

заряженных частиц. Связь между грозowymi облаками и проникающей радиацией изучалась также Шонландом и Вильеном¹⁸ при помощи установки регистрирующей, с одной стороны, разряды в счетчике Гейгера-Мюллера и, с другой стороны — молниевые вспышки. Было установлено, что ряд грозowych облаков, удаленных от места наблюдения на расстоянии более 25 км, создают в момент появления молниевой вспышки частицы большой энергии. Число импульсов в счетчике перед молниевой вспышкой также превышало число импульсов после вспышки. Все это говорит в пользу создания проникающей радиации в электрических полях грозowych облаков. Однако направление электрического поля в облаках таково, что электроны, ускоренные им, должны двигаться снизу вверх и, лишь отклоняясь в магнитном поле земли, могут достигнуть ее поверхности в расстоянии нескольких десятков километров от места зарождения. И действительно, опыты Шонланда и Вильена показали, что только облака, удаленные на расстоянии не меньше 25 км, являются эффективными для создания проникающей радиации. Однако не всякие грозowe облака в состоянии создавать проникающую радиацию. Для объяснения этого факта авторам пришлось допустить, что распределение электричества в облаке является также решающим в процессе ускорения электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kunze, Zs. Phys., **80**, 559, 1933.
2. Anderson, Phys., Rev., **41**, 466, 1933.
3. Rossi, Zs. Phys., **82**, 151, 1933.
4. Fünfer, Zs. Phys., **83**, 92, 1933.
5. Sawyer, Phys. Rev., **44**, 241, 1933.
6. J. Clay, Proc. Roy. Acad. (Amsterdam), **30**, 1115, 1927, **31**, 1091, 1928; **33**, 711, 1930; Naturwiss., **20**, 687, 1932; A. H. Compton, Phys. Rev., **43**, 387, 1933; R. A. Millikan, Phys. Rev., **43**, 666, 1933.
7. Millikan, Phys. Rev., **44**, 246, 1933.
8. Johnson, Phys. Rev., **43**, 834, 1933.
9. Alvarez a. Compton, Phys. Rev., **43**, 835, 1933.
10. Johnson a. Stevenson, Phys. Rev., **44**, 125, 1933.
11. Regener, Naturwiss., **20**, 659, 1933.
12. Piccard a. Cosyns, C. R., **195**, 604, 1932.
13. Bowen a. Millikan, Phys. Rev., **43**, 695, 1933.
14. Steinke u. Schindler, Naturwiss., **20**, 491, 1932.
15. Messerschmidt, Naturwiss., **21**, 285, 1933.
16. Swann a. Montgomery, Phys. Rev., **44**, 52, 1933.
17. Schonland, Proc. Roy. Soc. A **130**, 37, 1930.
18. Schonland, Proc. Roy. Soc., A **140**, 314, 1933.

НОВЫЕ ДАННЫЕ О ПОЗИТРОНЕ

Э. В. Шпольский, Москва

Чадвиком, Блэккетом и Оккиалини,¹ а также Мейтнер и Филиппом² были опубликованы сообщения о получении позитронов путем бомбардировки свинца нейтронами. Уже раньше аналогичные наблюдения были сделаны И. Кюри и Ф. Жолио, которые, однако, обнаружив частицы, отклоненные в сторону, противоположную обычному отклонению отрицательных электронов, сочли найденные ими частицы за отрицательные электроны, направленные к источнику нейтронов. Андерсону и Недермейеру удалось получить позитроны при прохождении через свинец жестких γ -лучей. С этой целью был применен радиоторий со своими продуктами

распада, причем для получения резко очерченного пучка лучи пропускались через ряд диафрагм, сделанных в толстых кусках свинца, так что общая толщина диафрагмы получалась 18 см. Этот пучок лучей шел вертикально вниз и проходил в камеру Вильсона, поперек которой располагалась свинцовая пластинка толщиной в 2 мм, а ниже — слой алюминия в 0,5 мм. Равномерное (с точностью до 10%) магнитное поле было направлено перпендикулярно к основаниям камеры Вильсона и имело напряженность в 430 гаусс. На приводимой фотографии (рис. 1) изображен путь позитрона, выходящего из свинцовой пластинки и пронизывающего слой алюминия. Вследствие уменьшения скорости при прохожде-

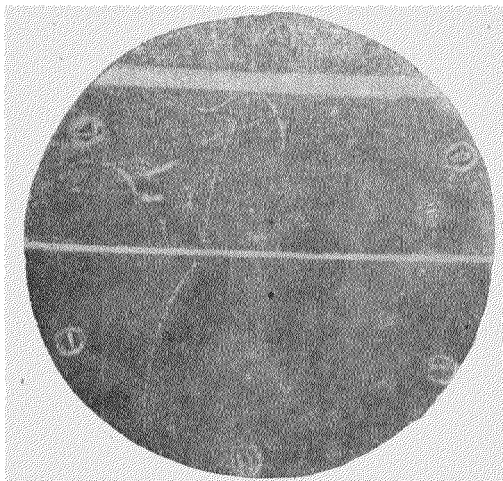


Рис. 1.

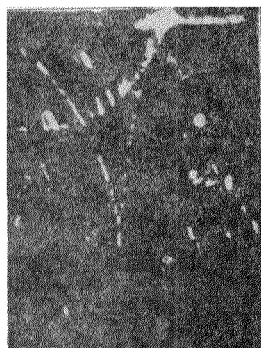


Рис. 2.

нии алюминия кривизна пути по выходе из пластинки увеличивается, и отсюда можно установить направление движения, что вместе с направлением отклонения в магнитном поле позволяет определить знак заряда. Наиболее замеча-



Рис. 3.

тельное явление, обнаруженное при таких наблюдениях, состоит в том, что чаще всего появляются парные пути, выходящие из одной точки, причем один путь принадлежит отрицательной частице, а другой — положительной. Возникновение пар электронов под действием γ -лучей ThC'' наблюдалось также И. Кюри и Ф. Жолио. Рис. 2 представляет собою поразительную фотографию, на которой видно возникновение пары позитрон-электрон в объеме газа (редкий случай). На рис. 3 дана фотография, где видны траектории позитрона и электрона, а также траектория протона (жирный след справа), возникшего под действием удара нейтрона. Последняя фотография получена при источнике, состоявшем из препарата потония, окруженного бериллием. Вопреки первоначальному мнению Чадвика, Блэккетта и Оккалини, а также Мейтнер и Филиппа, Кюри и Жолио (а также Андерсона и Нердермейера) считают, что возникновение пары позитрон-электрон обусловлено действием проникающего излучения типа γ -лучей, сопровождающего испускание нейтронов, но не самих нейтронов. В этом убеждают результаты следующего опыта. Если расположить слой свинца

в 2 см толщиной между источником ($Po + Be$) и свинцом, испускающим позитроны, то количество последних уменьшается примерно на 40%. Это вполне отвечает поглощению проникающего γ -излучения, сопровождающего испускание нейтронов ($h\nu = 5,10^6$ V), в то время как нейтроны поглощаются таким слоем свинца всего на 10–12%.

Энергии получившихся частиц как американскими, так и французскими исследователями, были найдены одинаковые. Именно, Андерсон и Неддермейер нашли, что на пару приходится от $1,6 \cdot 10^6$ до 10^6 ; равным образом у Кюри и Жолио максимальная энергия каждой частицы не превосходила $0,8 \cdot 10^6$ V. Объяснение этих результатов может быть дано следующим образом. Блэккет и Оккалини уже указали, что возникновение позитрона, по видимому, надо себе представлять как следствие „рождения“ пары позитрон-электрон за счет некоторого кванта $h\nu$. Так как для массы электрона эквивалентное количество энергии m_0c^2 составляет $0,5 \cdot 10^6$ V, то для создания пары минимальная необходимая энергия будет $2m_0c^2 = 1 \cdot 10^6$ V. Итак, излучение с квантом, меньшим 10^6 V, вообще не может создать позитрон; для квантов большей величины избыток $h\nu - 1 \cdot 10^6$ идет на сообщение кинетической энергии образующихся частиц. В случае ThC'' величина кванта равна $2,6 \cdot 10^6$. Следовательно, кинетическая энергия каждой из частиц возникающей пары не должна превосходить

$$\frac{2,6 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^6}{2} = 0,8 \cdot 10^6,$$

что отвечает экспериментальным результатам. В опытах Кюри и Жолио где пары позитрон-электрон возникали за счет γ -излучения бериллия максимальная энергия каждой частицы была $1,8 \cdot 10^6$; величина кванта здесь $5 \cdot 10^6$. Но

$$\frac{5 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^6}{2} = 2 \cdot 10^6.$$

Следовательно, и в этом случае максимальная энергия отсечает ожидаемому значению.

Очерченное выше представление о происхождении позитрона было развито в количественную теорию рядом исследователей, — впервые Оппенгеймером и Плессетом, которые воспользовались с этой целью теорией позитрона, развитой Дираком. Как известно согласно этой теории, позитроны рассматриваются как незанятые уровни в области электронов с отрицательной энергией. В таком случае на возникновение позитрона нужно смотреть как на своего рода „фотоэффект“, при котором в присутствии ядра, электрон из области отрицательных энергий переводится в область положительных энергий. В результате получается свободный электрон с положительной энергией и незанятое место в области отрицательных энергий, т. е. позитрон. Присутствие ядра необходимо по следующим соображениям. По соображениям, основанным на законе сокращения количества движения, процесс аннигиляции позитрона и электрона должен вести к возникновению по крайней мере двух световых квантов. Можно себе представить однако, и такой случай, когда вся энергия аннигиляции $2m_0c^2$ выделится в виде одного светового кванта, но для этого должно иметься „третье тело“, например в виде какого-нибудь ядра, которое и должно взять на себя избыток количества движения. В таком случае, и обратно, — один световой квант достаточной энергии, в присутствии ядра, может вызвать „фотоэффект“, т. е. перевести электрон из области отрицательных в область положительных энергий, — иначе говоря, создать пару частиц — позитрон и электрон. Если энергия падающего кванта будет $h\nu$, то, очевидно, избыток $h\nu - 2m_0c^2$ проявится в виде кинетической энергии пары. Такие пары на самом деле и были обнаружены Андерсоном и Неддермейером в реферированной выше работе. Но если такое „рож-

дение" пар под влиянием γ -лучей происходит, то жесткие γ -лучи должны обнаруживать избыточную абсорбцию по сравнению с абсорбцией, ведущей к созданию комптоновских электронов. Такая избыточная абсорбция уже ранее была найдена Чао и детально исследована Греем и Таррантом³. Грей и Таррант показали при этом, что часть избыточно поглощенной энергии излучается вновь в виде своеобразного излучения флюоресценции" ядра, состоящего, независимо от природы рассеивающего ядра, из монохроматической полосы в $0,5 \cdot 10^6$ V и, кроме того, в некоторых случаях — более слабой полосы в $1 \cdot 10^6$ V. Происхождение первой полосы легко понятно с изложенной точки зрения: если предположить, что излучение является результатом аннигиляции части родившихся пар, то при каждой аннигиляции должно возникнуть два кванта с энергией $m_0c^2 = 0,5 \cdot 10^6$ V каждый. Для объяснения второй, более жесткой полосы приходится принять, что вся энергия аннигиляции $2m_0c^2 = 1 \cdot 10^6$ в некоторых случаях, может испускаться сразу в виде одного кванта, причем избыток количества движения берет на себя рассеивающее ядро. Таким образом процесс рассеяния жестких γ -лучей может быть представлен следующим образом. Часть квантов испытывает обычное рассеяние на электронах, создавая комптоновские электроны отдачи и рассеянное излучение в соответствии с формулой Клейна-Нишины; другая часть квантов при поглощении идет на создание пар позитрон-электрон. Образовавшийся таким путем позитрон большой скорости теряет свою энергию при столкновениях и в конце пути приобретает значительную вероятность аннигиляции; в результате аннигиляции часть поглощенных квантов излучается вновь, как было указано выше.

Количественные расчеты, на основании этих представлений, были опубликованы Оппенгеймером и Плессетом и Ферми и Юленбеком⁴. Первые получили формулы, согласно которым для энергии γ -квантов, существенно превосходящим минимальную (10^6 V), вероятность аномальной абсорбции возрастает пропорционально квадрату атомного номера. Этот выход хорошо согласуется с экспериментальными результатами, полученными для ThC'. Далее, для того же случая ThC'' (энергия кванта $2,6 \cdot 10^6$ V), по формулам Оппенгеймера и Плессета, получается, что для свинца избыточная абсорбция должна составлять 25% абсорбции, вычисляемой по формуле Клейна-Нишины, а для олова — 15%, что также хорошо удовлетворяет экспериментальным данным. Таким образом теория дает удовлетворительный результат, поскольку речь идет о зависимости избыточной абсорбции от энергии γ -кванта и от атомного номера, а также — и от абсолютной величины избыточной абсорбции. Однако значительные трудности встречает объяснение жесткой компоненты аномального рассеяния ($h\nu = 10^6$ V). Вычисления, сделанные Ферми и Юленбеком, привели к величинам скорости аннигиляции с испусканием двух квантов (мягкая полоса), хорошо совпадающих с опытными данными; такое же вычисление для процесса с испусканием одного кванта приводит к величинам, отличающимся от опытных данных фактором 10^3 , в том случае, когда аннигиляция происходит после потери позитроном его скорости. Если допустить, что процесс аннигиляции происходит уже при больших скоростях позитрона, то результаты получаются несколько лучшие, хотя все же для скорости позитрона в 10^6 V получающаяся путем вычисления вероятность аннигиляции с одним квантом все еще в 100 раз меньше наблюдаемой. Авторы считают мало вероятным, чтобы введение в теории релятивистских поправок могло существенно улучшить положение. Таким образом объяснение жесткой компоненты аномального рассеяния γ -лучей пока еще встречает серьезные затруднения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chadwick J., Blackett P. M. S. and Ochialini, Nature, **131**, 473, 1933; ср. У. Ф. Н. **13**, 511, 1933.
2. Meitner L. und Phillip K., Naturwiss., **21**, 286, 1933.
3. Anderson C. and Neddermeyer S. H., Phys. Rev., **43**, 1034, 1933.
4. Curie J. et Joliot E., Journ. de Physique, 4 (Serie VII), 494, 1933.
5. Oppenheimer J. R. and Plesset M. S., Phys. Rev., **44**, 53, 1933.
6. Dirac P. B. M., Proc. Roy. Society, ср. У. Ф. Н.
7. См. обзор Бронштейна М., У. Ф. Н. 1932.
8. Ferni F. E. and Ulenbeck, Phys. Rev., **44**, 510, 1933.
9. Anderson C., Phys. Rev., **44**, 406, 1933.