

РАЗРУШЕНИЕ АТОМОВ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ И ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОН*

Блэккетт и Оккиалини, Кембридж

1. Методика эксперимента

Недавно нами был разработан метод, при помощи которого можно заставить очень быстрые частицы, сопровождающие космическое излучение, фотографировать самих себя или, точнее, следы своих собственных путей в камере Вильсона¹. При атом фотографии следов удается получить гораздо легче, чем обыкновенным способом, когда адиабатическое расширение делается наугад. В самом деле, только очень небольшая доля снимков, добытых прежним методом, позволяет обнаружить хотя бы один след. Среднее количество фотографий, требующихся для получения одного следа, тут зависит от размеров, ориентировки камеры и от эффективного времени расширения (не должно превышать $1/20$ сек.). Из измерений со счетчиками известно, что по всем направлениям проходит через 1 см^2 в 1 мин. около $1,5$ быстрых частиц. Эта цифра, в общем, согласуется с результатами, найденными с помощью камеры Вильсона. Скобелев² добился получения удачного снимка с одним или несколькими следами примерно через каждые десять расширений. А в работе Андерсона³ на 50 съемок приходился всего лишь 1 след с длиной пробега, отвечающей порядку измеренной энергии. Применение нашего метода дает следы на 80% всех сделанных снимков. Относительно техники этого метода фотографирования мы имеем в виду сообщить подробнее в отдельной статье, ограничиваясь здесь только основными штрихами**.

* Опубликовано в Proc. Roy. Soc. 139, № A839, 639 (март 1933); перевод В. В. Вовина. Название статьи в английском оригинале: Some Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation. Это слишком большая скромность авторов. Истинный смысл работы авторов заключается в замечательном открытии явления "ливней", состоящих из осколков атомов. Эти "ливни" представляют собою картину непрерывного и повсеместного разрушения атомов космическими лучами.

** Мотт-Смис и Лочер⁴ нашли соотношение между числом появляющихся в камере следов и количеством разрядов в счетчике, а Джонсон, Флейшер и Стрит воспользовались совпадениями для производства вспышки при фотографировании в то время, как камера непрерывно находилась в действии. О прежних, менее удачных, попытках соединения преимуществ камеры Вильсона и счетчиков Гейгера см. также обзорные статьи Л. В. Мисковской в У. Ф. Н. *Прим. перев.*

Камера Вильсона — цилиндрическая (диаметр — 13 см, глубина — 3 см); установлена так, что ее плоские стенки (крышка и дно) вертикальны (рис. 2). Два счетчика Гейгера-Мюллера (каждый длиной 10 см, диаметром 2 см) расположены один — над камерой, другой — под ней. Таким образом какой-либо луч, проходящий по прямой через оба счетчика, непременно пройдет также и через освещенную часть камеры. Другая возможная установка счетчиков описана в конце статьи (см. пояснения к фотографиям). Счетчики включены в сеточный контур схемы с катодными лампами, регистрирующими исключительно только одновременные разряды — сразу в обоих счетчиках¹.

Поршень камеры — легкий алюминиевый диск, соединенный с остовом камеры посредством резиновой диафрагмы. Ему предоставлена ровно такая свобода перемещения, чтобы производить нужное расширение. Перед каждым расширением поршень находится в равновесии: над ним — давление газа в камере, близкое к 1,7 ат, под ним — такое же давление воздуха. Расширение наступает как следствие импульса во входном контуре ламповой схемы, приводящего к выпуску воздуха из-под поршня наружу; давление падает до атмосферного. Последовательность явлений в течение всей операции следующая. В счетчиках случилось совпадение разрядов. Мгновенно сетка лампы, включенной во входной контур усилителя, становится положительной. Этого импульса по выходе из усилителя достаточно для того, чтобы накоротко замкнуть небольшой электромагнит, до того удерживавший легкий якорек от „прыжка“ под действием пружины. Якорек отскакивает и передвигает защелку, освобождающую наружный клапан под поршнем; происходит расширение. Путем тщательного подхода ко всем подробностям в проектировании различных деталей оказалось возможным сократить до 1/100 сек. общий промежуток времени, протекающий после совпадения разрядов в счетчиках и до конца расширения. За такой короткий срок ионы, образующиеся благодаря какой-либо ионизирующей частице вдоль ее пути, диффундируют только на очень небольшое расстояние от места их возникновения. Так, в кислороде при 1,7 ат начального давления за это время получаются следы шириною максимум 0,8 мм. Эта ширина, конечно, гораздо больше, чем ширина тех следов, которые образовались по пути прохождения частиц, пролетавших сквозь газ позднее, к концу расширения, — и все же достаточно мала, чтобы позволить очень точные измерения. Наблюдаемая ширина находится в хорошем согласии со значением ее, вычисленным на основании известной скорости диффузии газов¹.

Приблизительно через 1/100 сек. после расширения на момент включается освещение (около 1/30 сек.). Эта вспышка производится путем пропускания импульса тока от трансформатора на 4000 V через капиллярную ртутную лампу.

Вся камера целиком помещается внутри соленоида с водяным охлаждением, способного поддерживать в камере однородное магнитное поле в 3 тыс. гаусс. Фотографирование производится

сразу двумя аппаратами. Оптическая ось одного из них совпадает с осью камеры Вильсона и в то же время параллельна магнитному полю; ось другого направлена под углом в 20° оси первого. Пары фотографий были нужны отнюдь не ради созерцания их в стереоскопе: угол в 20° был бы для этого слишком велик. Вместо того из стереоскопической пары диапозитивов каждый вставлялся в тот фотоаппарат, которым он был свое время заснят; затем пластинки сзади освещались. Тогда на месте объекта появлялись два изображения, восстанавливавших сызнова достаточное количество его точек в пространстве. Оставалось построить проволочные модели следов в натуральную величину. Этот метод — стереоскопической репроекции реконструкции объекта в пространстве — в существенных чертах одинаков с методами, примененными Кортиссом⁸, Вильямсом и Терроу⁹. Такое использование двух фотокамер, дающих одновременно пару фотографий, снятых по двум различным направлениям, крайне важно, потому что один снимок в отдельности дает очень мало для изучения следов.

Среднее время ожидания от приведения всей установки готовность до первого совпадения оказалось около 2 мин. Это не противоречит наблюдавшемуся темпу в два совпадения за 1 мин.

Так было заснято свыше 700 фотографий, и больше чем на 500 из них найдены следы частиц, обладавших очень большой скоростью.

Во многих опытах, чтобы исследовать взаимодействие этих частиц с веществом, на пути их, по середине камеры, поперек ставились пластинки из различных металлов. Андерсон³ для аналогичных опытов брал свинцовую пластинку; мы же исследовали кроме свинцовой также медную и вольфрамовую. В некоторых, совсем недавних, опытах с целью изучения природы вторичных частиц, возникающих в различных металлах, мы ставили толстые металлические экраны непосредственно под верхним счетчиком (B_1 , рис. 2).

2. ФОТОГРАФИИ

Около 75% из числа удачных фотографий похожи друг на друга. На каждой из них имеется единственный след, прочерченный частицей, прошедшей сквозь оба счетчика. Большинство этих частиц в магнитном поле, напряженностью $H = 2$ тыс. гаусс, вовсе не отклонилось на заметную величину. Минимальное отклонение, которое мы можем считать отличным от нуля, лежит немного выше той границы, когда радиус кривизны ρ становится больше 500 см и, следовательно, $H\rho$ — больше чем 10^6 гаусс·см. В нашем случае можно полагать, что кинетическая энергия E частиц значительно превосходит энергию покоя:

$$E \gg m_0 c^2 \approx 0,5 \cdot 10^6 \text{ В-электронов}^*.$$

* См. стр. 494 примечание автора. Энергию $m_0 c^2 = 9 \cdot 10^{-28} \cdot (3 \cdot 10^{10})^2$ эрг легко перечислить в вольты на основании формулы (а) следующего примечания, где надо положить $m = m_0$, $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ (и результат вычисления умножить на 300). *Прим. перев.*

Поэтому выражение энергии частицы с зарядом e примет простой вид: $E_e = 300 H\rho$ В-электронов *. Признавая в каждой из наших частиц электрон, заключаем, что практически у нас не отклоняются электроны со скоростями свыше 300 млн. В. Кроме того, на этих снимках было зафиксировано также много искривленных следов, принадлежащих электронам с меньшей кинетической энергией **.

Воспользовавшись магнитными полями вплоть до 18 тыс. гаусс, Милликен, Андерсон ^{3,10} и Кунце ¹¹ добились отклонения почти всех частиц. Результаты этих двух исследований не вполне согласны друг с другом, однако дают довольно сравнимые числа, характеризующие частоту отклонений в том или другом направлении. Распределение представляется в общем непрерывным вплоть до самых больших значений $H\rho \approx 7 \cdot 10^6$ гаусс·см, соответствующих энергии электрона около $2 \cdot 10^9$ В.

На каждой из остающихся 25% всех удачных фотографий засняты либо отдельные изолированные пути, не проходящие через оба счетчика, либо целые группы двух или более путей, которые впервые обнаружил Скобелев ^{4,12} и в которых теперь мы видим неперенного спутника проникающей радиации. Появление такого количества следов на отдельных фотографиях, очевидно, обусловлено различными вторичными процессами, разыгрывающимися при прохождении проникающего излучения сквозь вещество. Систематическое изучение образующихся при этом вторичных частиц посредством счетчиков впервые предпринял Росси ¹³, а затем Джонсон и Стрит ¹⁴.

Наиболее резко бросающийся в глаза результат настоящей работы заключается в открытии изумительного разнообразия и сложности этих сочетаний путей. Уже получено 18 фотографий, на каждой из которых зафиксировано более 8 частиц большой скорости, и 4 фотографии с количеством следов более 20.

* Здесь кинетическая энергия (E) заряженной частицы численно равна эквивалентной работе (eV) потенциального электрического поля над этой частицей: $E = mc^2 - m_0c^2 = eV$. Поскольку $E \gg m_0c^2$, с достаточным приближением $E = mc^2 = eV$ или, измеряя E в абсолютных единицах разности потенциалов (условно, для частиц с данным зарядом e):

$$E_e = \frac{mc^2}{e} = V. \quad (a)$$

С другой стороны, центробежная сила mv^2/ρ , вынуждающая частицу двигаться по окружности поперек силовых линий в однородном магнитном поле, есть Лорентцова сила evH/ρ . Поэтому $mv^2/\rho = evH/\rho$. Замечая, что предположение $E \gg m_0c^2$ равносильно утверждению, что скорость v близка к c , напишем последнее равенство упрощенно:

$$\frac{mc^2}{e} = H\rho. \quad (b)$$

Сравнивая (b) с (a), имеем $E_e = H\rho = V$ абс. ед. или $E_e = 300 H\rho$ вольт.

Прим. перев.

** Чтобы преодолеть толщу стеклянных стенок камеры (5 мм) и латунных стенок счетчиков (1 мм), электрон должен обладать энергией, большей $\sim 5 \cdot 10^6$ В.

В конце статьи помещены 13 фотографий на отдельных вкладных листах, и к каждому снимку даны подробные пояснения.

Несомненно, потребуются весьма обширные исследования, прежде чем станет возможным дать сколько-нибудь полное толкование тем необыкновенно сложным атомным процессам, которые служат истинной причиной, порождающей такие группы следов. В этой статье делается попытка дать лишь предварительную и преимущественно качественную оценку некоторых наиболее поразительных явлений, отобразившихся в фотографиях, оставляя для последующих отчетов почти все детали, измерения и т. д.

Самая замечательная характерная черта, общая для многих фотографий с большим количеством следов, — это то, что в них встречаются группы из нескольких следов, исходящих из некоторой области, расположенной где-нибудь внутри материала, окружающего камеру, и чаще всего расходящихся книзу (рис. 3 и 4, 5 и 6, 10—15, см. в конце статьи).

Иногда такая группа следов представляется расходящейся из одной единственной точки; иногда же удается установить наличие сразу двух или более подобных центров излучения; наконец, нередко попадаются и шальные следы, не являющиеся отношением к главным группам.

У большинства путей, образующих эти группы, нет заметного искривления магнитным полем в 2 тыс. гаусс. Когда такой ливень частиц низвергается в камеру, он тут и там вызывает к жизни дополнительные центры излучения. Об этом свидетельствуют фотографии в тех случаях, когда поперек камеры ставилась пластинка, внутри которой и появлялись новые центры (рис. 10, 13). Тогда иной раз можно наблюдать, как частица, обладающая огромной энергией, как бы отбрасывается назад — в направлении, чуть ли не обратном к падающему ливню (рис. 13).

3. Природа частиц в ливне

Сделать первый шаг в раскрытии этих сложных явлений — значит, прежде всего, путем отождествления установить природу частиц, порождающих следы. Не совсем легко с этим справиться, так как данные, почерпнутые из фотографий и служащие для выводов, зачастую противоречивы. Однако, повидимому, неизбежно следует прийти к тому замечательному, рассеивающему затруднения заключению, которое уже сделал Андерсон¹⁵ при расшифровке аналогичных фотографий. Оно состоит в том, что некоторые из следов нужно приписать частицам, несущим положительный заряд, но имеющим массу, ничтожную сравнительно с массой протона.

Наиболее ответственное измерение производится при определении степени искривления пути в магнитном поле, потому что радиус кривизны следа входит в существенное произведение $H\rho$ (энергия).

Вдобавок, можно грубо оценить изменение плотности ионизации

зации вдоль следа, и в некоторых случаях тогда однозначно определяется направление движения частиц. В необычайно редких случаях частица останавливается в газе внутри камеры, так что нетрудно смерить пробег частицы, и даже, когда этого нет, знание того, что пробег больше определенной длины, иногда имеет решающее значение.

Плотность ионизации, вызванной быстрой частицей, зависит только от заряда и скорости частицы, но не зависит от ее массы. Однако при заданном $H\rho$ сама скорость частицы зависит от массы, и поэтому две частицы при одинаковом $H\rho$, но с различными массами, будут ионизовать по-разному*. Следовательно, измерение $H\rho$ для какого-либо данного следа, совместно с из-

мерением ионизации вдоль него, принципиально позволяет определить массу частицы.

Изменение плотности ионизации вдоль следов у β -частиц в настоящий момент определено экспериментально⁹ вплоть до значений отношения v/c около 0,95, а для больших значений может быть экстраполировано теоретически. Для наших целей удобно взять значения убыли энергии ионизующей частицы на каждый сантиметр пройденного ею пути. Эти значения получены теоретически Бэте¹⁶. На рис. 1 показаны кривые, представляющие в функции от $\log_{10}(H\rho)$ утрату энергии вдоль следа в двух случаях: для электрона и протона.

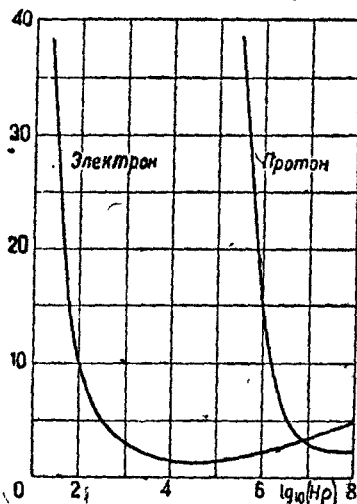


Рис. 1. Потеря энергии в воде на 1 см пути в млн. вольт·гр⁻¹ см².

Как видим, между ионизацией, производимой тем и другим, существует небольшое отличие только тогда, когда $H\rho$ имеет значения не меньше,

чем, приблизительно, $1,5 \cdot 10^6$ гаусс·см. А в области меньших значений $H\rho$ — протоны, как более тяжелые частицы, ионизуют, конечно, несравненно энергичнее электронов. Следовательно, если для какого-либо следа наблюдается величина $H\rho$, скажем, меньшая, чем $1,0 \cdot 10^6$ гаусс·см, у нас есть превосходная возможность решить, имеем ли мы дело с массой порядка массы

* Соотношение между скоростью v и $H\rho$ есть

$$\frac{v}{c} = H\rho \left[\left(\frac{m_0 c^2}{e} \right)^2 + (H\rho)^2 \right]^{-\frac{1}{2}},$$

где m_0 есть масса покоя и e — заряд в CGS-электростатических абсолютных единицах. (Последняя формула просто получается, если равенство $m v \rho = e v H / c$ разрешить относительно дроби v/c . Разумеется, здесь $m = m_0 (1 - v^2/c^2)^{-\frac{1}{2}}$.) Прич. и, перес.

электрона или протона. Таким образом, измеряя p и зная H , становится известным $H\rho$ для того или другого следа. Зная, кроме того, пробег частицы, можно оценить ее массу. В табл. 1 даны значения скоростей и пробегов для протонов и α -частиц при тех или других $H\rho^{17}$.

ТАБЛИЦА 1
Зависимость между $H\rho$, скоростью и пробегом протонов и α -частиц

$H\rho 10^{-5}$ гаусс · см	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0
Протоны:					
Скорость $\cdot 10^{-9}$ см · сек $^{-1}$	0,48	0,96	1,92	2,87	3,83
Пробег см (в воздухе, 15°С)	0,19	1,90	6,90	25,7	69,7
α -частицы:					
Скорость $\cdot 10^{-9}$ см · сек $^{-1}$	0,12	0,24	0,49	0,72	0,97
Пробег см (в воздухе, 15°С)	0,05	0,13	0,35	0,64	1,10

Согласно сообщению Андерсона, им найдено несколько следов, которые должны быть приписаны положительно заряженным частицам с ничтожной массой. Андерсон приводит подробное описание этих фотографий, хотя самые фотографии не воспроизведены. На одной из них о направлении движения можно однозначно заключить по изменению кривизны пути после прохождения насквозь свинцовой пластинки. На другой фотографии два следа, выходящие из пластинки, искривляются в противоположных направлениях. На третьей две частицы покидают пластинку, отклоняясь в ту сторону, куда отклонились бы положительные заряды. Длина пробега и характеристическая пони́зация — все это вместе с предыдущим дает Андерсону основание утверждать, что перед нами — положительно заряженные частицы с массой, значительно меньшей, чем масса протона.

Чтобы определить знак заряда частицы, надо знать, в каком направлении она двигалась вдоль следа. Есть четыре способа узнать об этом из фотографий:

1. Частица пронизывает достаточно толстую металлическую пластинку, так что по выходе из нее частица успела потерять заметную долю своей энергии. Очевидно, что в этом случае движение совершается со стороны большего значения $H\rho$ в сторону меньшего. В противном случае пришлось бы допустить существование выигрыша энергии внутри пластинки, а эта возможность настолько маловероятна, что мы вправе ее отбросить. Если при фотографировании попадетс я частица совсем медленная, тогда представляется случай обнаружить изменение $H\rho$, вы-

зываемое благодаря непрерывной потере энергии во время прохождения частицы через газ.

2. С другой стороны, если частица служит причиной появления какой-либо вторичной частицы с достаточной энергией, скажем, при столкновении со свободным электроном, — тогда угол между вторичным следом и первичным укажет направление движения частиц.

3. Если группа следов расходится из некоторой общей точки или некоторой малой области пространства, тогда существует очень большая вероятность — хотя и не сама достоверность, — что всякая частица такой группы движется, удаляясь от этой области.

4. Если след наблюдается в почти вертикальном направлении то более вероятно, что частица двигалась вниз, а не вверх. В основу последнего предположения взят бесспорный факт, что понижения под действием космического излучения увеличивается от глубин к высотам. Однако трудно оценить численно эту вероятность, поскольку не известна повторяемость таких явлений, как зафиксированное на рис. 13, где есть, по крайней мере, одна частица, отразившаяся кверху.

На снимках рис. 5 и 6 большинство частиц не отклонилось ($H_p > 10^6$), но все же имеются следы, кривизна которых доступна измерению. Одна часть следов оказывается отклоненной в одну сторону, другая — в противоположную *. Внешний вид всей группы в целом сильно наводит на мысль, что частицы расходились сверху. Если это предположение правильное, тогда частицы, отклонившиеся влево, имеют отрицательный заряд, и отклонившиеся вправо — положительный. Присутствуют две частицы с положительным зарядом и значением H_p для одной $0,4 \cdot 10^5$ и для другой $1,5 \cdot 10^5$ гаусс·см. Если бы эти два следа принадлежали протонам, их общий пробег в воздухе не превышал бы соответственно 0,2 и 3 см. В действительности же длина их в камере достигает 12 см (после приведения к воздуху при нормальных давлении и температуре). Поэтому эти два следа, несомненно, нельзя приписать протонам; они принадлежат каким-то другим частицам, имеющим значительно меньшую массу.

Подобные же следы можно видеть на фотографиях рис. 3 и 4; один такой след — на рис. 11, еще один — на рис. 12 и, пожалуй, два следа — на рис. 15.

Изучение плотности ионизации вдоль этих следов всецело подкрепляет эти заключения. Совершенно ясно с первого взгляда на все эти фотографии, что плотность ионизации вдоль положительно искривленных следов очень мало отличается от иониза-

* Кривизну отдельного более или менее вертикального следа будем называть положительной, если она соответствует искривлению пути при движении положительного заряда. Тогда след, входящий в состав ливня, будет иметь положительную кривизну всякий раз лишь в том случае, когда из хорошо выраженной области, откуда расходятся следы ливня, будет двигаться именно положительный заряд. Аналогично вводится и термин «отрицательной кривизны» следов.

ции у неискривленных или имеющих отрицательную кривизну. К сожалению, невозможно без специальных опытов произвести точную оценку величины ионизации — ни суммарной, ни той, которая порождена вдоль первичных следов *. Однако уже грубая оценка дает значения плотности ионизации, одинаковые для всех этих следов, как это и надо было ожидать для быстрых электронов. Далее, сравнивая по внешнему виду какой-либо неотклоненный след со следом медленной вторичной β -частицы, для которой измерено $H\rho$, т. е. известна энергия, становится ясным, что всякий след, вдоль которого ионизация приблизительно в три раза больше, чем у неотклоненных следов, — всякий такой след легко может быть опознан (см. пояснение к рис. 13). Следовательно, мы вправе заключить, что эти пути, по всей вероятности, нельзя приписать протонам. Если бы это были протоны, ионизация была бы в 10—100 раз обильнее, и следы выглядели бы, примерно, так, как на снимке рис. 16, где жирный след — бесспорный протон с $H\rho \approx 3 \cdot 10^5$ гаусс · см.

Единственный возможный вывод из этих двух аргументаций, основанных на длине пробега и на ионизации, — тот, что эти следы принадлежат положительно заряженным частицам с массой, скорее сравнимой с массой электрона, а не протона.

Конечно, мыслим и такой случай, когда какой-нибудь из этих следов обязан своим происхождением отрицательному электрону,двигающемуся вверх. Однако это — только большая редкость: электрон ведь при этом должен пройти именно через ту область, из которой все остальные электроны, судя по их следам, представляются расходящимися. Трудно оценить вероятность такого случая численно, однако присутствие этих следов с положительной кривизной — настолько частое и характерное явление в наблюдаемых ливнях, что вообще можно смело и окончательно закрепить приведенное объяснение.

Нами найдено в ливнях всего 14 следов, которые почти наверняка должны быть приписаны таким положительным электронам, и еще несколько других, менее надежных.

До тех пор, пока не будут применены более сильные поля, нельзя будет найти соотношения между количеством положительных и отрицательных электронов в ливне. Однако есть кое-какие основания полагать, что количество тех и других приблизительно одинаково, по крайней мере, в некоторых ливнях. На снимках рис. 3, 4, 5 и 6 из общего количества следов, кривизну которых удалось изменить, около половины отклонено вправо и столько же — влево. Тем не менее, отрицательные частицы вообще встречаются чаще.

Независимо от ливней, добавочным доказательством существования положительно заряженной частицы с массой, близкой к

* Это можно сделать, работая с H_2 или He (как это и было сделано Андерсоном и авторами настоящих строк), или путем некоторого замедления действия механизма с таким расчетом, чтобы ионам предоставлять время для диффузии независимо один от другого, в разные стороны.

массе электрона, является снимок рис. 9. Здесь зафиксирована частица, пронизывающая 4-мм пластинку свинца. След сильнее искривлен под пластинкой, чем над ней, так что частица должна была двигаться сверху вниз, если только не предполагать, что при прохождении самой пластинки частица выигрывает энергию со стороны; следовательно, она имеет положительный заряд. По выходе из пластинки значение $H\rho$ для частицы равно $1,2 \cdot 10^5$ гаусс · см. Если бы это был протон, то соответствующий пробег в воздухе был бы порядка 1,5 см и он произвел бы ионизацию, свыше чем в 100 раз большую, чем быстрый электрон.

Было наблюдеено несколько следов, в которых имеющиеся налицо вторичные следы, образовавшиеся в газе, указывают на направление движения частицы, пронизывающей оба счетчика. В большинстве случаев направление, указываемое вторичными следами, как и надо было ожидать, оказалось сверху вниз. Но вот на фотографии рис. 16 виден след *, который может быть приписан только положительному электрону, если считать убедительным доказательством направление „шпоры“ вторичного следа**. Однако вообще очень возможно, что столь медленная вторичная частица (около 35 тыс. V) при некотором последующем столкновении, и неоднократно, могла отклониться от первоначального пути. Это означает, что зафиксированное направление проекции ее следа отличается от полученного ею в момент столкновения. Таким образом нельзя придавать большого значения одному этому следу.

На снимке рис. 7 вторичный след, образовавшийся внутри пластинки, указывает направление движения сверху вниз. Один из двух нижних следов обладает положительной кривизной, которая, хотя и невелика, все же значительно превышает то искривление, которое могло произойти благодаря движению газа.

Как это ни досадно, в наших опытах магнитное поле было недостаточно для отклонения на уловимую величину большинства следов как из числа тех, что представляются одиночными, так и тех, что входят в ливень. Как уже было упомянуто, пока только лишь в работах Андерсона и Кунце измерения производились при более сильных полях, и, хотя эти работы не обнаруживают полного согласия друг с другом, они обе убедительно показывают, что в том и другом направлении отклоняется, примерно, одинаковое количество следов. То же самое справедливо и для всех тех следов на наших фотографиях, которые имеют измеримую кривизну. Андерсон и Кунце нашли соответственно 30 и 60% следов, отклонившихся положительно.

Вполне возможно, что почти все одиночные следы принадлежат частицам, зародившимся в составе некоторого ливня, возникшего где-то высоко в атмосфере или в каком-нибудь материале далеко над камерой. Если это действительно так, нужно ожидать, что отношение между количеством положительных

* Очень тонкий, но отчетливый (см. пояснение к рис. 16). *Прим. перев.*

** Скобельцын также наблюдал существование таких частиц ¹⁸.

и отрицательных частиц среди всех одиночных следов окажется тем же самым, что и для ливней. То, что экспериментальные данные этому соответствуют, наводит на мысль, что это, пожалуй, так и есть.

Однако существование таких фотографий, как на рис. 13, доказывает, что быстрые частицы иногда движутся снизу вверх, так что с уверенностью можно сказать, что некоторая доля одиночных следов прочерчена частицами, движущимися кверху, а не книзу. Следовательно, невозможно быть уверенным в знаке заряда частицы, оставившей на фотографии лишь простой изолированный след, если руководствоваться только одной кривизной и нельзя прибегнуть к другим данным о его направлении.

И все же, конечно, можно спокойно утверждать, что большинство положительно искривленных следов образовано, действительно, положительно заряженными частицами, пронизывающими камеру сверху вниз.

Трудно согласиться с Андерсоном и Кунце в том, что положительно искривленные следы главным образом принадлежат протонам. В самом деле, как уже упоминалось, ведь наиболее поразительная особенность наших фотографий — как раз в том, что огромное большинство следов обладает почти одинаковой специфической ионизацией. Кунце, считая, что частицы, описавшие путь с положительной кривизной, суть протоны, находит среднее значение энергии для них около $4 \cdot 10^8$ V. Протоны с этой энергией (эквивалентной $H_p \approx 3,5 \cdot 10^6$ гаусс·см) производят ионизацию, мало отличающуюся от ионизации электронов (такой же энергии) (рис. 1). Но если бы имели место такие быстрые протоны, тогда должны были бы присутствовать в некотором количестве также и более медленные протоны, ибо нисходящий поток частиц должен быть, несомненно, совсем разнородным внизу атмосферы, какой бы он ни был наверху. А эти более медленные частицы производили бы более сильную ионизацию на 1 см своего пути, и прочерченные ими следы оказались бы заметно более жирными. Нами было найдено четыре следа, имеющих характер следов протона, из которых два находятся на снимке рис. 16 и один — на рис. 15, но ни в одном случае их нельзя отнести к главной группе частиц, движущихся сверху, и, скорее всего, они связаны с каким-то местным процессом разрушения ядра. Далее, все изолированные следы, обнаруживающие положительную кривизну, имеют почти ту же самую специфическую ионизацию, как и неотклоненные. Такие следы принадлежат частью отрицательным электронам, уходящим снизу вверх, частью — положительным, приходящим сверху вниз. Под положительным электроном понимается частица с единичным положительным зарядом электрона и с массой, значительно меньшей, чем масса протона.

Таким образом кажется оправданным заключение, что первичный поток движущихся сверху частиц состоит преимущественно из положительных и отрицательных электронов. Протоны, вероятно, также присутствуют в некотором количестве.

4. Повторяемость ливней

Ливни — эти потоки частиц — зарождаются в процессе разрушения ядра, вызванном частицами или протонами с огромной кинетической энергией, с которыми всегда связано проникающее излучение. Это утверждение звучит очень правдоподобно. Оно станет еще более вероятным, если учесть тот факт, что большинство ливней расходится пучком сверху вниз.

Возможно что эти ливни частиц относятся к тому же классу явлений, что и „взрывы“, или „вспышки“, понижения, открытые Гоффманом и изученные Штейнке, Шиндлером, Мессершмидтом и др.¹⁹ Эти взрывы обнаруживают определенную связь с интенсивностью космических лучей, судя по опытам с ними в глубоких шахтах.

Надо надеяться, что подобным же путем удастся изучить и повторяемость ливней — посредством счета большого числа совпадений. Это не исключает, конечно, вполне мыслимую возможность, что некоторая часть всех явлений ливней происходит благодаря спонтанным процессам внутри ядра.

Эти ливни, несомненно, появляются очень редко сравнительно с изолированными следами — гораздо реже, чем непосредственно зафиксировано на фотографиях, ибо повторяемость появлений каждого данного типа следов зависит от произведения действительной повторяемости этого события (прохождения частиц), умноженной на вероятность того, что в этот же момент заработают оба счетчика сразу. Эта последняя вероятность весьма различна для ливней и изолированных следов. У нас встречается один ливень на каждые тридцать простых следов. Однако в действительности отношение числа ливней, пересекающих камеру, к числу простых следов безусловно еще значительно меньше. В самом деле, если единственная частица пронизывает камеру, очень мало шансов (всего около 1 против 200), что эта частица пройдет и насквозь оба счетчика. В то же время, если камеру прорезает сразу целый ливень из многих частиц, существует довольно большая вероятность, иногда, пожалуй, порядка 1:5, что совпадение наступит. Таким образом отношение числа ливней к числу следов-уникумов, найденное на фотографиях, может быть в сорок раз больше, чем отношение их в действительности.

Ливни зарождаются, повидимому, безразлично во всяком материале, окружающем камеру. С того момента, как камера почти со всех сторон была окружена соленоидом с медной обмоткой, большинство ливней стало возникать в меди, но часть центров излучения находится также и в стеклянных стенках и крышке камеры, в алюминии поршня и в воздухе помещения. Когда пластинка из свинца или меди вставлялась в камеру по диаметру поперек лучам, появились группы следов, расходящиеся из центров, лежащих внутри пластинки. Вольфрамовая пластинка также была использована для нескольких снимков, но никакого особого интереса сделанные с ней фотографии не представляют.

Интересно произвести грубую оценку повторяемости этих ливней, сравнив число их в единицу времени с общим количеством атомных ядер в веществе, окружающем камеру. Наблюдаются одно совпадение каждые 2 мин. и один ливень с числом следов, превосходящим 8, — приблизительно через каждые тридцать совпадений. Иными словами, один ливень фиксируется, в среднем, за 1 час. Почти все ливни излучаются из центров, расположенных преимущественно в одной определенной части обмотки соленоида над самой камерой. Эта часть обмотки заключает в себе массу меди, приблизительно, в 10 кг. Принимая, что один из пяти ливней, разрядившихся в меди, вызовет импульс в счетчиках, мы получаем, что один ливень порождается в 10 кг меди, в среднем за каждые 10 мин. Выражая это в форме средней продолжительности жизни ядер меди, получим 10^{18} лет.

Кроме того, мы можем еще определить нижний предел эффективного сечения ядра атома меди при получении таких ливней в предположении, что все падающие быстрые космические частицы, попадая в ядро, его разрушают. Поскольку в течение 1 мин. 1 см^2 пронизывается 1,5 частицами, мы находим порядок эффективного сечения ядра меди: 10^{-27} см^2 .

Можно в первом приближении оценить суммарную ионизацию, которая получалась в ионизационной камере типа, примененного Штейнке и Шиндлером, например, благодаря такому ливню, какой зафиксирован на рис. 3 и 4. Эти фотографии содержат около 20 следов с энергией, куда более чем достаточной, чтобы пройти прямо поперек ионизационной камеры этого типа. Принимая, что слой воздуха, эквивалентный толщине материала ионизационной камеры, равен 240 см, и считая, что на каждом сантиметре своего пути частица зарождает 80 пар ионов, мы получаем для суммарной произведенной ионизации цифру около $4 \cdot 10^5$ пар ионов. Хотя это и меньше, чем значение, данное Мессершмидтом¹⁹ для нижнего предела ионизационных „взрывов“ ($3 \cdot 10^6$), тем не менее почти достоверно, что в ливнях существует гораздо больше частиц, чем в действительности проходит через камеру Вильсона. Иные из них могут иметь большую массу, больший заряд, а следовательно, и более обильную специфическую ионизацию. Так, рис. 16 и 17 документально подтверждают существование по крайней мере нескольких протонов, входящих в ливни.

А ведь могут существовать еще и другие частицы с еще большей ионизирующей способностью, которые создаются внутри газа в камере, только чрезвычайно редко для того, чтобы стать наблюдаемыми.

Надо помнить, что существует определенная вероятность того, что какая-либо ионизирующая частица, излученная из любого центра внутри стенок камеры или окружающего материала, будет наблюдаться в виде следа. Эта вероятность пропорциональна пробегу частицы и, следовательно, обратно пропорциональна ее ионизирующей способности. В итоге, частицы, ионизирующие на-

более жиро, вовсе не смогут распространяться в камере и, таким образом, оказываются ненаблюдаемыми. Поэтому нет ничего невозможного в том, что частицы с таким коротким пробегом могут зарождаться вместе с более быстрыми проникающими частицами в процессе, дающем начало ливню.

Следовательно, представляется очень правдоподобным, что явления ливней в вильсоновской камере и "взрывы" ионизации родственны друг с другом, хотя последние происходят реже и дают большую ионизацию, чем некоторые ливни, наблюдаемые нами.

Суммарная энергия частиц, проникающих камеры на фотографиях рис. 3 и 4, более, чем $2 \cdot 10^9$ V; столько получается, если считать, что каждый из 20 следов обладает энергией $100 \cdot 10^6$ V.

5. МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЛИВНЕЙ

Почти несомненно, ливни обязаны своим происхождением некоторому процессу, разыгрывающемуся при взаимодействии между частицами, или квантами, с огромной энергией — и атомным ядром. Современная теория в состоянии, хотя бы приблизительно, рассматривать взаимодействие таких частиц и квантов с электронами, находящимися вне ядра. Так, Гейзенберг²⁰ недавно собрал относящиеся сюда теоретические результаты для сравнения их с подобными же экспериментами, поставленными ради исследования проникающего излучения. Мы имеем в виду образование вторичных частиц и квантов, а также и процессов рассеяния первичных. На рис. 7 заснята вторичная частица с энергией около $60 \cdot 10^6$ V, возникшая при воздействии быстрой частицы.

Эффективное значение поперечного сечения при соударении электрона или протона с очень большой энергией и свободной частицы, обладающей массой m_0 и одним зарядом электрона, выразится так:

$$\frac{2\pi e^4}{m_0 c^2 \epsilon}, \quad (1)$$

где ϵ — энергия, сообщенная первоначально покоявшейся частице.

Направление θ вылета частицы определяется величиной

$$\tan^2 \theta = \frac{2 m_0 c^2}{\epsilon}. \quad (2)$$

Замечательно, что масса бомбардирующей частицы не входит в эти выражения. Некоторые соударения, для которых приближенно выполняются эти соотношения, попали на фотографии.

Из (1) мы находим, что длина свободного пути частицы в свинце, достаточная, чтобы вызвать появление вторичного электрона, с энергией в $100 \cdot 10^6$ V должна быть около 16 см; наши опыты подтверждают это, в смысле порядка величины. Из этой цифры ясно, что вероятность выбрасывания двух или более не-

зависимых вторичных электронов из одной или почти одной общей точки ничтожна. Поэтому, когда приходится видеть след, разветвляющийся из одной точки на три или большее количество следов, невозможно удержаться от заключения, что здесь имеет место какое-то взаимодействие с ядром. Если налетающей частицей является квант, мы вправе сделать тот же самый вывод^{10, 12}.

Очевидно, что существуют несколько различных процессов, дающих начало сложным путям ливней. В небольшом количестве случаев этот процесс совсем прост. Налетающая частица—обычно отрицательный или положительный электрон—выбивает из отдельного ядра, по всей вероятности, три или более частицы. Рис. 17 с большой наглядностью подтверждает, что налетающая частица выбрасывает из ядра меди 2 электрона (оба с $E_e \approx 13 \cdot 10^6$ V) наряду с одним протоном. Извержение могло сопровождаться также и другими частицами, но они, повидимому, имели слишком недостаточную длину пробега, чтобы преодолеть толщу пластинки и выйти из нее. Рис. 13 дает картину двух электронов ($E_e \approx 10 \cdot 10^6$ и $13 \cdot 10^6$ V), выбитых из ядра свинца книзу, и двух других, с большей энергией ($E_e > 100 \cdot 10^6$ V), выбитых кверху. Возможно, что один из последних двух представляет собою налетающую частицу, взрывающую ядро, и тогда другой электрон—один из осколков, летящий при взрыве кверху. Возможно и то, что обе верхние частицы суть продукты разрушения ядра; тогда в этом случае саморазрушение придется приписать какому-то непонизующему агенту.

Однако оба эти случая—сравнительно простые при сопоставлении со сложной картиной обильных ливней. В этом наиболее типичном процессе наблюдается одновременное извержение некоторого числа частиц, вылетающих с огромной энергией. Эти частицы выбрасываются обыкновенно в направлениях, заключенных внутри довольно узкого конуса, но бывают случаи (рис. 12), когда этот конус довольно широкий. Вполне естественно искать объяснение узкого конуса разлета частиц в том импульсе, который сообщается им в момент удара налетающей частицей, обладающей чрезвычайно большой энергией. Пока еще невозможно установить природу всех частиц, выброшенных из ядра, но, повидимому, среди них преобладают отрицательные и положительные электроны; есть некоторые, правда, еще недостаточные указания, что в ряде случаев те и другие электроны выбиваются приблизительно в одинаковом количестве.

Возникновение этих частиц возбуждает огромный интерес; в частности, они, несомненно, часто зарождаются внутри материала с легким и средним атомным весом, поскольку излучающие центры обнаружены и в воздухе, и в стекле, и в алюминии, и в меди. Согласно самым последним представлениям²¹ о структуре ядра, в таких легких ядрах не должно быть свободных отрицательных электронов. А уже найдено, по крайней мере, 7 положительных и отрицательных электронов, исходящих из отдельного точечного центра излучения в стекле, меди или свинце

(рис. 12, 11 и 10) и, следовательно, по всей вероятности, из отдельного ядра.

Существует три возможных гипотезы, которые мы вправе сделать относительно появления этих частиц: они могли существовать в разрушенном ядре с самого начала, еще до акта соударения; они могли существовать в налетающей частице; наконец, они могли возникнуть в течение процесса соударения. За отсутствием каких-либо независимых доказательств самостоятельного существования частиц прежде сотрясения ядра разумно принять последнюю из этих трех гипотез. Затем, учитывая хорошо известные трудности²², вырастающие при обращении с электронами внутри ядер как с независимыми механическими объектами, последняя гипотеза, быть может, и в этом смысле имеет большее преимущество. Тогда согласно этой гипотезе все ливни (вместе с обычным β -распадом) следует представлять себе как процесс возникновения частицы в прямом смысле этого слова.

Этот вопрос чрезвычайно близко связан с проблемой строения нейтрона²³. Согласно взгляду на нейтрон как на сложную частицу, отрицательные электроны в ливнях могут получиться при расщеплении каждого из нейтронов на отрицательный электрон и протон, но эта схема не дает объяснения возникновению положительных электронов. Кроме того, она приводит к тому, что нужно ожидать большего количества следов протонов на фотографиях, чем наблюдается в действительности.

Есть и другой взгляд, что нейтрон — некоторая неделимая частица и что не существует свободных отрицательных электронов в легких ядрах. В таком случае следует сказать, что и отрицательные и положительные электроны в ливне возникают в течение процесса разрушения; тем не менее, если только соблюдается закон сохранения электрического заряда, тогда положительные и отрицательные электроны должны возникать из ядер в одинаковом количестве, ибо едва ли может зародиться много протонов из-за колоссальной энергии ($E_c \approx Mc^2 = 940 \cdot 10^6 \text{ V}$)*, требующейся для образования каждого протона.

Таким путем можно представить себе, как в процессе разрушения легких ядер рождаются попарно отрицательные и положительные электроны. Если масса положительного электрона такая же, что и у отрицательного, то каждый акт рождения близнецов требует затраты энергии $2m_0c^2$, т. е. около $1 \cdot 10^6 \text{ V}$. Это гораздо меньше, чем кинетическая энергия поступательного движения, которую они обнаруживают вообще в ливнях. Хотя конечной целью экспериментов должно быть получение таких данных, по которым можно было бы составить общий баланс числа частиц, массы и энергии, это, несомненно, оказывается чрезвычайно трудным делом. Чтобы этого добиться, по существу

* Другое возможное объяснение, при котором может сохраниться электрический заряд в течение процесса, вызывающего эмиссию электрона из ядра, было предложено проф. Дираком: нейтрон может превратиться в протон, причем одновременно рождается отрицательный электрон.

необходимо получить ливень, который возникал бы в газе внутри камеры, с тем чтобы можно было видеть следы от всех частиц, возникающих и разлетающихся после разрушения ядра. Некоторые из ливней представлены группами почти параллельных следов. Это невольно наводит на мысль о возможном отношении их к предсказанию Вильсона²⁴ о том, что в электрических полях при грозовых разрядах должны появляться быстро „убегающие“ электроны и протоны. Но, если эти частицы, которые, без сомнения, могут вообще существовать, попадут в камеру, надо ожидать присутствия групп из параллельных следов, идущих далеко друг от друга и имеющих самую различную ширину. Для этого надо только, чтобы они пронизали камеру незадолго до расширения или в течение него. Однако характерно для всех ливней, что следы в них, почти всегда несколько расходящиеся, все пересекаются в одной точке и всегда имеют заметно одну и ту же ширину, указывающую на то, что частицы проходят сквозь камеру в течение гораздо меньшего промежутка времени, чем время расширения (1/100 сек.). Таким образом можно быть уверенным, что ливни не могут быть приписаны группам „убегающих“ электронов Вильсона.

6. Предположения о свойствах положительного электрона

Существование положительных электронов в этих ливнях немедленно вызывает естественный вопрос: почему же до сих пор они ускользали от наблюдения? Ясно, что они могут обладать только ограниченной продолжительностью жизни как свободные частицы, поскольку они не встречаются ни в одном веществе при нормальных условиях.

Вполне допустимо, что они могут входить в соединение с другими элементарными частицами и образовывать устойчивые ядра, переставая при этом быть свободными. Но кажется более приемлемым, что они исчезают при взаимодействии с отрицательным электроном, выбрасывая при этом 2 кванта или более.

Этот последний механизм дан непосредственно в дираковской теории электронов²⁵. Согласно этой теории, квантовые состояния в области отрицательной кинетической энергии, представлявшие прежде непреодолимое препятствие для физической интерпретации, почти все, за немногими исключениями, заполнены отрицательными электронами. Немногие незанятые состояния ведут себя подобно обыкновенным частицам с положительной кинетической энергией и положительным зарядом. Сам Дирак думал отождествить эти „дырки“ с протонами, но от этого пришлось отказаться, когда было установлено, что у этих „дырок“ должна быть такая же масса, как и у отрицательных электронов²⁶. Предстоит непосредственная и важная задача экспериментального определения массы положительного электрона точными измерениями его ионизации и *Нр*. Сейчас же можно только сказать, что отсутствие разницы между ионизацией следов у отрица-

тельных и положительных электронов при одинаковом H_0 стало достоверностью, а это косвенно служит временным доказательством равенства их масс.

По теории Дирака, положительные электроны имеют только очень короткую среднюю продолжительность жизни, пока какой-либо отрицательный электрон сверху не соскочит с легкостью вниз, в незанятое состояние*. Таким образом „дырка“ заполнится, и произойдет исчезновение сразу обоих—и положительного и отрицательного—электронов одновременно; при этом излучится 2 кванта энергии**.

Мы чувствуем себя обязанными перед проф. Дираком не только за весьма ценное и неоднократное обсуждение этих вопросов, но также и за позволение привести результаты его вычислений по определению действительной вероятности этого процесса „аннигиляции“ (исчезновения) электронов. Размеры поперечного сечения электронов при аннигиляции (в единицах площади) суть²⁷:

$$\Phi = \frac{\tau e^4}{m_0^2 c^4} f(\gamma), \quad (3)$$

где

$$f(\gamma) = \frac{1}{\gamma+1} \left[\frac{\gamma^2+4\gamma+1}{\gamma^2-1} \log \left\{ \gamma + \sqrt{\gamma^2-1} \right\} - \frac{\gamma+3}{\sqrt{\gamma^2-1}} \right]$$

и $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-\frac{1}{2}}$, а v — скорость положительного электрона.

Дирак подсчитал следующие значения для средней длины свободного пути в воде вплоть до момента аннигиляции. Этот „пробег аннигиляции“ $\lambda = 1/n \Phi$, где n есть число внеядерных электронов в единице объема.

В последней строчке таблицы приводятся реальные значения пробега l электрона в воде.*** Все цифры для значений энергии,

* Слова „сверху“ и „вниз“ надо понимать здесь, конечно, в условном смысле, представляя себе энергетические состояния графически нанесенными по оси ординат, как уровни различной высоты. Для свободных электронов—уровни произвольные, за исключением вообще совсем невозможных значений энергии, симметрично расположенных около нуля (для которых $|E| < m_0 c^2$).
Прим. перев.

** „Исчезновение“ отрицательного электрона здесь понимается в смысле его ненаблюдаемости. Вообще, по самой сути концепции Дирака, в нормальном состоянии пространства (воспринимаемом как обычное незаряженное пространство) во всех его точках полностью занята область отрицательных значений энергии и совсем не занята область положительных. Наблюдаться же могут только отклонения от этого: либо отсутствие отрицательных электронов в области, где $E < m_0 c^2$, либо присутствие их в области, где $E > m_0 c^2$.
Прим. перев.

*** Согласно предыдущему, свободный путь положительного электрона до момента аннигиляции, названный при переводе „пробегом аннигиляции“, есть абстракция. Он вычисляется в предположении идеального электронного газа (электроны совсем свободны, силы атомных связей настолько ничтожны, что ими можно пренебречь). Однако в реальном и наиболее вероятном случае положительный электрон, двигаясь в веществе, расходует свою энергию на ионизацию задеваемых атомов, т. е. на совершение работы отрывания электронов. Поэтому почти все положительные электроны на деле теряют свою

ТАБЛИЦА 2

Пробег аннигиляции и реальный пробег для положительного электрона

E_e — энергия в млн. V .	200	100	50	20	10	5	2	1	0,1
λ — пробег аннигиляции в см H_2O	833	471	270	133	78,8	47,6	25,9	17,5	7,2
l — реальный пробег в см H_2O	52	28	16	7,7	4,3	2,2	0,9	0,45	0,05

меньших $2 \cdot 10^6$ V, — данные экспериментов²⁸, остальные — теоретические²¹.

Если вероятность того, что перед аннигиляцией положительного электрона его энергия уменьшается от значения E_1 до E_2 , обозначить через $W(E_1, E_2)$, тогда легко видеть, что

$$\log \left[1 - W(E_1, E_2) \right] = \int_{E_1}^{E_2} \frac{dl}{\lambda},$$

где dl — элемент пути положительного электрона, а λ — пробег аннигиляции частицы с энергией E .

Приближенное численное интегрирование, произведенное с помощью данных табл. 2, приводит к следующему значению вероятности аннигиляции положительного электрона, сопровождающейся уменьшением энергии с $200 \cdot 10^6$ V, до 10^5 V:

$$W(E_1, E_2) = 0,36.$$

Если оценить вероятность аннигиляции положительного электрона в воде в течение единицы времени, то найдем, что эта вероятность возрастает с уменьшением энергии и достигает некоего постоянного значения в $2,5 \cdot 10^9$ сек.⁻¹ для значений энергии, меньших, чем 10^5 V. Таким образом эти положительные электроны, существующие только, если имеют указанную энергию подчиняются некоторому вероятностному закону, сильно напоминающему тот, который справедлив в случае радиоактивного распада. Отличие только в том, что их средняя продолжительность жизни пропорциональна концентрации отрицательных электронов. В воде время их жизни равно $3,6 \cdot 10^{-10}$ сек. Когда будет изучено поведение положительных электронов более детально, будет в руках критерий для проверки этих предсказаний дпра-

скорость значительно раньше, чем требует дираковский пробег аннигиляции. Потеряв скорость приблизительно до 10^5 V (см. ниже), он уже аннигилирует с одним из электронов какой-либо электронной оболочки. Результат — тот же самый: выбрасывание очень жестких квантов, но дающих ионизацию. Этот «реальный» пробег, который в тех или иных экспериментальных условиях принципиально может наблюдаться и наблюдается, приведен в нижней строчке табл. 2. Отсутствие измеримой ионизации для квантов аннигиляции объясняется тем, что они принадлежат той области спектра (короткие γ -лучи) для которой фотоэффекта нет, а комптоновское рассеяние для отдельного кванта — маловероятно согласно формуле Клейна-Нишццы, *Прим. перев.*

ковской теории. Повидимому, пока нет никаких оснований против ее законности, а в ее пользу говорит тот факт, что предсказанная ею продолжительность жизни положительного электрона достаточно велика для наблюдения его в камере Вильсона и достаточно мала, чтобы объяснить, почему положительный электрон не был обнаружен ранее другими методами.

Должно быть удастся найти на фотографиях некоторые данные о положительных электронах, которые вошли в пластинку металла, но не смогли снова выйти из нее вследствие своей аннигиляции в течение прохождения металла. Возможно, что при наблюдении комптоновской отдачи электронов удастся открыть спектры аннигиляции (лежащие в области γ -лучей). В согласии с дираковской теорией, этот спектр должен иметь нижний предел энергии около $0,5 \cdot 10^6$ V; затем, при несколько больших значениях энергии, должен существовать максимум и после него — постепенное спадание интенсивности.

Судя по всему, положительные электроны могут быть получены также иными путями — без помощи космического излучения. Может быть, аномальная абсорбция γ -лучей²⁹ тяжелыми ядрами связана с образованием положительных электронов, которые при своей аннигиляции обратно испускают кванты излучения. Для этого обратного излучения фактически найдено экспериментально значение энергии такого порядка, который ожидается для спектра аннигиляции. Кроме того, гипотеза существования положительных электронов среди вторичных частиц, получающихся при бомбардировке нейтронами, объясняет одно курьезное явление, открытое Кюри и Жолио³⁰, а именно, что найдены следы быстрых электронов с кривизной, указывающей на движение отрицательного электрона по направлению к источнику нейтронов.

7. НЕИОНИЗУЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ И ВТОРИЧНЫЕ ЦЕНТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Невозможно объяснить появление ливней, не связывая их с существованием потоков некоторого неионизирующего агента. За это говорит то обстоятельство, что найдены отдельные следы, которым не соответствовала ни одна вызывающая их видимая частица. Чтобы объяснить такие вторичные центры излучения, необходимо постулировать существование в линиях каких-то неионизирующих частиц либо фотонов (квантов).

Когда наверху камеры отчетливо видно два (или более) излучающих центра, как на рис. 3, естественно предполагать, что либо один из них представляет собою вторичный процесс, возбужденный частицами другого, либо оба они — вторичные процессы по отношению к некоторому первичному. В том и другом случае приходится признать, что частица или квант, производящие вторичный процесс, имеют удивительно короткий пробег свободного пути до очередного взаимодействия.

Можно видеть из фотографий, что, когда появляется один

ливень, есть сравнительно большая вероятность того, что некоторый другой ливень появится чуть ниже первого; это довольно неожиданно, и было бы очень интересно, если бы удалось показать, что эти явления с большой вероятностью могут быть объяснены посредством предположения, что неионизирующие частицы суть нейтроны или кванты.

8. Резюме

1. Вкратце описан метод, помощью которого удастся заставить частицы, обладающие огромной энергией, фотографировать следы своих собственных путей в камере Вильсона (рис. 2).

2. Нарисована картина наиболее поразительных, характерных явлений, заснятых этим методом на некоторых из 500 удачных фотографий; подвергся обсуждению вопрос о природе „ливней“, состоящих из частиц, дающих на снимках сочетание сразу нескольких и даже многих путей.

3. Рассмотрение пробега, ионизации, кривизны и направления движения частиц приводит к подтверждению взгляда, высказанного впервые Андерсоном, о том, что должны существовать частицы с положительным зарядом, но с массой, скорее сравнимой с массой электрона, чем протона.

4. Исследован вопрос о средней повторяемости ливней, а также об их возможном отношении к „вспышкам“ ионизации, наблюдавшимся Гоффманом, Штейнке и др.

5. Разобран вопрос о происхождении положительных и отрицательных электронов в ливне, и сделано наиболее вероятное заключение, что создаются они в течение процесса столкновения.

Последующее поведение положительных электронов рассмотрено, в свете дираковской теории „дырок“.

Продискутирована правдоподобность существования неионизирующих частиц в процессах, дающих начало сложным ливням.

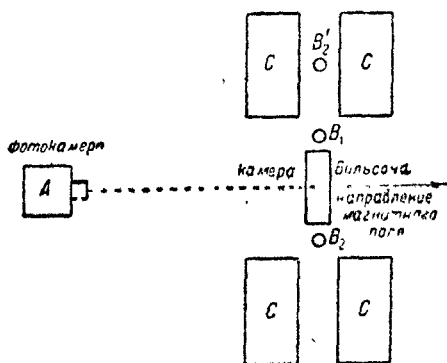


Рис. 2.

ДОБАВЛЕНИЕ

После опубликования этой работы, в Nature от 10 апреля 1933 г. напечатано важное дополнительное сообщение Чадвика, Блэккетта и Оккналини под названием „Новые доказательства существования положительного электрона“. Приводим это сообщение полностью.

Опыты Андерсона* и Блэккетта — Оккналини** позволили открыть такие явления в камере Вильсона, которые с большой

* Anderson, «Science» 76, 238, 1932.

** См. предыдущую статью Блэккетта и Оккналини.

убедительностью доказывают существование положительных электронов — частиц приблизительно с той же массой, что и обычный электрон, но несущих с собою положительный элементарный заряд.

Некоторые явления, наблюдавшиеся при прохождении нейтронов через вещество, и опыты Кюри и Жолио*, в которых был зафиксирован в камере Вильсона след от электрона, движущегося навстречу бомбардирующим нейтронам, заставили предположить возможность получения положительных электронов в процессе взаимодействия нейтронов и вещества. И действительно, на днях нам удалось заснять явления, которые могут быть истолкованы в этом смысле.

Препарат полония и бериллиевый экран были расположены в непосредственной близости к стенкам камеры Вильсона. К внутренней стенке камеры прикреплялся свинцовый экранчик с поверхностью около $2,5 \text{ см}^2$ и в 2 мм толщиной. Этот свинцовый экранчик, следовательно, и фотографировался в то время, когда он подвергался действию излучения, шедшего от бериллия и состоявшего из γ -лучей и нейтронов. Съемка производилась посредством стереоскопической пары аппаратов. В течение расширения налагалось магнитное поле, напряженность которого обыкновенно была приблизительно 800 гаусс.

Большая часть следов, попавших на фотографии, судя по знаку их кривизны, очевидно, обязана своим происхождением отрицательным электронам. Но обнаружено немало и таких случаев, когда следы, имея один конец либо в самом свинцовом экранчике, либо поблизости от него, обладают кривизной противоположного знака. Одно из двух: или эти следы принадлежат частицам, несущим положительный заряд, или — отрицательным электронам, испущенным из разных отдаленных углов камеры и как-то так удачно собирающимся магнитным полем, что их следы заканчиваются как раз на свинцовой пластинке. С точки зрения статистики, конечно, гораздо более вероятен первый вариант объяснения, т. е. что следы начинаются в экранчике и, следовательно, прочерчены частицами, несущими положительный заряд.

Яркое доказательство этой гипотезы было получено путем расположения металлической пластинки поперек камеры с тем, чтобы перехватить пути частиц. При этом удалось получить пока лишь немного настолько хороших фотографий, чтобы след с положительной кривизной, пройдя через пластинку, оставался бы в фокусе от начала до конца. Однако уже и эти фотографии не оставляют никаких сомнений в том, что частицы не пропускаются из свинцового экранчика или мест, поблизости от него; поэтому мы имеем здесь дело с положительно заряженными частицами. В одном случае пластинка представляла собою слой меди в 0,25 мм толщиной. В этом случае след со стороны обстреливаемой поверхности пластинки имел кривизну, соответствовавшую

* Curie et Joliot, L'existence du neutron, Пзд. Hermann et ^{le}, Paris.

значению $H\beta = 12700$, а со стороны защищенной $H\beta$ — 10 тис. Это указывает на то, что частицы распространялись от экранчика через медную пластинку, теряя определенное количество энергии в пластинке. Изменение значения $H\beta$ за время прохождения частицы через медь, примерно, то же самое, что и у отрицательного электрона, поставленного в те же самые условия. Характеристическая ионизация частицы также, примерно, такая же, что и у отрицательного электрона. Эти наблюдения согласуются с предположением, что масса и величина заряда положительной частицы — те же самые, что и для отрицательного электрона.

Каким способом получают эти положительные электроны, еще пока неясно: зарождаются ли они под воздействием нейтронов, входящих в излучение бериллия, или благодаря сопровождающему нейтроны γ -излучению? Надо надеяться, что дальнейшие опыты, уже ведущиеся, разрешат этот вопрос.

Кэвендишская лаборатория.

Кембридж, 27 марта, 1933.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blackett a. Occhialini, *Nature* **130**, 363, 1932.
2. Skobelzyn, *C. R. Acad. Sci., Paris* **195**, 315, 1932.
3. Anderson, *Phys. Rev.* **41**, 403, 1932.
4. Mott-Smith a. Locher, *Phys. Rev.* **38**, 1399, 1931; **39**, 833, 1932.
5. Johnson, Fleischer a. Street, *Phys. Rev.* **40**, 1018, 1932.
6. У. Ф. Н., *X*, **1**, 1930; *XII* 625, 1932 На русском языке о схемах, осуществляющих счет совпадений разрядов в двух счетчиках, см. стр. 635, 639 и 641.
7. Rossi, *Nature* **125**, 636, 1930.
8. Curtiss, *Bur. Stand., J. Res.* **4**, 663, 1930.
9. Williams a. Terroux, *Proc. Roy. Soc. A* **126**, 289, 1930.
10. Millikan a. Anderson, *Phys. Rev.* **40**, 325, 1932.
11. Kunze, *Zs. Physik* **79**, 203, 1932.
12. Skobelzyn, *Zs. Physik* **54**, 686, 1929; *C. R. Acad. Sci., Paris* **194**, 118, 1932; Auger a. Skobelzyn, *C. R. Acad. Sci., Paris* **189**, 55, 1929.
13. Rossi, *Phys. Zs.* **33**, 304, 1932; *Acad. Lincei* **15**, 734, 1932.
14. Johnson a. Street, *Phys. Rev.* **40**, 635, 1932.
15. Anderson, *Science* **76**, 238, 1932.
16. Bethe, *Zs. Physik* **76**, 293, 1932.
17. Blackett, *Proc. Roy. Soc. A* **135**, 132, 1932.
18. Skobelzyn, *C. R. Acad. Sci., Paris* **195**, 315, 1932.
19. Hoffmann, *Phys. Zs.* **17**, 633, 1932; Steinke u. Schindler, *Zs. Physik* **75**, 115, 1932; *Naturwiss.* **26**, 491, 1932. Messerschmidt, *Zs. Physik* **70**, 668, 1932.
20. Heisenberg, *Ann. d. Physik* **13**, 430, 1932; *Naturwiss.* **21**, 365, 1932.
21. Heisenberg, *Zs. Physik* **77**, 1, 1932; Iwanenko, *Phys. Zs. Soviet Union* **1**, 820, 1932; Mandel, *Phys. Zs. Soviet Union* **2**, 286, 1932; Perrin, *C. R. Acad. Sci., Paris* **195**, 236, 1932.
22. Bohr, Report of Congress in Rome, 1931; *J. Chem. Soc.*, 349, 1932.
23. Chadwick, *Proc. Roy. Soc. A* **135**, 693, 1932.
24. C. T. R. Wilson, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **22**, 534, 1925; *Proc. Phys. Soc.* **31**, 32D, 1925.
25. Dirac, *Proc. Roy. Soc., A* **126**, 360, 1930; *A* **133**, 60, 1931.
26. Weyl, *Gruppentheorie und Quantenmechanik*, 2-te Auflage, 234, 1931.
27. Dirac, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **26**, 361, 1930.
28. Rutherford, Chadwick a. Ellis, *Radiation from Radiactive Substances*, 43.
29. Gray a. Tarrant, *Proc. Roy. Soc. A* **136**, 662, 1932; Meitner u. Hupfield, *Naturwiss.* **19**, 775, 1931; Chao, *Phys. Rev.* **36**, 1510, 1931.

В „У. Ф. Н.“ есть обзор этих работ в статье М. П. Бронштейна, см. „У. Ф. Н.“, XII, 1932.

30. Curie et Joliot, Exposé de Physique théorique, 21, 1933.

ПОЯСНЕНИЯ К ФОТОГРАФИЯМ

Все фотографии сняты в присутствии магнитного поля, направленного от фотообъектива нормально к плоским стенкам вертикальной камеры Вильсона (рис. 2). Следовательно, частица, летящая сверху вниз, отклоняется направо, если заряжена положительно, и налево, если заряжена отрицательно. Наблюдая со стороны фотоаппарата, есть две возможности: либо увидеть положительную частицу, описывающую путь против стрелки часов, либо отрицательную — по стрелке часов; это и зафиксировано на фотографиях.

Здесь фотографии воспроизводятся так, что дают размеры следов в камере в масштабе 0,66 от истинных*. Во всех случаях камера была наполнена кислородом; начальное давление равнялось 1,7 ат. Между крышкой и дном камеры накладывалось электрическое поле с градиентом от 3 до 4 В/см — 1. Расширению обыкновенно производилось в пределах от 1,29 до 1,31 раз.

Для фотографирования употреблялись два аппарата: *A* — с оптической осью, совпадающей с направлением магнитного поля, и *B* — с осью, составляющей с первой угол в 20°. Из всех приводимых фотографий первые четыре (рис. 3 и 4, 5 и 6) — стереоскопические пары. Все остальные — разрозненные снимки, полученные либо в (*A*) либо в (*B*); выбор из каждой пары сделан в зависимости от лучшей разборчивости деталей.

Счетчики обыкновенно находились в положении B_1 и B_2 (рис. 2), но иногда нижний счетчик перемещался из B_2 в B'_2 . Из всех приводимых снимков только два (рис. 12 и 15) экспонированы при положении нижнего счетчика в B'_2 . Расположение (B_1, B_2) дает снимки, обильнее покрытые следами, а (B_1, B'_2) зато позволяет фотографировать прямые вертикальные следы частиц, не преодолевших пластинки. Угол между оптическими осями фотоаппаратов (20°) слишком велик для рассматривания снимков в стереоскоп и выбран таким, чтобы повысить точность работы по реконструкции следов в пространстве. Этим методом стереоскопической репроекции были сделаны на проволоки и замазки сложные модели следов в натуральную величину.

В описании фотографий введены следующие сокращения: $H\rho = H\rho$ гаусс · см. = произведению напряженности магнитного поля на радиус кривизны следа; E_e — энергия, эквивалентной $H\rho$ и вычисленной в предположении, что масса отклоняемой частицы равна массе электрона;

$MV = 10^6$ В; (*A*) или (*B*) означает снимок, сделанный аппаратом *A* или *B*.

На некоторых фотографиях обращают на себя внимание искажение и размытые следы, происходящие благодаря движению масс газа при расширении (рис. 10 и 13 с правой стороны и рис. 17 в центре). Такое искажение уменьшает точность наблюдения. Однако, вообще, можно считать, что даже кривизну порядка 500 см можно различить, когда в камере металлической пластинки нет, и кривизну порядка 200 см, когда пластинка там есть.

— Рис. 3 (*B*) и 4 (*A*). Пара фотографий, содержащая около 23 отдельных следов. Свинцовая пластинка, толщиной 4 мм. $H = 2200$ гаусс.

Группа следов в верхней части камеры расходится книзу и несколько вперед из некоторой области в меди соленоида. Вторая явственно различимая группа находится с правой стороны фотографий.

Большая часть следов прошла сквозь пластинку, но их так много, что трудно отождествить среди них каждую отдельно на двух изображениях. В пластинке имеют место различные вторичные процессы, рассеяние и т. д.

* Указан средний масштаб репродуцированных фотографий. В отличие от английского оригинала, где масштаб был точно выдержан (0,9). Сравнивая размеры приводимых репродукций с подлинником получим такие значения масштаба: 0,99 для рис. 3, 0,60 для рис. 4, 0,67 для рис. 5, 0,66 для рис. 6—11 и 0,67 для рис. 12—17. Држм. пер.

Большинство следов — почти прямые, соответствующие энергии электронов, большей чем 100 MV. Но в середине верхней части камеры 2 следа изогнуты влево с $H_p \approx 2 \cdot 10^5$ и $E_e \approx 1$ MV. Почти вне всяких сомнений эти следы принадлежат электронам.

Также имеются 2 пути, явно искривленных вправо с $H_p \approx 0,7 \cdot 10^5$ и $0,5 \cdot 10^5$, т. е. прочертившие их частицы обладают энергией $E_e \approx 20$ и 15 MV. Поскольку эти следы расходятся стержу, имея сначала одну общую касательную с остальными следами, их должны были прочертить частицы с положительным зарядом. А так как ионизация вдоль них не представляется отличной от ионизации вдоль следов электрона, следовательно, они должны принадлежать частицам с массой, сравнимой с массой электрона. Белый стержок, вероятно, объясан своим происхождением какой-то очень сильно понизующей частице (случайная γ -частица?), проходившей сквозь камеру еще до расширения.

Широкая белая полоса с левой стороны на фотографии (B) рис. 3 — результат отражения освещенного стеклянного цилиндра в порошок. Очень трудно набежать этих бликов, однако это удалось на фотографии (A) рис. 4.

Рис. 5 (B) и 6 (A). Пара фотографий, содержащая около 16 отдельных следов. $H = 3100$ гаусс.

Центр расхождения ливня несколько сдвин — в обмотке соленоида. Слева — 2 следа отрицательных электронов с $H_p \approx 0,4 \cdot 10^5$ и $1,5 \cdot 10^5$ и с энергией $E_e \approx 12$ и 45 MV.

Некоторые из остальных следов слегка искривлены — одни в одну сторону, другие — в противоположную. Большая часть почти прямых следов расходится из одной общей точки, но сильнее изогнутые следы, повидимому, расходятся вниз из некоторого вторичного центра излучения, расположенного ниже.

Рис. 7 (B). $H = 2200$ гаусс. Свинцовая пластинка, толщиной в 4 мм.

Одна частица, обладающая слишком большой энергией, чтобы кривизну ее пути можно было измерить ($H_p > 3 \cdot 10^5$, $E_e > 100$ MV), проходит сквозь свинцовую пластинку и выбивает из нее вторичную частицу наружу (?). Ниже пластинки один след надо считать прямым, а другой — искривленным в сторону, соответствующую положительному электрону с $E_e \approx 60$ MV.

Рис. 8 (A). $H = 2200$ гаусс. Свинцовая пластинка, толщиной в 4 мм.

Две частицы, одна из которых пронизывает пластинку, пробегая до пластинки путь по прямой, т. е. имел $E_e > 100$ MV, после нее отклоняется в отрицательную сторону, обладая уже энергией E_e около 30 MV. Очевидно, что потеря энергии слишком велика, чтобы ее можно было оправдать нормальным поглощением. Так, Андерсон нашел для нормального поглощения потерю энергии порядка 85 MV на 1 см пути в свинце.

Рис. 9 (B). $H = 2100$ гаусс. Свинцовая пластинка, толщиной в 4 мм.

След, фиксирующий отклонение пластинкой частицы; кривизна пути — положительная, вниз — большая, чем наверху. Направление движения, следовательно, — вниз, а потому заряд положительный. Выше пластинки $E_e \approx 60$ MV, ниже нее $E_e \approx 22$ MV. Потеря энергии опять слишком велика для нормального поглощения; но она вполне естественна, если энергия теряется благодаря акту соударения, вызывающему и отклонение.

Рис. 10 (A). $H = 2200$ гаусс. Свинцовая пластинка, толщиной в 4 мм.

Ливень, состоящий, примерно из семи следов, пронизывает крышку камеры; центр излучения его, повидимому, в меди соленоида. В свинцовой пластинке появляется вторичный центр излучения, из которого расходится группа, пожалуй, из шести следов. Путем детального изучения их методом стереоскопической репроекции, хотя и не с полной уверенностью, можно установить, что ни один из следов, входящих в состав первичного ливня, не проходит через центр зарождения вторичного. Если это действительно так, мы имеем довольно ясное указание, что вторичный ливень в данном случае возник путем воздействия некоторого неионизирующего агента, входящего в состав первичного ливня. Под пластинкой один след искривлен отрицательно, остальные — почти прямо. Над пластинкой некоторые следы размазались и искажились при расширении.

Рис. 11 (B). $H = 2200$ гаусс.

Ливень из четырех частиц наклонно возникает в верхушку камеры.

Три более прямых следа расходятся из центра в стеклянной крышке. Слева, несколько выше средней линии, есть отчетливый след с отрицательной

кривизной (влево), а посредине — другой след, лежащий в одной плоскости с первым и искривленный направо, — вероятно, положительный электрон. Эти два следа не выходят из той точки, откуда идут три других, но на некотором расстоянии от центра излучения.

Спиральный след — отрицательный электрон с энергией около 130 тыс. В, может быть, обязан своим происхождением фотоэлектрическому поглощению кванта.

Несколько других беспорядочно разбросанных следов оставляем без пояснений.

Рис. 12 (А). $H = 700$ гаусс. Медная пластинка, толщиной в 6 м.м.

Семь следов расходятся из одной точки в стеклянной крышке камеры. Искривленный след выходит в точности из той же точки, что и другие шесть; очень близко к действительности, что все частицы рождаются в одной точке. Знак кривизны указывает на положительный заряд с $E_e \approx 120$ тыс. В.

Этот след соответствует положительному электрону с наименьшей энергией, наблюдавшейся до сих пор.

Присутствуют много других беспорядочных следов.

Рис. 13 (А). $H = 2200$ гаусс. Свинцовая пластинка, толщиной в 4 м.м.

Из некоторой точки внутри свинца расходятся кверху 2 отрицательных электрона с энергией в 13 и 10 MV и 2 прямых следа — кверху.

Относительно двух последних можно сделать два предположения: а) либо, что один из них произошел благодаря движению частицы сверху, а другой — след частицы, выброшенной почти в прямо противоположную сторону (снизу вверх), б) либо, что оба они — результат движения частиц кверху, т. е. процесс расщепления в таком случае придется приписать действию некоторого агента, при своем движении не вызывающего ионизации. И в том и другом предположении не отвергается наличие, по крайней мере, одного следа, оставленного частицей, обладающей большей энергией и движущейся ее вверх. По гипотезе (а) одна из частиц может рассматриваться как элемент первичного ливня, идущего на камеру сверху; два другие члена этого ливня также попали на снимок (сбоку). Интересен вторичный электрон, $E_e \approx 5 \cdot 10^4$ В, возникающий в газе. Как видим, такой электрон ионизирует в 2—3 раза успешнее, чем быстрый электрон. Бросающийся в глаза контраст.

Рис. 14 $H = 2200$ гаусс. Свинцовая пластинка, толщиной в 4 м.м.

Ливень, состоящий из четырех следов, берущих начало в медной обмотке соленоида. Один из следов после пластинки отклонился, а другой произвел вторичный след с отрицательной кривизной.

Рис. 15 $H = 2200$ гаусс.

Сложная коллекция искривленных путей; три имеют отрицательную и три положительную кривизну, не считая еще короткого следа снизу. Излучающая область, повидимому, находится в стекле крышки, из которой расходятся 2 отрицательных и 2 положительных электрона. Правда, нельзя с уверенностью утверждать относительно одного из следов с положительной кривизной, что он не прочерчен отрицательной частицей, двигающейся кверху.

Рис. 16 $H = 3$ тыс. гаусс.

Следы двух протонов и двух электронов.

Толстый горизонтальный след имеет $H_p \approx 3 \cdot 10^5$ и искривлен так, как предполагается положительному заряду, движущемуся вправо. Почти наверняка он принадлежит протону. При таком значении H_p про он должен обладать длиной пробега l около 26 см (в воздухе при нормальных давлениях и температуре); он должен ионизовать приблизительно в 100 раз сильнее быстрого электрона. Этот след не может быть приписан α -частице, поскольку ее пробег был бы всего 0,6 см (рис. 3 и 4). Тонкий след с отрицательной кривизной, различаемый в глубине с левой стороны, лежит в одной плоскости с длинным следом протона. Однако, если принять, что они вышли из одной и той же точки, то возникает сомнение благодаря наличию волны от дна медленной вторичной частицы, которая представляется положительной частицей, движущейся кверху.

Рис. 17 $H = 2200$ гаусс.

Медная пластинка, толщиной в 6 м.м.

По всей вероятности, эту фотографию надо прочитать так. Падающий луч — это частица, расщепляющая ядро меди с эмиссией двух электронов и одной более тяжелой частицы: либо протона, либо α -частицы. Энергия одного

кривизной (влево), а посредине — другой след, лежащий в одной плоскости с первым и искривленный направо, — вероятно, положительный электрон. Эти два следа не выходят из той точки, откуда идут три других, но из некоторого соседнего центра излучения.

Спиральный след — отрицательный электрон с энергией около 130 тыс. В, может быть, обязан своим происхождением фотоэлектрическому поглощению кванта.

Несколько других беспорядочно разбросанных следов оставляем без рассмотрения.

Фиг. 22 (С). 57 — 580 микрон. Металлическая пластина толщиной в 4 мм.

Семь следов расходятся из одной точки в вертикальной плоскости пластин. Искривленный след выходит в точности из той же точки, что и другие, хотя очень близко к действительности, что все частицы рождаются в одной точке. Знак кривизны указывает на положительный заряд с $E_p \approx 130$ тыс. В.

Этот след соответствует положительному электрону с наименьшей энергией, наблюдавшейся до сих пор.

Примечание: много других беспорядочных следов.

Фиг. 23 (С). 57 — 580 микрон. Металлическая пластина толщиной в 4 мм.

Фиг. 24 (С). 57 — 580 микрон. Металлическая пластина толщиной в 4 мм.

электрона около 12 и другого около 14 MV. К сожалению, следы сильно искажились вблизи пластинки благодаря завихрениям газа. Еще один след, видимо, принадлежит частице, отброшенной прямо назад, но искажение слишком велико, чтобы быть в этом уверенным. Очевидное сходство этой фотографии с рис. 1^а заключается только в том, что в данном случае следы противны. Однако вполне вероятно, что такие частицы получаются при расщеплении ядер так же и в явлениях, отображенных на рис. 13, и многих других, только они не обладали достаточной скоростью и длиной пробега, чтобы выбраться из пластинки. Мыслим случай, когда протон выходит из пластинки и, покидая ее, располагает как раз такой энергией, что, не выходя из пределов камеры, он принужден остановиться в газе. Вероятность этого явления ничтожна, тем не менее, на рис. 17 зафиксирован этот редчайший случай.
