

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

УСТОЙЧИВОСТЬ СТАБИЛЬНЫХ ИЗОБАРОВ

Стабильные изобары обычно различаются по атомным номерам на две единицы (например, $^{22}\text{Ti}^{50} - ^{24}\text{Cr}^{50}$, $^{44}\text{Ru}^{104} - ^{46}\text{Pd}^{104}$). Известны, однако, три пары изобаров, которые различаются по заряду ядра на одну единицу: $^{48}\text{Cd}^{113} - ^{49}\text{In}^{113}$, $^{49}\text{In}^{115} - ^{50}\text{Sn}^{115}$, $^{51}\text{Sb}^{123} - ^{52}\text{Te}^{123}$. Поскольку эти изобары встречаются в природе, их время жизни — по крайней мере порядка возраста Земли, т. е. 10^9 лет. Этот факт замечателен, так как на основании всех данных, относящихся к β -активным изотопам, следовало бы ожидать, что если β -распад энергетически возможен, то период должен быть относительно невелик — примерно порядка 10^8 лет.

Если бы на самом деле β -радиоактивность с относительно небольшим периодом имела место, то изобар с большим зарядом ядра должен бы превращаться путём захвата электрона, что повело бы к заметному уменьшению количества этого изобара и относительному возрастанию распространённости изобара с меньшим атомным номером. Так как этого не наблюдается для указанных пар изобаров, то остаётся предположить, что в этих случаях β -распад «сильно запрещается» правилами отбора. Можно, в частности предположить, что «запрет» обусловлен большой разностью спинов ядер соседних стабильных изобаров.

Для проверки этого предположения в случае пары $\text{In}^{115} - \text{Sn}^{115}$ было выполнено¹ спектроскопическое определение спина ядра Sn^{115} ; спин ядра In^{115} был точно определён раньше² и оказался равным $\frac{1}{2}$. В распоряжении автора было 39 мг олова, обогащённого Sn^{115} , которое и подверглось исследованию на сверхтонкую структуру спектральных линий. С этой целью был использован трёхпризмный стеклянный спектрограф с фокусным расстоянием 1 м, скрещённый с эталоном Фабри и Перо. В качестве источника света была использована трубка с полым катодом³, видоизменённая автором. Была изучена структура трёх линий Sn II $\lambda 5799,3$, $\lambda 6452,8$, $\lambda 6844,3$ и одной линии Sn I : $\lambda 5631,9$. Анализ наблюдаемых расщеплений во всех случаях уверенно привёл к значению спина Sn^{115} , равному $\frac{1}{2}$. Так как спин ядра In^{115} , как было указано, равен $4\frac{1}{2}$, то превращение $\text{Sn}^{115} \rightarrow \text{In}^{115}$ может быть «запрещено» вследствие того, что оно сопровождалось бы изменением спина на 4. Автор отмечает, что в случае другой пары соседних стабильных изобаров $^{48}\text{Cd}^{\frac{1}{2}} -$

$^{49}\text{In}^{\frac{9}{2}}$ разность спинов также равна 4. Наконец, что касается третьей пары $\text{Sb}^{123} - \text{Te}^{123}$, то здесь известен пока только спин Sb^{123} (он равен $\frac{7}{2}$).

Для оправдания гипотезы о том, что «запрет» превращений в указанных парах стабильных изобаров связан с большим изменением спина, автор ссылается на пример двух известных пар, у которых разность спинов велика, но радиоактивность установлена. Это пары $^{19}\text{K}^{40} - ^{20}\text{Ca}^{40}$ и $^{87}\text{Rb} - ^{88}\text{Sr}^{87}$; в первом случае изменение спина составляет $4 \rightarrow 0$, во втором $3/2 \rightarrow 9/2$. Однако периоды полураспада в обоих этих случаях очень велики: у K^{40} период равен $4,5 \cdot 10^8$ лет, а у $\text{Rb}^{87} - 6 \cdot 10^{10}$ лет.

Э. В. Шпольский

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gurevitch, Phys. Rev. 75, 767 (1949).
2. S. Millman, I. Rabi, T. Zacharias, Phys. Rev. 53, 384 (1939).
3. См. С. Э. Фриш, Спектроскопическое определение ядерных моментов, Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1948, стр. 36 и след.

ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Ещё несколько лет назад принято было считать, что прохождение космических лучей сквозь атмосферу, во всяком случае на не очень больших высотах, в хорошем приближении определяется чисто электромагнитными процессами, если добавить к ним ещё распад мезона. Речь идёт в основном о таких хорошо изученных процессах, как ионизация, тормозное излучение и рождение пар. Правда, происхождение жёсткой компоненты от первичных протонов через какие-то ядерные взаимодействия и ядерные расщепления под действием космических лучей были известны достаточно давно, однако данные об этих процессах были явно недостаточны для того, чтобы как-то связать их с известными свойствами основных компонент космического излучения. Лишь за последние годы целый ряд исследований, среди которых видное место принадлежит работам советских физиков, позволил подойти к формированию совершенно новых представлений об основных процессах в космических лучах. При этом оказалось, что ядерные взаимодействия играют значительно большую роль в этих процессах, чем предполагалось ранее.

В предлагаемом кратком реферативном обзоре будут изложены некоторые основные результаты, касающиеся ядерных процессов различных энергий, полученные в работах зарубежных физиков за последнее полугодие. При этом представляется естественным начать с явлений, протекающих при наиболее высоких энергиях частиц, а именно с широких воздушных ливней.

Попытка сформулировать новую точку зрения на происхождение широких ливней сделала в работе Коккони¹. Резюмируя все имеющиеся данные о составе этих ливней, Коккони указывает на наличие, помимо основной, электронно-фотонной, ещё двух компонент — проникающей заряженной и нейтральной; если допустить при этом, что пространственное распределение всех трёх компонент примерно одинаково (хотя это предположение не очень хорошо согласуется с опытом), то содержание в ливне и для проникающей заряженной компоненты и для нейтронов должно составлять всегда около 2%. Основываясь на этом постоянном соотношении, а также на имеющихся снимках в камере Вильсона (Коккони ссылается на снимки Фреттера и Чао), автор делает предположение об едином происхождении электронно-фотонной и проникающей

(заряженной) компонент от первичных протонов посредством образования ими «смешанных» ливней, содержащих частицы обоих сортов с достаточно большой энергией. Что касается нейтронов в широких ливнях, то определённые указания на их происхождение были получены в опытах Тонджиорджи².

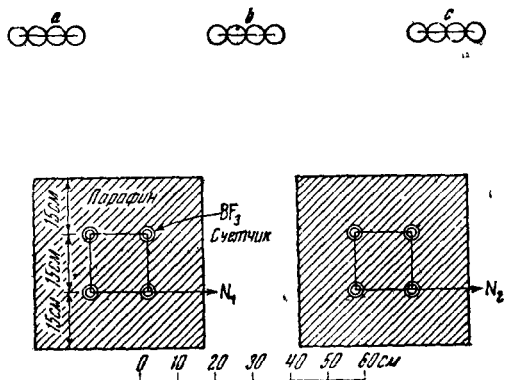


Рис. 1.

нейтронных счётчика, окружённых парафином, и мог регистрировать (с эффективностью около 1%) падающие на него нейтроны с энергиями 2—15 Мэв. При этом импульсы от нейтронных счётчиков регистрировались лишь в том случае, если они запаздывали относительно совпадений в счётчиках *a*, *b*, *c* на время от 7 до 167 мксек (для устранения «фона» ядерных расщеплений в ливне). Один из нейтронных индикаторов (N_1) окружался слоями свинца или более лёгкого вещества (Σ и Σ'), а также дополнительным слоем парафина *B* в различных вариантах опыта, приведённых на рис. 2.

Прежде всего, путём сопоставления данных, относящихся к конфигурациям I и II рис. 2 (а также для конфигураций III и IV), было показано, что в составе широких ливней имеются частицы, способные генерировать нейтроны с энергиями до 10—20 Мэв. Далее было установлено, что генерирующая нейтроны компонента, с одной стороны, является про-

дольно большой энергией. Что касается нейтронов в широких ливнях, то определённые указания на их происхождение были получены в опытах Тонджиорджи². Установка Тонджиорджи (рис. 1) состояла из трёх групп гейгеровских счётчиков *a*, *b*, *c*, отстоящих друг от друга на 3—4 м и соединённых по схеме совпадений, и двух нейтронных индикаторов N_1 , N_2 . Каждый из индикаторов N_1 , N_2 имел обычно четыре соединённых в параллель

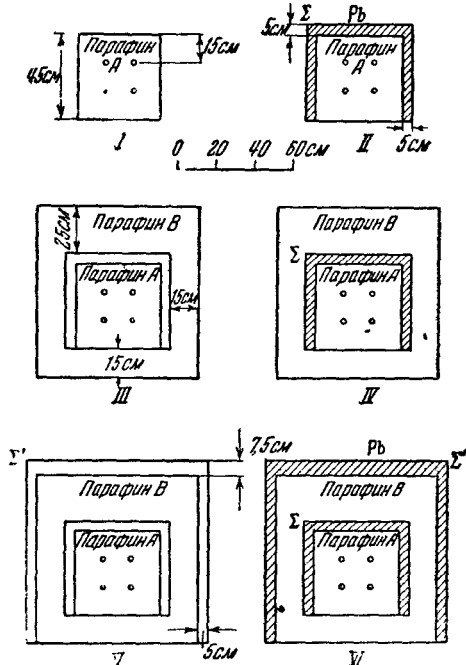


Рис. 2.

никающей (это следует из слабого поглощения её в 7,5 см свинцовом фильтре Σ), а с другой стороны, возрастает с высотой существенно быстрее, чем просто жёсткая компонента (от 230 м до 4300 м рост средней плотности генерирующей компоненты оценивается автором в 10,5 раза). Путём вариации площадей счётчиков a , b , c было показано также (в предположении об одинаковом пространственном распределении по сравнению с электронами) примерно постоянное содержание в ливнях как исследуемых нейтронов (1—2% от числа электронов), так и генерирующей их компоненты (2—3%, если принять геометрическое эффективное сечение генерации). Что касается самого процесса генерации, то сравнение данных для фильтров Σ из разных веществ (в конфигурации IV) указывало на заметное возрастание числа генерируемых нейтронов с увеличением атомного номера Z . При этом в случае свинца в каждом акте должно рождаться в среднем около 60 нейтронов (эта оценка производилась путём сравнения вероятностей регистрации индикатором N_1 одного и двух нейтронов одновременно). Поскольку на всю площадь свинцового фильтра Σ должно попадать в среднем не более одной генерирующей частицы, то на основании предыдущей оценки автор делает естественное предположение о каскадном характере процесса генерации.

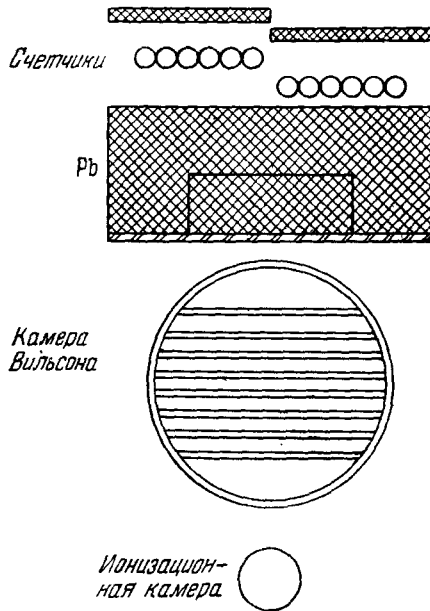


Рис. 3.

Следующая группа экспериментальных данных о ядерных процессах высокой энергии (10^9 — 10^{10} эв) непосредственно связана с многократно обсуждавшейся проблемой происхождения неравновесной мягкой компоненты космического излучения. Этот круг вопросов был недавно заново проанализирован Росси³ на основании нового, довольно богатого экспериментального материала. Прежде всего Росси приводит результаты двух исследований с камерами Вильсона, дающих наглядные картины соответствующих процессов. В одной из этих работ⁴ применялась установка (рис. 3), состоящая из камеры Вильсона, управляемой совпадениями импульсов в ионизационной камере и группе счётчиков, расположенных над слоем свинца толщиной 15 см, закрывающего сверху камеру Вильсона. Полученные в этой камере снимки свидетельствуют о генерации проникающими заряженными частицами электронных ливней значительной энергии. В состав этих ливней входили иногда как проникающие, так и тяжёлые частицы, повидимому, возникшие в результате ядерных расщеплений. В другой работе, принадлежащей Чао⁵, использовалась камера Вильсона, управляемая только счётчиками и пере-

гороженная восемью свинцовыми пластинками по 1,25 см каждая. Изучая процесс образования тех же «смешанных» ливней, Чао обнаружил в них также случаи генерации электронных ливней большой энергии с несколькими, заметно расходящимися друг относительно друга стволами, что указывает, очевидно, на генерацию нескольких частиц (электронов или фотонов) в первичном элементарном акте. На снимках Чао можно было обнаружить и ядерные расщепления, вызываемые какими-то ядерно-активными проникающими частицами, входящими в состав «смешанного» ливня.

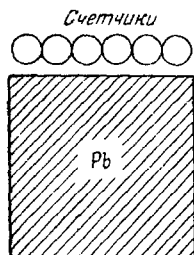


Рис. 4.

Некоторые дополнительные сведения о природе тех же ливней Росси извлекает из ряда своих опытов, выполненных с помощью ионизационной камеры на разных высотах. В одних опытах⁶ (см. схему установки на рис. 4) было показано, что проникающая компонента, генерирующая электронные ливни под толстыми слоями свинца, поглощается в атмосфере примерно так же, как и первичные протоны (её средний пробег получился около 125 г/см²). С другой стороны, в опытах с ионизационной камерой, окружённой экраном из 2,5 см Pb, было установлено⁷, что на больших высотах в атмосфере нет сколько-нибудь заметного числа электронов

высокой энергии ($\geq 10^{10}$ эв), способных создавать большие ливни в свинце обычным каскадным размножением. Далее, сопоставление данных о числе толчков в экранированной и неэкранированной камере на разных высотах⁸ даёт основание автору говорить о сходстве в высотном ходе и в спектре энергий между генерируемой в указанных ливнях неравновесной мягкой компонентой и первичными протонами. Наконец, анализ кривой полной ионизации космических лучей в атмосфере методом вычитания эффекта, обусловленного равновесной мягкой компонентой от мезонов, приводит Росси к выводу о том, что вообще интенсивность всей неравновесной мягкой компоненты (независимо от её происхождения) падает с глубиной x атмосферы по закону $\exp\left(-\frac{x}{125 \text{ г/см}^2}\right)$; при этом полная, выделяемая этой компонентой в атмосфере, энергия примерно равна энергии, передаваемой первичным излучением жёсткой компоненте.

В совершенно ином аспекте производил исследование того же самого по существу явления Коккони⁹ на высотах 260 и 3260 м. Его установка (рис. 5) позволяла наблюдать случаи генерации в свинцовом блоке проникающих ливней одиночными заряженными частицами. Подобные события выделялись в установке пятикратными совпадениями в группах

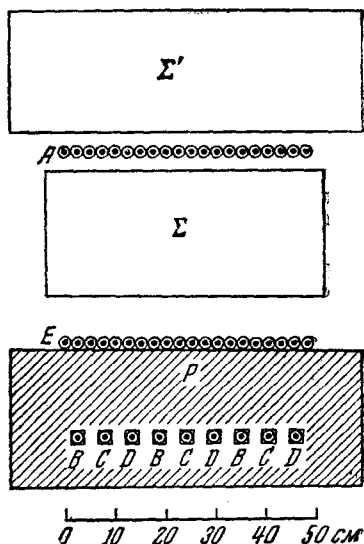


Рис. 5.

счётчиков *A, B, C, D, E* при условии срабатывания лишь одного счётчика в группе *E*. Основной задачей работы было исследование эффективных сечений (или средних свободных пробегов λ) для генерации наблюдаемых ливней путём изменения состава и толщины фильтров Σ и Σ' и анализа соответствующих кривых поглощения (аппроксимированных на отдельных участках экспонентами). Сопоставление наблюдаемых эффектов для разных высот позволило определить также средние пробеги генерирующей компоненты в воздухе. Все полученные Коккони средние свободные пробеги приведены нами в таблице I.

Таблица I

Средние свободные пробеги генерирующей компоненты в веществе

Вещество	$H = 260$ м, начальный участок кривых поглощения	$H = 3260$ м, начальный участок кривых поглощения	$H = 3260$ м, на глубине 400—500 г/см ²
Pb	310 ± 30 г/см ²	380 ± 60 г/см ²	160 ± 15 г/см ²
Fe	—	310 ± 60 г/см ²	135 ± 15 г/см ²
C	140 ± 20 г/см ²	—	100 ± 5 г/см ²
Воздух . . .		191 ± 15 г/см ²	133 ± 7 г/см ²

Анализ данных таблицы I приводит к следующим выводам:

1) Высотный ход генерирующей компоненты в атмосфере (средний пробег 133 ± 7 г/см²) хорошо согласуется как с прежними данными для проникающих ливней (Ватагин, Тинлот), так и с приведёнными выше данными Росси для проникающих ливней.

2) Средний пробег λ генерирующей компоненты уменьшается с увеличением толщины фильтров Σ и Σ' . Это уменьшение могло происходить за счёт переходного эффекта в плотном веществе (относительно воздуха), связанного с каскадным размножением генерирующей компоненты; правда, сам Коккони объяснял этот эффект зависимостью λ от энергии генерирующих частиц, а в дальнейшем показал, что он связан с δ -ливнями от мезонов.

3) Средний пробег λ возрастает с атомным весом A вещества. Это возрастание можно объяснить количественно, рассматривая соударения с каждым нуклоном независимо и задаваясь определёнными пробегами α генерирующей компоненты в «ядерном веществе». Подобные кривые зависимости λ от A , построенные для разных веществ Коккони, приведены на рис. 6, причём экспериментальным данным (табл. I) соответствует значение $\alpha = 6 \cdot 10^{-13}$ см. В то же время принимавшийся часто закон для эффективных сечений поглощения $\delta(A) \propto A^{2/3}$ соответствовал фактически модели «непрозрачного» ядра ($\alpha = 0$).

Как было отмечено выше, частицы, возникающие за счёт ядерных взаимодействий в «смешанных» ливнях, могут в свою очередь вызывать ядерные расщепления, т. е. ядерные процессы с меньшим энерговыделением. Вопросу о природе компоненты, вызывающей вообще ядерные расщепления в космических лучах, был посвящён за последнее время ряд исследований на больших высотах с помощью фотопластинок,

поднимаемых на шарах-пилотах. Среди этих работ остановимся на одной¹⁰, которая позволяет сделать определённые суждения о характере генерирующей «звезды» компоненты по поглощению её в воздухе и плотных веществах. В этой работе было осуществлено шесть полётов шаров, поднимавших пластинки типа Ильфорд С2.

В четырёх из них сравнительно тонкая пачка фотопластинок (размеры пачки $19 \times 50 \times 100$ мм) поддерживалась в течение 4 часов на высоте около 30 км (при давлении воздуха $P = 14 - 24$ г/см³). В пятом полёте такая же пачка пластинок поднималась до высоты 21 км ($P = 50$ г/см³) и, наконец, в шестом — на высоте около 30 км в течение 4 часов пробыла толстая пачка фотопластинок (размеры $100 \times 100 \times 250$ мм). Данные пятого полёта позволили учесть отдельно те «звёзды», которые создавались в фотоэмульсии при их подъёме до 21 км и обратном спуске в первых 4 полётах, а результаты шестого полёта, обработанные отдельно для различных по глубине слоёв, позволили получить переходную кривую для «звёзд» на глубинах от 0 до 50 г/см³ стекла.

Все наблюдаемые «звёзды» были разбиты на 4 класса: малые (3—5 лучей), средние (6—9 лучей), большие (≥ 10 лучей) и, наконец, «звёзды», вызванные σ -мезонами. Прежде всего рассмотрим результаты для малых «звёзд», приведённые в таблице II.

Таблица II

	Тонкие пачки фотопластинок		Толстые пачки фотопластинок			
			Слой стекла 0—12 г/см ³	Слой стекла 12—25 г/см ³	Слой стекла 25—37 г/см ³	Слой стекла 37—50 г/см ³
Давление остаточной атмосферы	50—300 г/см ³	14—24 г/см ³	13—300 г/см ³	13—300 г/см ³	13—300 г/см ³	13—300 г/см ³
Число малых «звёзд» (на единицу объёма в единицу времени)	1260 ± 120	320 ± 60	770 ± 50	1140 ± 70	1240 ± 90	1050 ± 70

Наличие явно выраженного возрастания числа малых «звёзд» с глубиной в атмосфере и в плотном веществе служит, очевидно, указанием на вторичный характер генерирующей компоненты. При этом тот факт, что на достаточно больших глубинах атмосферы число малых «звёзд», так же как и полное число «звёзд», не меньше того, что наблюдается в плотном веществе (на глубине ≥ 20 г/см³), свидетельствует о стабильном характере этой компоненты. Правда, слишком быстрое насыщение переходной кривой в стекле вряд ли возможно объяснить с точки зрения предлагаемой авторами гипотезы о вторичных, сравнительно медленных нуклонах в качестве генерирующей компоненты.

В противоположность малым «звёздам» отсутствие какого-либо возрастания числа больших и средних «звёзд» с глубиной (и в воздухе и в плотном веществе) указывает на то, что они непосредственно свя-

заны с первичной компонентой. При этом из потока первичных протонов и абсолютного числа генерируемых «звёзд» авторам удаётся оценить эффективное сечение генерации для тяжёлых ядер фотоэмulsии (J, Br, Ag): оно оказывается равным примерно 0,1 от геометрического сечения этих ядер.

Наконец, для «звёзд», генерируемых σ -мезонами, был обнаружен очень большой переходный эффект в плотном веществе: до глубины около 20 г/см² стекла доля таких «звёзд» растёт от 1—2% до 6—7% от полного числа «звёзд», после чего заметно не меняется. Вполне естественно рассматривать этот факт как результат распада σ -мезонов в воздухе, причём величина 20 г/см² даёт примерную оценку тех пробегов (и, следовательно, энергий), с которыми генерируются эти σ -мезоны.

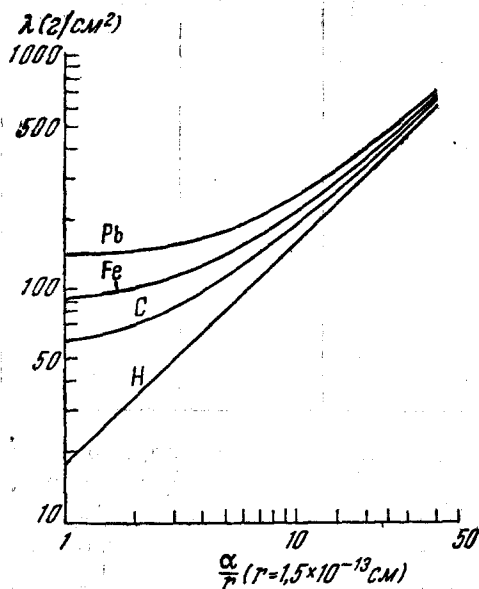


Рис. 6.

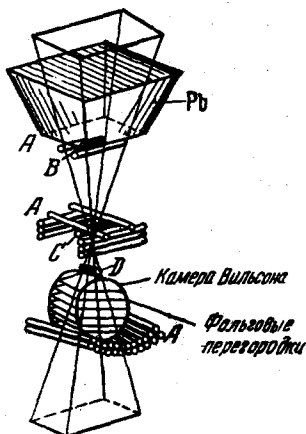


Рис. 7.

В связи с вопросом о ядерных расщеплениях, вызываемых мезонами, представляет интерес выяснить возможную роль в этих расщеплениях остановившихся мезонов с массой $215 m_e$ (μ -мезоны). Эта проблема важна не только с точки зрения отношения μ -мезона к ядерным взаимодействиям, но и с точки зрения вопроса о спине μ -мезона. Наиболее полным из исследований остановившихся μ -мезонов является работа Чанга¹¹ с камерой Вильсона. Перегороженная целым рядом очень тонких пластин камера Вильсона (рис. 7), находившаяся под блоком свинца толщиной 30 см, управлялась «телескопом» счетчиков BCD с дополнительными счетчиками A, включенными по схеме антисовпадений, выделяющими одиночные проникающие частицы, останавливающиеся в камере. Было проведено три серии опытов: со свинцовыми пластинками толщиной 0,45 мм каждая, с железными пластинками по 0,7 мм и с алюминиевыми — по 0,8 и 0,05 мм (указанным толщинам соответствуют пробеги протонов с энергиями 15; 15; 11,5 и 2,2 Мэв).

Медленные мезоны отличались от других остановившихся в пластинках частиц по изменению ионизаций вдоль следа, а также по степени рассеяния в пластинках. Сводка всех наблюдаемых случаев,

относящихся к надёжно установленным мезонным трэкам, приведена в таблице III.

Таблица III

	Случаи отсутствия вторичных частиц	Испускание быстрого электрона (распад)	Испускание тяжёлой частицы	Наличие мед- ленных (до 5 Мэв) электронов вблизи конца мезонного трэка
1. Мезоны, остано- вившиеся в Al:				
а) в пластин- ках 0,05 мм	3	1	—	—
б) в пластин- ках 0,8 мм	6	3	—	—
2. Мезоны, остано- вившиеся в Fe	11	7	—	—
3. Мезоны, остано- вившиеся в Pb	17	7	—	7

При анализе данных таблицы III прежде всего следует отметить значительное число случаев (37 из 63), когда остановка мезона, повидимому, не сопровождается испусканием заряженных частиц (единственный наблюдавшийся случай испускания медленного протона автор относит к числу сомнительных). Зато наблюдалось семь случаев, главным образом при наличии свинцовых пластинок, когда вблизи конца мезонного следа наблюдались следы электронов с энергиями 1—5 Мэв, которые можно приписать наличию фотонов соответствующей энергии. Эти фотоны автор объясняет как излучением мезона при переходе его на K-уровень вблизи одного из ядер вещества, так и «высвечиванием» ядер, возбуждённых в результате захвата мезона. Из приведённых данных следует, что основная часть энергии захваченного ядром мезона уносится какой-то нейтральной частицей (но не фотоном). Что касается случаев испускания быстрого электрона, то при учёте пропусков регистрации, связанных с наличием «антисовпадательных» счётчиков под камерой Вильсона, их можно целиком отнести за счёт распада положительных остановившихся мезонов.

Полученные Чангом результаты являются уже достаточно надёжным свидетельством в пользу того, что остановившиеся мезоны, вызывающие ядерные расщепления, имеют массу, отличную от $215 m_e$. В то же время имеется ряд данных, указывающих на то, что помимо π -мезонов, частиц с массой $285 m_e$, имеются и мезоны других масс (варитроны), и из них по крайней мере часть может вызывать «звёзды».

Бесма актуальным сейчас является определение относительного количества мезонов разных масс на различных высотах. Некоторые данные, относящиеся к уровню моря, получены были в работе Реталлака и Бронде¹³.

Их установка состояла из двух камер Вильсона, управляемых одним «телескопом» из трёх счётчиков (рис. 8). Верхняя камера, помещённая в магнитном поле 4750 гаусс, служила для определения импульсов, нижняя камера, содержащая 15 свинцовых пластин по 7 мм каждая, позволяла измерять пробег мезонов. В результате обработки 43 надёжных трэков авторы обнаружили шесть частиц, в основном отрицательных, массы которых существенно отличаются от обычных $215 m_e$ (см. табл. IV).

Таблица IV

Масса мезона (в электронных массах)	114 ± 16	120 ± 16	474 ± 88	538 ± 84	588 ± 110	717 ± 121
Знак мезона	—	—	—	+	—	—

Все остальные 37 измерений масс хорошо согласуются с определённым средним значением массы, равным $215 \pm 4 m_e$.

Правильно оценить и интерпретировать все изложенные выше результаты невозможно без учёта опубликованных за последнее время работ советских физиков, посвящённых тем же проблемам. Действительно, новые представления о природе широких ливней, основанные на многолетнем изучении их аномальных (по сравнению с картиной «классической» каскадной теории) свойств и в том числе изучения их проникающей компоненты, было сформулировано в работе Зацепина¹³ значительно более чётко и конкретно, чем это было сделано Коккони. Основную роль в образовании и развитии широких ливней, согласно этим представлениям, играет ядерно-каскадный процесс, порождаемый первичным протоном достаточно высокой энергии и включающий в качестве промежуточных звеньев ядерные взаимодействия нуклонов и, возможно, ядерно-активных мезонов, приводящие к генерации и накоплению электронно-фотонной компоненты большой энергии.

Тесно примыкает к этим представлениям концепция образования электронно-фотонной и мезонной компоненты, сформулированная недавно как итог широких экспериментальных исследований в работе группы сотрудников Физического института Академии наук СССР во главе с Векслером и Добротиным¹⁴. Согласно этой концепции, подкреплённой также обширным материалом стратосферных исследований Вернова с сотрудни-

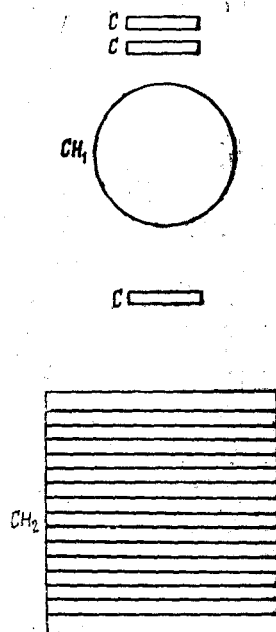


Рис. 8.

ками¹⁵, вся мягкая и жесткая компонента космических лучей образуется путём ядерных взаимодействий первичных (протоны) и вто-

ричных (возникших в результате ядерно-каскадного процесса) нуклонов большой энергии, или также мезонов (возможно, нейтральных) с ядрами воздуха. Механизм этих взаимодействий тождествен с образованием упомянутых выше «смешанных» или, как их предложено теперь называть¹⁸, электронно-ядерных ливней.

Изложенные выше данные иностранных авторов в целом лишь подкрепляют и в некоторых случаях дополняют все эти представления, несомненно нуждающиеся ещё в дальнейшей конкретизации и уточнении (особенно в вопросе о ядерно-активных мезонах).

Далее, по вопросу о существовании мезонов разных масс и спектре этих масс советскими физиками в лице Алиханяна с сотрудниками в течение ряда лет был получен, в основном методом годоскопа в магнитном поле^{16, 17}, а также методом фотопластинок¹⁸, весьма обширный материал, к которому упомянутые выше исследования¹³ методом камеры Вильсона являются в общем весьма ценным, хотя и предварительным, подтверждением и дополнением.

Наконец, в отношении ядерных расщеплений в последних работах советских авторов, с одной стороны, была показана¹⁹ их непосредственная генетическая связь со вторичными (в основном нейтральными) частицами электронно-ядерных ливней, а с другой стороны, получены данные²⁰ о распаде генерирующей компоненты для части этих расщеплений (для малых «звёзд»). Последний результат пока что трудно согласовать с изложенными выше опытами Оппенгеймера и других¹⁰, хотя он и относится к совершенно иным высотам.

Г. Б. Жданов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Cocconi, Rev. Mod. Phys. **21**, 26 (1949).
2. V. Cocconi-Tongiorgi, Phys. Rev. **75**, 1532 (1949).
3. B. Rossi, Rev. Mod. Phys. **21**, 104 (1949).
4. H. Bridge, W. E. Hazen and B. Rossi, Phys. Rev. **73**, 179 (1948).
5. C. Y. Chao, Phys. Rev. **75**, 581 (1949).
6. H. Bridge, B. Rossi and R. W. Williams, Phys. Rev. **72**, 257 (1947).
7. R. I. Hulsizer and B. Rossi, Phys. Rev. **73**, 1402 (1948).
8. H. Bridge and B. Rossi, Phys. Rev. **71**, 379 (1947).
9. G. Cocconi, Phys. Rev. **75**, 1074 (1949).
10. P. Freier, E. P. Ney and F. Oppenheimer, Phys. Rev. **75**, 1451 (1949).
11. W. Chang, Rev. Mod. Phys. **21**, 166 (1949).
12. J. G. Retallack and R. B. Brode, Phys. Rev. **75**, 1716 (1949).
13. Г. Т. Зацепин, ДАН СССР **67**, 993 (1949).
14. Н. Г. Биргер, В. И. Векслер, Н. А. Добротин и др., ЖЭТФ **19**, 826 (1949).
15. С. Н. Вернов, ЖЭТФ **19**, 621 (1949).
16. А. И. Алиханов, А. И. Алиханян и А. А. Вайсенберг, ЖЭТФ **18**, 301 (1948).
17. А. И. Алиханян, А. Вайсенберг, М. Дайон и др., ДАН СССР **61**, 39 (1948).
18. А. И. Алиханян, Д. М. Самойлович и др., ЖЭТФ **19**, 664 (1949).
19. С. Азимов, Н. Биргер и А. Горбунов, ДАН СССР **65**, 625 (1949).
20. Г. Е. Беловицкий и Л. В. Сухов, ДАН СССР (в печати).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ТЯЖЁЛЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗОВАННЫХ ВО ВРЕМЯ ВЗРЫВНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДРА

В печати уже было несколько сообщений об обнаружении на фотографических пластинках, подвергнутых действию космического излучения, тяжёлых ядерных «осколков», испущенных во время взрывных расщеплений ядер^{2, 5, 6}.

Экспонируя «электронно-чувствительные» пластинки типа Кодак NT4 на Юнгфрауих (3300 м) и на больших высотах с помощью шаров-зондов, автору реферируемой работы¹ также удалось обнаружить в составе «звёзд» космических лучей несколько следов тяжёлых ядерных осколков с энергиями около 500 Мэв, которые были им идентифицированы как ядра лития, бериллия и бора. Для определения заряда этих частиц автор воспользовался методом δ -электронов, развитым в работах^{3, 4} для изучения тяжёлой компоненты первичного космического излучения.

В случае, когда частица с зарядом Ze движется с нерелятивистской скоростью v , число δ -электронов на 1 см длины следа с энергией в интервале от w_1 до максимальной энергии $w_2 = 2mv^2$, которую частица со скоростью v может передать электрону, дается формулой

$$\nu(w_1, v) = \frac{2\pi Ne^4 Z^2}{mv^3} \left(\frac{1}{w_1} - \frac{1}{2mv^2} \right),$$

где m — масса электрона, N — число электронов в 1 см³ эмульсии.

Из этого уравнения следует, что в точках, где частицы с различной величиной заряда Z имеют одинаковую скорость, $\nu(w_1, v)$ будет изменяться пропорционально Z^2 . Число δ -электронов с энергией, превышающей w_1 , достигает максимума, когда тяжёлый осколок имеет скорость $v = \sqrt{\frac{w_1}{m}}$.

Эти соображения могут быть использованы для определения заряда Z_2 неизвестной частицы. В равных интервалах длины (например, по 100 μ) делается подсчёт числа всех δ -электронов, следы которых содержат более чем заданное число зёрен (соответствующее энергии δ -электрона w_1). Полученное распределение возрастает до максимума, а затем медленно убывает.

Максимальное значение величины ν для частиц с искомым зарядом z_2 можно затем сравнить с максимальным значением ν_1 , полученным из подобных наблюдений для следов частиц с известным зарядом Z_1 , например, с максимумом ν для протонов или мезонов. Тогда искомый заряд Z_2 определяется из соотношения

$$\frac{\nu_2(w_1)}{\nu_1(w_1)} = \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^2.$$

В качестве частиц с известным зарядом автор использовал μ -мезоны, которые останавливаются в эмульсии и у которых может быть обнаружен след электронов распада.

Наличие следа электрона распада убеждало в том, что рассматриваемый след действительно является следом μ -мезона. Применение мезонов и протонов для градуировки встречается с некоторой трудностью, состоящей в том, что следы δ -электронов, состоящие всего из нескольких зёрен (от 4 зёрен и выше), хорошо заметны, если они связаны со следом лёгких частиц (мезонов, протонов), но они имеют тенденцию

«теряться», если они связаны с более толстыми следами тяжёлых осколков. Установлено, однако, что этот эффект не очень существен для частиц с $Z < 6$, если выбираемые для регистрации δ -электроны имеют достаточно большой пробег.

Исследованный материал состоит из одного следа ядра бора, испущенного из звезды с девятью лучами с энергией около 250 Мэв, одного следа ядра бериллия, испущенного из звезды с 14 лучами с энергией около 140 Мэв, и пяти следов ядер лития, испущенных из различных звёзд с энергиями до 500 Мэв.

Максимальные величины χ , полученные в экспериментальных распределениях δ -электронов вдоль следов тяжёлых осколков, в пределах ошибок совпали со значениями $\chi_{\text{макс}}$, вычисленными для соответствующих значений Z . При вышеописанном анализе, автор не учитывал эффекта перезарядки частиц, роль которого увеличивается с уменьшением скорости частиц. Это допустимо, так как в случае ядер с $Z < 6$ такой эффект ограничивается последними 25 μ пробега. При этом частица достигает такой скорости, что она уже не может более образовывать δ -электроны с энергией, превышающей минимальную величину ω_1 , принятую для измерения—16 кэв. Однако это условие несправедливо в случае ядер более тяжёлых элементов. На рисунке (см. вклейку в конце выпуска) изображён сильно увеличенный след тяжёлого ядра первичного космического излучения, обнаруженный на пластинках, экспонированных на высоте около 40 км. Заряд этой частицы оказался равным

$$Z = (35 \pm 4) e.$$

Автор указывает, что метод δ -электронов может быть применён также для определения массы тяжёлых осколков, так как положение максимума распределения δ -электронов зависит от величины массы осколка.

Обсуждая результаты, автор отмечает, что образование в составе звёзд тяжёлых осколков с энергией 300—500 Мэв, повидимому, должно объясняться эффектом выбивания, вызванным быстрыми нуклонами.

А. Горбунов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. O. C. Sørensen, Phil. Mag. **40**, 947 (1949).
2. Bonetti a. Dilworth, Phil. Mag. **40**, 585 (1949).
3. Bradt a. Peters, Phys. Rev. **74**, 1828 (1948).
4. Freier, Lofgren, Ney a. Oppenheimer, Phys. Rev. **74**, 1818 (1948).
5. Heitler, Powell a. Fertei, Nature **144**, 283 (1939).
6. Hodgson a. Perkins, Nature **163**, 439 (1949).

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЧЁТЧИКИ

В статье¹, являющейся продолжением опубликованного в «Успехах Физических Наук» обзора, посвящённого кристаллическим счётчикам², рассматриваются вопросы, связанные с экспериментальным исследованием их важнейших характеристик.

Определение подвижности электронов в кристалле опытным путём основано на измерении времени нарастания импульса, вызванного попаданием в кристалл ионизующей частицы. Это время равно времени «переноса», т. е. времени прохождения электронов от отрицательного

до положительного электрода. Надёжные результаты получаются при условии, что вторичные электроны образуются у отрицательного электрода и что большая часть электронов не захватывается ловушками, равномерно распределёнными в кристалле. Для этого ионизирующая частица должна иметь малый пробег.

Подвижность ν определится из времени нарастания импульса $\tau = \frac{d}{\nu E}$, где d — толщина кристалла и E — напряжённость электрического поля. Если время T , в течение которого электрон остаётся свободным, невелико по сравнению с τ , то

$$\tau = \frac{\bar{x}}{E \cdot \nu} = T (1 - e^{-\frac{d}{\nu E T}}),$$

где \bar{x} — среднее расстояние, проходимое группой электронов за один импульс. При облучении алмаза электронами получено значение

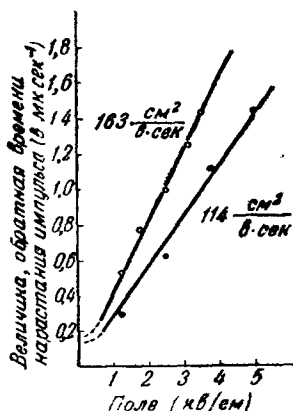


Рис. 1. Экспериментальное исследование времени нарастания импульса в кристаллическом (AgCl) счётчике. Измерения производились при абсолютной температуре 77°.

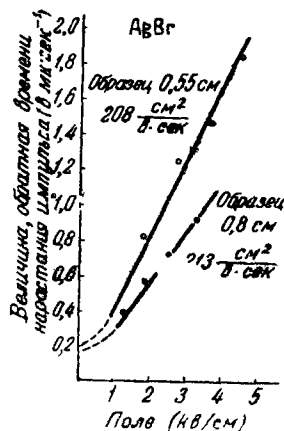


Рис. 2. Экспериментальное исследование времени нарастания импульса в кристаллическом (AgBr) счётчике. Измерения производились при абсолютной температуре 77°.

$\tau = 0,04$ мксек, согласующееся со значением подвижности, рассчитанным Зейтцем ($156 \text{ см}^2/\text{в.сек}$). По данным Платта в кристалле CdS толщиной $0,2 \text{ мм}$ τ составляет менее $0,2$ мксек (источник ионизации α -частицы). Подвижность электронов в жидком аргоне, измеренная при $E = 10 \text{ СОО в/см}$, равна примерно $40 \text{ см}^2/\text{в.сек}$. Согласно Мильтону и автору подвижность электронов в кристалле AgCl толщиной $0,4 \text{ см}$ практически не зависит от величины электрического поля (рис. 1). Различие в полученных значениях (114 и $163 \text{ см}^2/\text{в.сек}$), авторы объясняют сильной зависимостью подвижности от натяжений в кристалле и его температуры. Аналогичные зависимости получены Ямакавой, исследовавшим кристаллы AgBr (рис. 2).

Если известны энергия ионизирующей частицы и входная ёмкость схемы, то энергию ϵ , затрачиваемую на образование пары ионов в кристалле, можно найти, измерив величину импульса напряжения.

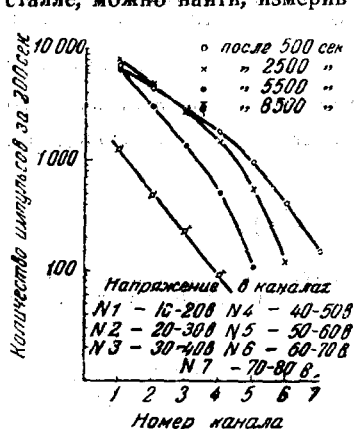


Рис. 3. Поляризационный эффект в кристаллическом (AgBr) счётчике при облучении его электронами от P^{32} .

поляризации, вызванной облучением кристалла AgBr электронами, показало, что число регистрируемых импульсов и их величина умень-

Найдя из $V_{эф} = \frac{n_0 e}{c} F \left(\frac{\delta}{d} \right)$ число вторичных электронов n_0 , определяют значение ϵ из выражения $\epsilon = \frac{H}{n_0}$. Здесь не учитывается захват части электронов ловушками, вследствие чего полученные таким путём значения подвижности будут преувеличены. Энергия образования пары ионов в алмазе и CdS по данным ряда экспериментаторов составляет около 10 эв. Для жидкого аргона получено значение ϵ около 25 эв. В кристаллах галогеносодержащих счётчиков, свободных от примесей, величина ϵ равна 7,6 эв (AgCl) и 5,8 эв (AgI).

Рядом авторов наблюдались поляризационные эффекты в кристаллических счётчиках. Так, например, эффект поляризации в твёрдом аргоне выразился в том, что импульсы продолжали возникать после снятия с кристалла электрического поля. Исследование

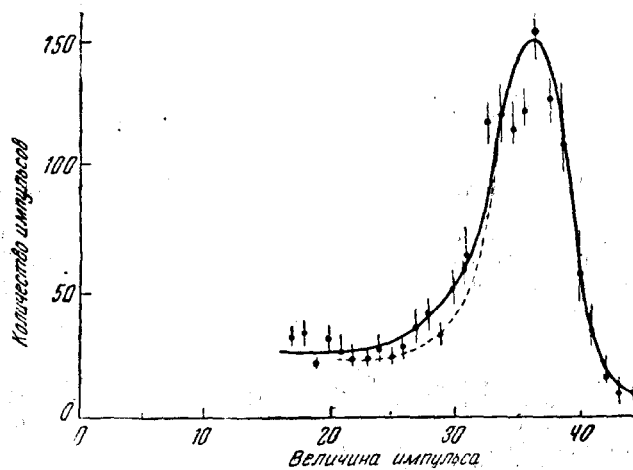


Рис. 4. Распределение импульсов, вызванных моноэнергетическими электронами ($E = 0,4$ Мэв). Хвост слева объясняется рассеянием электронов. Пунктирная линия изображает теоретическое распределение.

шаются с увеличением времени облучения (рис. 3). По оси абсцисс отложены номера каналов, считающих импульсы определённой амплитуды.

Установлено, что эффективность алмазного счётчика быстро увеличивается с ростом градиента напряжения, причём около значения $E=4000$ в/см происходит насыщение. Максимальная эффективность алмазного счётчика составляет согласно наблюдениям 60%. При облучении кристалла AgCl толщиной 4 мм γ -лучами радия получено значение эффективности в 13%.

Кристаллический счётчик является линейным устройством. Это подтверждают опыты с быстрыми электронами (рис. 4). Разброс в величине импульсов есть результат немонотонности электронов, статистических отклонений, шума усилителя и т. д.

При регистрации γ -лучей линейность, естественно, отсутствует, так как величина импульсов зависит от места образования вторичных электронов и энергии, им сообщаемой. Наиболее ценным свойством кристаллических счётчиков является их сильное тормозящее действие, во много раз превосходящее тормозящее действие газа. Это свойство делает эффективным применение кристаллов для регистрации γ -квантов большой энергии.

Б. Ратнер

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Hofstadter, «Crystal Counters» (II), Nucleonics 4, № 5, 29 (1949).
2. Р. Хофштадтер, «Кристаллические счётчики», УФН 39 (1949).

О ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКАХ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Исследуя радиоизлучение, исходящее из созвездия Лебедя, Хий и др.¹ обнаружили, что оно флуктуирует сходным с радиоизлучением солнечных пятен образом. Это, по их мнению, указывало на наличие в Лебеде дискретных «радиоярких» источников, аналогичных по характеру возникновения излучения солнечным пятнам.

В небольшой заметке, помещённой в одном из номеров Nature 3 1948 г., Болтон и Стэнли сообщили, что им удалось измерить угловой размер дискретного источника созвездия Лебедь, который в метровом диапазоне оказался меньше $8'$. Метод измерения углового размера источника, применявшийся авторами, типичен для подобного рода измерений и состоит в том, что излучение принимается антенным устройством с многолепестковой характеристикой. При этом на выходе приёмного устройства наблюдается чередование максимумов и минимумов, отвечающих перемещению источника в зоне лепестков характеристики приёмной антенны. Угловой размер источника находится по отношению максимальных показаний выходного прибора к минимальным. Для получения многолепестковой характеристики авторы использовали антенну, расположенную на утёсе над морем, так что угловой размер лепестка был порядка нескольких минут, а это и определяло разрешающую силу их устройства.

Описанный способ есть, очевидно, радиофизический аналог оптического метода определения угловых диаметров звёзд, предложенного Физо и принципиально усовершенствованного Майкельсоном.

Принимая размер найденного ими источника равным $8'$, Болтон и Стэнли нашли его эффективную температуру — $4 \cdot 10^6$ К, причём под эффективной температурой они, как это принято, понимают температуру

чёрного тела того же углового размера, создающего ту же интенсивность, что и наблюдаемая на опыте. В более поздней заметке³ Болтон приводит результаты поисков новых дискретных источников (было обследовано около $1/4$ небесной сферы) на частоте 100 Мгц. Чувствительность установки Болтона 10^{-24} вт/м²гц, а техника эксперимента та же, что и в². Данные о шести вновь обнаруженных дискретных источниках и о ранее открытом источнике в созвездии Лебедя приведены в таблице. Источники 8,48 и 5,47 расположены вблизи Тельца А и Центавра А соответственно, что мешает достаточно точно определить их координаты. Большая часть этих источников лежит в областях низкой звёздной плотности, мало активных в отношении радиоизлучения. Впрочем, замечает Болтон, может быть, «радиояркие» области небесного свода есть области высокой плотности дискретных источников.

Источники космического радиоизлучения, известные
к 1 февраля 1948 г.

Временное название	Положение		Интенсив- ность на 100 Мгц в вт/м ² гц	Угло- вая ши- рина	Тип
	прямое восхож- дение	склоне- ние			
Лебедь А (1.46)	19 ^h 59 ^m	+41°47'	$6 \cdot 10^{-23}$	< 8'	Переменный
Телец А (2.47)	5 ^h 13 ^m	+28°	10^{-23}	< 30'	Повидимому, переменный с большим периодом
Волосы Вероники А (4.47)	12 ^h 04 ^m	+20°30'	$1,5 \cdot 10^{-23}$	< 15'	Постоянный
Геркулес А (7.48)	16 ^h 21 ^m	+15°	$2 \cdot 10^{-23}$	< 1°	—
(8.48)	—	—	$2 \cdot 10^{-24}$	—	Постоянный
(5.47)	—	—	$3 \cdot 10^{-24}$	< 1°	Постоянный
Центавр А (6.47)	—	—	10^{-23}	< 15'	Повидимому, переменный, как и Лебедь А

Современный эксперимент не даёт ответа на этот вопрос. Более того, как и в случае источника в созвездии Лебеда, новые источники трудно отождествить с какими-то выделяющимися звёздными объектами. Открытие дискретных источников заставляет пересмотреть вопрос о происхождении космического радиоизлучения и приписать часть наблюдаемой интенсивности излучению отдельных «аномально радиоярких» звёзд или туманностей.

Иногда открытие новых дискретных источников являлось «побочным» продуктом исследования. Наблюдая на частоте 80 *Мгц* поляризацию идущего из созвездия Лебеда излучения, Райл и Смит⁴ открыли два новых дискретных источника радиоизлучения, один из которых лежит в Кассиопее ($23^h 17^m 50^s$; 58°), а другой в созвездии Большой Медведицы ($12^h 20^m$; 58°). Излучение источника в Кассиопее менее подвержено флуктуациям, чем излучение источника в Лебеде. Вместе с тем новый источник более интенсивен, чем источник в Лебеде. Угловой диаметр вновь открытых источников, оказавшийся на частоте 80 *Мгц* меньше $6'$, измерялся с помощью двух разнесённых на 0,5 км антенн.

Что касается поляризации излучения, идущего от дискретного источника в созвездии Лебеда, то Райл и Смит нашли это излучение естественно поляризованным, что, по их мнению, указывает на отсутствие в источнике достаточно сильного магнитного поля.

Открытие дискретных источников радиоизлучения возбудило попытки отождествить их с видимыми небесными объектами. Болтон и др.⁵, тщательно измерив положение трёх дискретных источников, лежащих в созвездиях Тельца, Девы и Центавра, пришли к выводу, что эти источники принадлежат туманностям. Размер галактической туманности, отождествляемой с источником в Тельце, порядка $5'$, что приводит на частоте 100 *Мгц* к значению эффективной температуры туманности $2 \cdot 10^6$ К. Вопрос о том, принадлежат ли две другие туманности нашей Галактике или нет, остаётся открытым.

Г. Гетманцев

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Hey, S. J. Parsons and J. W. Phillips, *Nature* **158**, 234 (1946).
2. J. G. Bolton, G. J. Stanley, *Nature* **161**, 312 (1948).
3. J. G. Bolton, *Nature* **162**, 141 (1948).
4. M. Ryle and F. G. Smith, *Nature* **162**, 462 (1948).
5. J. G. Bolton, G. J. Stanley, O. B. Slee, *Nature* **164**, 101 (1949).

НОВЫЕ МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ

В одном из последних номеров журнала *Acta Crystallographica* Гинье и Тенневен¹ описывают предлагаемые ими новые варианты применения рентгеновских кристаллов на белом излучении («метода Лауэ»). Эти видоизменённые методы дают возможность определять степень несовершенства (мозаичности) крупных монокристаллов, а также определять по снимкам наличие включений и их расположение в основном кристалле.

В первом методе применяется фокусировка лучей, отражённых плоскостями одного и того же семейства плоскостей в кристалле, т. е.

фокусировка одного лауэвского пятна. Схема метода видна из рис. 1. Пучок слабо расходящихся лучей из источника S падает на монокристаллическую пластинку OB , в которой имеется семейство отражающих плоскостей ω с нормальными N , образующими малый угол φ с пло-

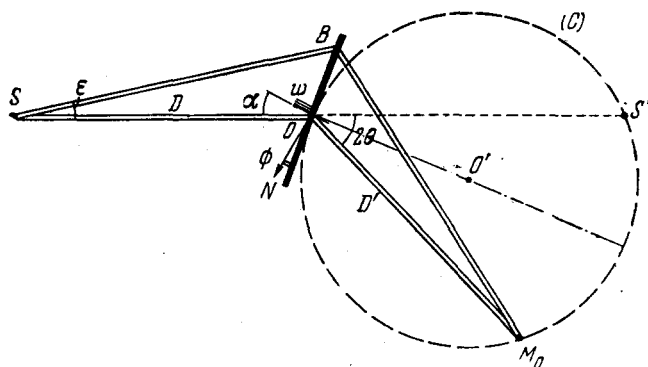


Рис. 1.

костью кристаллической пластинки. Можно найти такую точку (M_0), в которой будут фокусироваться с большой степенью точности лучи, отраженные различными плоскостями данного семейства, при условии строгой параллельности всех плоскостей семейства. Точка M_0 лежит

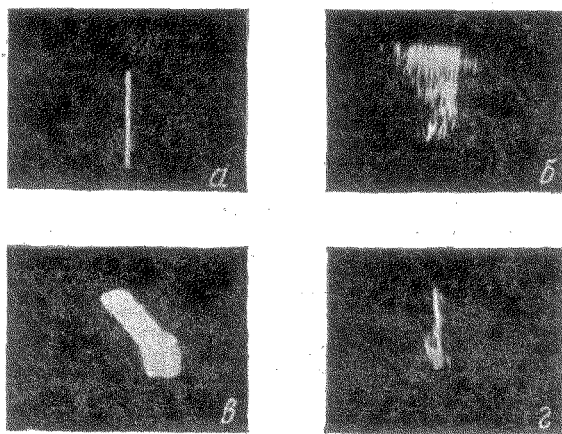


Рис. 2.

на окружности C , имеющей своей хордой OS — продолжение первичного луча SO ($|OS'| = |SO|$); центр окружности O' лежит на продолжении нормали к плоскости пластинки; в случае, когда φ точно равно нулю, точка M_0 лежит на окружности C симметрично точке S' по отношению к радиусу OO' . Если угол φ мал, но не равен нулю, точка

фокусировки несколько смещается, но остаётся лежать на окружности C . При достаточно малой расходимости первичного пучка ϵ и не слишком больших размерах образца угловая ширина сфокусированной линии определяется по формуле $\eta = \frac{\omega^2 \varphi}{2 \cos^2 \alpha}$, где ω — апертурный

угол первичного пучка, а α — угол между падающим пучком и нормалью к кристаллической пластинке.

Если освещается участок кристалла диаметром 10 мм, точечный источник белых рентгеновских лучей расположен на расстоянии 500 мм от кристалла, а угол φ порядка 6° , — угловая ширина линии оказывается порядка $4''$ дуги окружности C . При учёте величины фокуса (0,4 мм) и конечной толщины кристалла (0,3 мм) угловая ширина линии оказывается равной $20''$, что соответствует ширине 0,1 мм на плёнке. Такая точность фокусировки позволяет обнаруживать очень небольшие отклонения от точной параллельности всех плоскостей семейств в кристалле, т. е. степень его несовершенства, с точностью до $10''$. Разброс нормалей в пределах угла $\delta\varphi$ вызовет дополнительное угловое

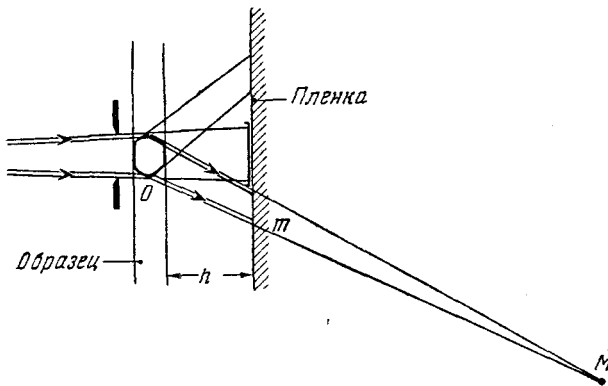


Рис. 3.

расширение линии $2\delta\varphi$; таким образом, ширина линии является мерой мозаичности кристалла. В качестве примера в статье приводятся снимки по новому методу кристаллов алюминия, полученных рекристаллизацией, до и после слабой деформации изгибом. В первом случае ширина линии очень мала (рис. 2, а) — естественная мозаичность порядка $30''$, во втором же случае она достигает $50-60'$ (рис. 2, б). На обычных лауэграммах такая степень несовершенства кристалла ещё почти незаметна. Метод также применён для определения мозаичности кристаллов алюминия, выращенных из расплава и искусственных кристаллов каменной соли. Из приводимых снимков можно видеть, что в первом случае она достигает значения почти целого градуса (рис. 2, в), т. е. значительно больше, чем для кристаллов, полученных рекристаллизацией, а во втором — порядка $5-7'$. Таким образом, предлагаемый метод позволяет очень точно и с небольшой затратой времени (экспозиции порядка 2 — 20 мин.) контролировать качество монокристаллов достаточно больших размеров.

Второй метод теоретически менее интересен, но очень прост и нагляден. Он позволяет видеть непосредственно не только то, что исследуемый кристалл является сростком или содержит включения, но

позволяет также видеть форму и взаимное расположение частей кристалла с различной ориентировкой. Схема метода (рис. 3) очень проста. Кристалл освещается слабо расходящимся пучком белого излучения, что достигается использованием рентгеновской трубки с очень малой

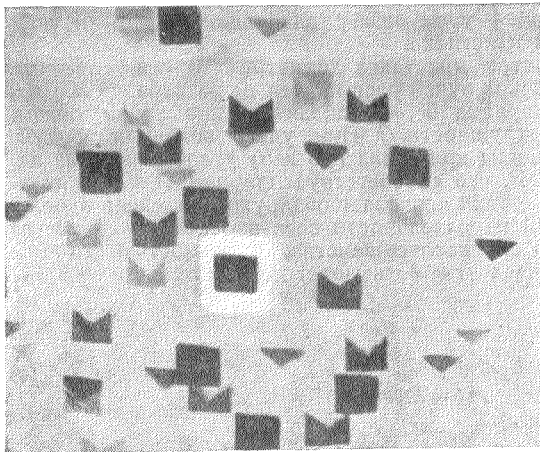


Рис. 4.

величиной фокуса и удалением объекта от трубки на расстояние от 20 до 100 см. Фотоплёнка ставится близко к образцу (h порядка нескольких см)*), где эффект фокусировки ещё мало сказывается. Пятна на получающейся лауэграмме поэтому оказываются той формы, которую имеют сечения кристалла в направлениях отражённых пучков. Если кристалл состоит из нескольких блоков, различно ориентированных, то каждый из блоков даст пятна своей характерной формы. По расположению пятен можно

определить различие в кристаллографической ориентировке блоков, а по форме пятен — взаимное расположение этих блоков в образце. На рис. 4. приведена одна из таких рентгенограмм с образца алюминия размером 5×5 мм и толщиной около 1 мм. Ясно видно, что образец состоит из двух кристаллов, причём совпадение некоторых отражений говорит, по видимому, о том, что образец является двойником, т. е. некоторые плоскости в обоих кристаллах являются общими. В центре снимка приведено изображение кристалла в первичном пучке.

Следует отметить, что в обоих методах малая величина фокуса рентгеновской трубки очень существенна. Весьма подходящей для этой цели может оказаться трубка с фокусировкой электронного пучка, описанная Безверхим и Пинесом³. Оба метода могут быть очень полезными для отбора и проверки качества кристаллов для кристаллических счётчиков.

Ю.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Juinier et Tennevin, Acta Crystall. 2, 133 (1949).
2. В. Д. Безверхий и Б. Я. Пинес, ЖТФ 17, 1341 (1947).

*) Авторы, очевидно по недосмотру, не приводят значения для h , однако его можно определить из приведённых снимков.