ($Z = 25 - 125$);
- 3) возможность надежного выделения и точного измерения характеристик крайне редких событий в условиях высокого фона ядер с более низким зарядом и других имитирующих событий. Именно последнее требование сильно ограничивает использование электронных (нетрековых) приборов, в частности черенковских счетчиков, в которых имитирующими событиями могут быть процессы множественной генерации частиц.

Во-вторых, исследование широкого диапазона зарядов и скоростей ядер при значительном разбросе углов их падения на детектор требует использования целого набора независимых трековых детекторов (как фотоэмульсионных, так и диэлектрических), обеспечивающих разрешение по зарядам не хуже 2—3%.

В-третьих, сочетание большой светосилы с неизбежными ограничениями весов и габаритов применяемой аппаратуры требует тщательного подхода к выбору оптимального диапазона энергий и пробегов регистрируемых ядер. Анализ существующих данных по энергетическим спектрам тяжелых ядер (в частности, данных ⁵⁸) и пересчет от энергий к ионизационным пробегам (табл. IV) показывают, что оптимальный интервал тол-

Таблица IV

Интегральные распределения $N (> R_0)$ по пробегам для ядер с $Z = 26$ и $Z = 100$, пересчитанные из энергетического спектра ядер с $Z \geq 20$ ⁵⁸

		$R_0, \text{ г/см}^2$			
		1	3	10	35
$Z = 26$ (Fe)	$E(R_0), \text{ Гэв/нукл}$	0,1	0,2	0,4	0,85
	$N [> E(R_0)]$	0,97	0,90	0,77	0,35
$Z = 100$ (Fm)	$E(R_0), \text{ Гэв/нукл}$	0,2	0,4	0,85	1,3
	$N [> E(R_0)]$	0,93	0,80	0,36	0,26

щин детекторов должен быть примерно 3—10 г/см² (включая суммарную толщину оболочки контейнера).

В-четвертых, требования большой светосилы и малых энергетических порогов (включая как ионизационное торможение и ядерное взаимодействие в веществе, так и геомагнитное «обрезание» регистрируемых ядер) могут быть удовлетворены лишь на космических аппаратах долговременного действия с высокоширотными орбитами. Ожидаемая в этом случае статистическая обеспеченность результатов эксперимента составляет, в частности, порядка 10 ядер трансурановых элементов при шестимесячной экспозиции детекторов общим весом ~100 кг.

В-пятых, необходимость применения детекторов большой площади (до 10 м²) требует усиленного внимания к разработке и усовершенствованию средств автоматизации поиска, а желательно и грубого измерения параметров следа, связанных с зарядом и скоростью регистрируемых ядер.

В-шестых, наряду с детекторами искусственного изготовления к решению данной проблемы следует широко привлекать космические минеральные детекторы метеоритного, а отчасти и лунного происхождения. При выборе оптимальных глубин и соответствующей калибровке на ускорителях такие детекторы позволяют реализовать их основные преимущества, связанные с очень высоким порогом регистрации заряженных частиц и очень большими (>10⁶ лет) временами экспозиции.

В заключение автор благодарит акад. Г. Н. Флерова и Н. С. Иванову за обсуждение ряда важных аспектов рассмотренной проблемы.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Флеров и др., АЭ 17, 310 (1964); Phys. Lett. 13, 73 (1964).
2. A. G h i o r s o et al., *ibid.* 22, 1317 (1969).
3. Ю. Ц. Оганесян и др., АЭ 28, 393 (1970).
4. Г. Н. Флеров и др., Препринт ОИЯИ Р7-4932, Дубна, 1970.
5. A. G h i o r s o et al., Phys. Rev. Lett. 24, 1498 (1970).
6. W. D. M y e r s, W. J. S w i a t e s k i, Nucl. Phys. 81, 1 (1966).
7. В. М. Струтинский, Ю. А. Музычка, доклад на Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, 1966.
8. Ю. А. Музычка, В. В. Пашкевич, В. М. Струтинский, ЯФ 8, 716 (1968).
9. S. G. N i l s s o n et al., Nucl. Phys. A115, 545 (1968).
10. Yu. A. M u z y c h k a, Phys. Lett. B28, 539 (1969).
11. Ю. А. Музычка, ЯФ 11, 105 (1970).
12. G. T. S e a b o r g, J. L. B l o o m, Sci. Amer. 220 (4), 56 (April 1969).
13. P. H. F o w l e r, R. A. A d a m s, V. G. C o w e n, J. M. K i d d, Proc. Roy. Soc. A301, 39 (1967).
14. N. V h a u d a r i, S. C. V h a t, D. L a l et al., Nature, 230, 219 (1971).
15. А. Г. Демин и др., Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, 1971, стр. 43.
16. S. G. T h o m p s o n et al., Phys. Lett. B28, 458 (1969).
17. G. N. F l e r o v, Nucleonika 12, 1081 (1967).
18. R. S. L i v i n g s t o n, J. A. M a r t i n, сборник ¹⁵, стр. 581.
19. A. M a r i n o v et al., Nature 229, 464 (1971); 234, 212 (1971).
20. Г. Н. Флеров, Ю. П. Гангрский, О. А. Орлова, Сообщение ОИЯИ Е7-5887, Дубна, 1971.
21. R. A. E s t e r l u n d, A. F. S t e h n e y, E. P. S t e i n b e r g, Nucl. Phys. A179, 645 (1972).
22. J. P. U n i k et al., *ibid.* A191, 233.
23. L. W e s t g a a r d et al., *ibid.* A192, 517.
24. Г. Н. Флеров и др., УФН 100, 46 (1970).
25. В. В. Чердынцева, Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 2281 (1970).
26. R. D. C h e r r y, K. A. R i c h a r d s o n, J. A. S. A d a m s, Nature 202, 639 (1964).

27. R. V. Gentry, Appl. Phys. Lett. 8, 65 (1966).
28. Г. Н. Флеров, В. П. Перелыгин, АЭ 26, 520 (1969).
29. Е. Цесляк, Сообщение ОИЯИ Р45-4738, Дубна, 1969.
30. Г. Н. Флеров, Н. К. Скобелев, Г. М. Тер-Акопян и др., Препринт ОИЯИ Д6-4554, Дубна, 1969.
31. Г. Н. Флеров, В. П. Перелыгин, О. Отгонсурен, Препринт ОИЯИ Р7-6495, Дубна, 1972.
32. О. Отгонсурен, В. П. Перелыгин, Г. Н. Флеров, Препринт ОИЯИ Д6-4649, Дубна, 1969.
33. H. W. Reist, В. Hahn, H. V. von Gunten, сборник ¹⁵, стр. 73.
34. R. L. Fleischer, H. R. Hart, Jr., G. M. Comstock, Science 171, 1240 (1971).
35. P. H. Fowler, E. Kobetich, R. Thorne, Comptes Rendu de la Colloque Intern. de Photographie Corpusculaire, Barselone, 1970, стр. 313.
36. Н. С. Иванова, В. В. Варюхин, В. Н. Куликов, Е. А. Якубовский, доклад на Всесоюзной конференции по космическим лучам, Тбилиси, 1971.
37. Г. Б. Жданов, С. И. Бриккер, А. В. Подгурская, Л. М. Поперекова, сборник ¹⁵, стр. 88.
38. R. Katz, сборник ³⁵, стр. 1.
39. M. M. Sharigo, Rapporteur Paper on 12th Intern. Conference on Cosmic Rays, Tasmania, 1971.
40. P. V. Price, R. L. Fleischer, General Electric Company Report No. 71-C-207, Schenectady, July, 1974.
41. Л. Аллер, Распространенности химических элементов, М., ИЛ, 1963.
42. А. К. Лаврухина, Г. М. Колесов, Изотопы во Вселенной, М., Атомиздат, 1965.
43. В. Б. Семикоз, Препринт ИКИ АН СССР № 50, Москва, 1971.
44. В. Б. Семикоз, сборник ¹⁵, стр. 88.
45. L. S. Pinsky, R. D. Bandi, R. B. Rushing, L. F. Thompson, W. Z. Osborne, доклад на Международной конференции по ядерной фотографии и твердотельным трековым детекторам, Бухарест, 1972.
46. E. Schorrrer et al., доклад, как ⁴⁵.
47. R. Fleischer, P. Price, R. Walker, Ann. Rev. Nucl. Sci. 5, 1 (1965).
48. J. Dran, M. Maurette, доклад, как ⁴⁵.
49. Н. Paretzke, доклад, как ⁴⁵.
50. H. Khan, S. Durrani, Nucl. Instr. Meth. 98, 229 (1972).
51. G. Blandford et al., доклад, как ⁴⁵.
52. G. Bastin-Scoffier, доклад, как ⁴⁵.
53. M. Marchetti, L. Tommasino, E. Casnati, доклад, как ⁴⁵.
54. A. Vernas, A. Chambaudet, E. Dartyge, доклад, как ⁴⁵.
55. G. Sotoguyi, доклад, как ⁴⁵.
56. W. Crawford et al., Nature 220, 1313 (1968).
57. M. Nicolaie, доклад, как ⁴⁵.
58. W. Webber, J. Ormes, J. Geophys. Res. 72, 5957 (1967).
59. P. H. Fowler, сборник ¹⁵, стр. 23.
60. D. Schramm, W. Fowler, Nature 231, 103 (1971).
61. T. Orhisch, H. Okamoto, Nature (Phys. Sci.) 236, 27 (1972).
62. W. R. Binus, J. I. Fernandez, M. H. Israel, J. Klagman, R. A. Mewaldt, Proc. of 12th Intern. Conference on Cosmic Rays, Tasmania, vol. 1, OG-73.
63. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, ИСЗ, вып. 2, 50 (1958).
64. Н. Н. Володичев, Н. Л. Григоров, М. А. Савенко, Косм. исслед. 5, 431 (1957).
65. E. J. Kobetich, P. V. Price, E. K. Shirk et al., сборник ⁶², OG-75.
66. N. S. Ivanova, V. N. Kulikov, Yu. F. Gagarin, Acta Phys. Hung. 29, Suppl. 1 391 (1970).
67. P. V. Price et al., Phys. Rev. D3, 815 (1971).
68. D. O'Sullivan et al., Phys. Rev. Lett. 26, 463 (1971).
69. G. E. Blandford, Jr., M. W. Friedlander et al., ibid. 23, 338 (1969).
70. A. G. Cameron, сборник ⁶²; Origin and Distribution of Elements, N. Y., Pergamon Press, 1968, стр. 125.
71. M. Maurette, P. Thro, R. Walker, R. Webbinck, Proc. of the Intern. Symposium on Meteorite Research, N. Y., 1969, стр. 286.
72. R. L. Fleischer, P. V. Price, R. M. Walker, M. Maurette, J. Morgan, J. Geophys. Res. 72, 355 (1967).