

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

**ФОТОГРАФИЯ РАСПАДА ТЯЖЁЛЫХ МЕЗОТРОНОВ
В КАМЕРЕ ВИЛЬСОНА**

Исследование состава космического излучения, проводившееся под руководством А. И. Алиханьяна и А. И. Алиханова в течение последних лет, показало, что кроме «обычных» мезотронов с массой $200 m_e$, в космическом излучении на высоте 3250 метров имеются частицы с большой массой. Произведённый на горе Алагез в Армении в 1946 г. магнитный анализ

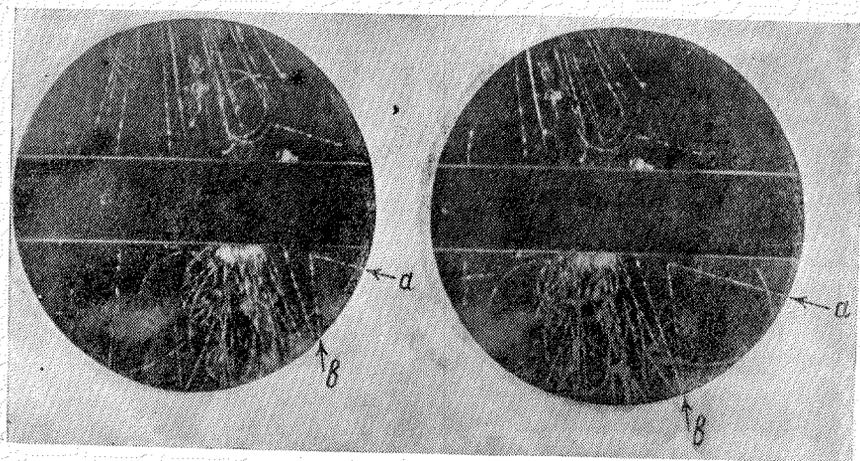


Рис. 1.

заряжённой части космического излучения показал, что для объяснения наблюдающейся совокупности значений импульсов и пробегов необходимо допустить существование по крайней мере трёх частиц с массами около $500 m_e$, $1000 m_e$ и $2000 m_e$ ¹. К тому же результату привело сопоставление ионизирующей способности и поглощения частиц, входящих в состав так называемой «мягкой компоненты»². В 1947 г. эти выводы были подтверждены и расширены благодаря увеличению точности магнитного анализа: наличие мощного магнитного поля позволило установить существование дискретного спектра масс, простирающегося до значений масс, в несколько раз превышающих массу протона³.

Существование в космическом излучении частиц с массой около $1000 m_e$ находит новое подтверждение в работе Рочестера и Бутлера,

опубликованной в Nature от 20 декабря 1947 года⁴. Эти авторы в продолжение нескольких лет занимались исследованием ливней проникающих частиц, которые возникают в свинце под действием космического излучения. Используя обычный метод управляемой камеры Вильсона, помещённой в магнитное поле, они получили 50 стереоскопических фотографий проникающих ливней, образованных в пластинке свинца, расположенной над камерой. В реферируемой работе приведены 2 такие фотографии (см. рис. 1 и 2), на основании которых делается заключение о существовании самопроизвольно распадающихся нейтральных и заряженных частиц с массой около $900 m_e$. На первой фотографии ясно видны две траектории a и b , исходящие из общей точки, находящейся под пластинкой свинца толщиной 3 см, разделяющей камеру на две части. На второй фотографии видна траектория a и b , сильно изломанная в точке, расположенной в верхней части фотографии, над свинцовой пластинкой. В табли-

Таблица 1

Фотография	Напряжённость магнитного поля (эрстед)	Угол между траекториями	Траектория	Импульс eV/c	Погрешность в измерении импульса eV/c	Знак заряда
1	3500	66,6°	a	$3,4 \times 10^8$	$1,0 \times 10^8$	+
			b	$3,5 \times 10^8$	$1,5 \times 10^8$	-
2	7200	161,6°	a	$6,0 \times 10^8$	$3,0 \times 10^8$	+
			b	$7,7 \times 10^8$	$1,0 \times 10^8$	+

це I приводятся экспериментальные данные, характеризующие обе „вилки“ траекторий.

Авторы приводят убедительные доказательства того, что „вилки“ траекторий на обеих фотографиях нельзя объяснить сильным рассеянием частицы ядром. Действительно, если бы траектории a и b были вызваны сильным рассеянием частицы, на фотографиях был бы виден след ядра отдачи. Кроме того, предположение, что „вилка“ на рис. 2 вызвана рассеянием, сталкивается со следующей трудностью: в вершине вилки в результате одноактного столкновения частица рассеивается на 19° , затем проходит свинец толщиной в 3 см и в нём рассеивается всего на $2,4^\circ$. Такой случай представляется почти невероятным. В отношении вилки рис. 1 можно было бы ещё предположить, что она представляет собой след пары электрон-позитрон, образованной в поле ядра фотоном большой энергии, входившим в состав проникающего ливня. Эта возможность полностью исключается по двум причинам: 1) для электрона и позитрона с импульсом, указанным в таблице I, угол разлёта должен быть порядка десятой градуса, тогда как в действительности он равен 66° , и 2) фотон большой энергии, проходящий пластинку 3 см свинца, должен был бы сопровождаться большим числом каскадных электронов. Таким образом очевидно, что обе вилки не могут быть объяснены процессами столкновения. Авторы предполагают, что в обоих случаях они имеют дело с распадом движущейся частицы на две частицы, подобно тому, как это имеет место при распаде мезотрона на электрон и нейтрино. С этой точки зрения фотография рис. 1 представляет собой случай распада нейтральной частицы, входящей в состав проникающего ливня, на две частицы, одна из которых имеет положительный заряд,

другая отрицательный, а фотография рис. 2 — случай распада положительно заряженной частицы, на частицу с тем же знаком заряда и на нейтральную частицу.

Рассмотрим выводы относительно масс распавшихся частиц, к которым приходят авторы работы на основании применения к обнаруженным траекториям законов сохранения энергии и импульса.

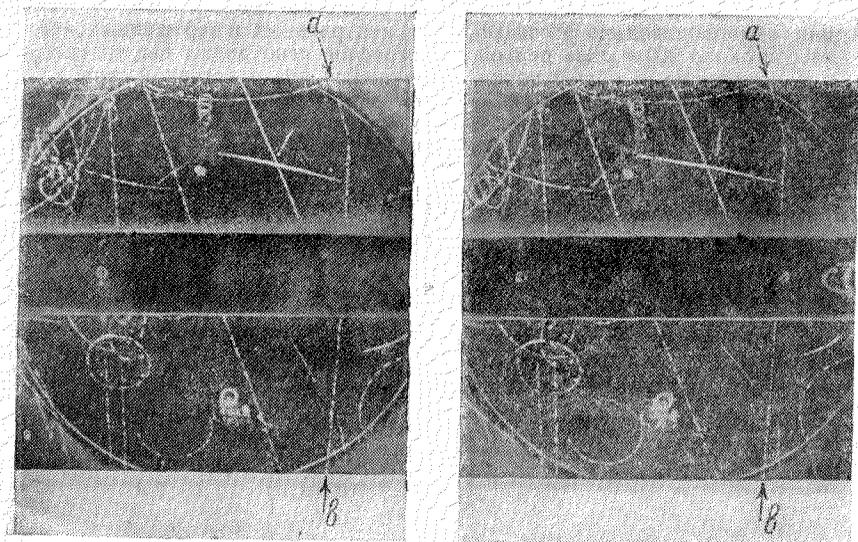


Рис. 2.

Обозначим через M массы первичной (распавшейся) частицы, через m_1 и m_2 — массы продуктов распада, и через P , p_1 , p_2 — соответствующие импульсы этих частиц. Пусть ϑ и φ — углы, образованные направлениями полёта частиц m_1 и m_2 с направлением первичной частицы. Законы сохранения энергии и импульса в этом случае имеют следующий вид:

$$\sqrt{M^2 c^4 + p^2 c^2} = \sqrt{m_1^2 c^4 + p_1^2 c^2} + \sqrt{m_2^2 c^4 + p_2^2 c^2}, \quad (1)$$

$$P = p_1 \cos \vartheta + p_2 \cos \varphi, \quad (2)$$

$$p_1 \sin \vartheta = p_2 \sin \varphi. \quad (3)$$

Предположим, что в результате наблюдаемого на рис. 1 и 2 распада возникают лёгкие частицы, энергией покоя которых $m_1 c^2$ и $m_2 c^2$ можно пренебречь, по сравнению с $p_1 c$ и $p_2 c$. Тогда из закона сохранения энергии (1) получается нижний предел для массы первичной частицы

$$M_{\min} c^2 = c \sqrt{(p_1 + p_2)^2 - P^2}. \quad (4)$$

В случае, изображённом на фотографии 1 (см. таблицу 1), p_1 и p_2 известны, и так как $p_1 \cong p_2 = p$, то $\vartheta \cong \varphi$ и импульс P первичной нейтральной частицы равен $P = 2p \cos \vartheta$, где $p = 3,4 \times 10^8$ eV/c, а $\varphi = \vartheta = 33^\circ$. Подставляя значения p_1 , p_2 и P в (4), получаем

$$M_{\min} = (770 \pm 260) m_e.$$

В случае распада, изображённого на фотографии 2. неизвестный импульс p_2 нейтральной частицы, возникшей при распаде, может быть определён по уравнениям (2) и (3). Подставляя в (4) p_1 , p_2 и P , авторы получают для минимального значения массы:

$$M_{\min} = (1700 \pm 150) m_e.$$

Если массы частиц, получившихся в результате распада, равны $m_1 = m_2 = m$, то $p_1 = p_2 = P$ и из (1, 2, 3) получается следующее выражение для массы первичной частицы:

$$M = 2m \left(1 + \frac{P^2 c^2}{m_0^2 c^4} \sin^2 \vartheta \right)^{1/2}.$$

В первой части таблицы II приведены значения M для случая фотографии № 1, полученные в предположении, что m_0 равно 0, 200 и 400.

Таблица II

Масса первичной частицы, как функция массы вторичной частицы

Фотография	Предполагаемая масса вторичной частицы (в m_e)	Момент наблюдаемой вторичной частицы (в eV)	Масса первичной частицы (в m_e)
1	0	$(3,5 \times 10^8 + 1,0 \times 10^8)$	770 ± 200
	200	$(3,5 \times 10^8 + 1,0 \times 10^8)$	870 ± 200
	400	$(3,5 \times 10^8 + 1,0 \times 10^8)$	1100 ± 150
2	0	$(7,7 \times 10^8 + 1,0 \times 10^8)$	980 ± 150
	200	$(7,7 \times 10^8 + 1,0 \times 10^8)$	1180 ± 100
	400	$(7,7 \times 10^8 + 1,0 \times 10^8)$	1280 ± 100

Мы видим, что при изменении массы вторичных частиц от 0 до 400 m_e масса первичной частицы M меняется незначительно: от 770 до 1110 m_e .

Масса частиц на фотографиях 1 и 2 может быть также определена по величине удельной ионизации и импульсу. Точное определение удельной ионизации по фотографии невозможно, однако, авторы указывают, что на обеих фотографиях $\beta \geq 0,7$. Если известен нижний предел для β , знание импульса позволяет определить верхний предел для величины массы. В случае фотографии 1 авторы определяют верхний предел для m_1 и m_2 и затем по формулам (1), зная m_1 , m_2 и P , определяют верхний предел для M . Получается $M \leq 1600 m_e$. Итак, масса нейтральной частицы лежит в пределах

$$(770 \pm 200) \leq M \leq 1600 m_e.$$

Для массы распадной частицы на фотографии 2 оценка массы по β и P даёт: $M \leq 1200 m_e$.

Мы видим, что полученный в этом случае верхний предел для M меньше нижнего предела (1700 m_e). Причиной такого расхождения является в первую очередь большая неточность в определении импульса первичной

частицы, связанная с тем, что на фотографии 2 длина траектории первичной частицы, пригодная для определения радиуса кривизны, невелика. Из таблицы I видно, что импульс распадной частицы в этом случае измерен с гораздо большей степенью точности.

Поэтому авторы считают наиболее правильным оценить массу первичной частицы M , исходя из предположения, что имел место распад этой частицы на две частицы равной массы, импульсы которых известны. В таблице 2 приведены значения M , полученные в этом предположении. Наименьшее значение M , соответствующее случаю $m_0 = 0$, получается при этом равным $980 m_e$. Заметим, что при этом импульс первичной частицы должен иметь значение $14,5 \times 10^8$ eV/c вместо измеренного значения $(6 \pm 3) \cdot 10^8$ eV/c. Авторы считают наиболее вероятным, что фотография 2 соответствует массе первичной частицы, лежащей в пределах между $980 m_e$ и массой протона.

А. Вайсенберг

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Алиханьян, А. Алиханов и А. Вайсенберг. ДАН, 55, № 8 (1947).
2. С. Никитин. J. of Phys. 11, 196 (1947).
3. А. Алиханьян, А. Алиханов, В. Морозов, Г. Мусхелишвили, А. Хримян. ДАН, 58, № 7, стр. 1391 (1947).
4. G. D. Rochester and Butler. Nature 160, № 4077, 855 (1947).