

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИСКУССТВЕННЫЕ π -МЕЗОНЫ

А. Б. Мигдал и Я. А. Смородинский

1. ВВЕДЕНИЕ

В большой серии работ Алиханов, Алиханян и их сотрудники^{1,2} доказали, что помимо частицы с массой около $200 m_e$ (m_e — масса электрона), носившей название мезона, существуют заряженные частицы с другими массами. Новые частицы были названы авторами варитронами*).

Один из варитронов с массой около $300 m_e$ был в дальнейшем обнаружен методом фотопластинок в космических лучах Латтесом, Оккиалини и Поуэллом³. За этой частицей установилось название π -мезона. Ранее известная частица, с массой около $200 m_e$, получила название μ -мезона. В этой же работе было установлено, что π -мезон распадается на μ -мезон и нейтральную частицу (возможно, нейтрино, см. ниже).

Несколько позже⁶ те же авторы обнаружили, что наряду с распадающимися π -мезонами существуют частицы, повидимому, с той же массой, треки которых заканчиваются не треком μ -мезона, а ядерным расщеплением — «звездой» (σ -мезоны). Кроме того, большое количество треков, отвечающих той же массе, заканчивается без μ -мезона и без звезды (ρ -мезоны).

Было установлено, что π - и σ -мезоны в действительности отличаются друг от друга лишь знаком заряда (см.^{3,4}). Эти частицы сейчас обозначаются соответственно как π^+ и π^- -мезоны. Что касается ρ -мезона, то это π^- -мезон, который даёт ядерное расщепление, не сопровождающееся вылетом заряженных частиц.

Различие в поведении π^+ - и π^- -мезонов целиком объясняется, как известно, различием в знаке их зарядов. π^- -мезон, попадая в конденсированную (т. е. не газообразную) среду, тормозится в результате столкновений с атомами и за время порядка 10^{-12} сек.

*) Список литературы по этим работам дан в статье Никитина и Вайсенберга⁵. Эти же работы описаны в статье Жданова⁴, в которой дан подробный обзор всех работ, посвящённых варитронам в космических лучах.

его скорость делается настолько малой, что он захватывается на замкнутую орбиту около одного из ядер. Эта орбита аналогична K -орбите электрона и отличается лишь тем, что радиус её, равный

$$a_{\pi} = \frac{\hbar^2}{Z m_{\pi} e^2} = \frac{0,19}{Z} \cdot 10^{-8} \text{ см},$$

в $\frac{m_{\pi}}{m_e}$ раз меньше радиуса электронной орбиты (m_{π} — масса π -мезона).

В этой формуле Z — заряд ядра, а значение m_{π} взято равным $276 m_e$ (см. ниже).

Для π^+ -мезона не существует связанного состояния, поэтому после остановки он не захватывается, а распадается.

Дальнейшая судьба захваченного на K -орбиту π^- -мезона определяется соотношением между вероятностью его спонтанного распада и вероятностью захвата одним из протонов ядра.

Если обозначить вероятность захвата π^- -мезона ядром через $w_c Z^4$ (нетрудно видеть, что эта вероятность пропорциональна $|\psi(0)|^2 \sim \frac{1}{a_{\pi}^3} \sim Z^3$ и числу протонов Z), а вероятность распада — через w_d , то доля частиц, захваченных ядром, будет равна

$$\frac{w_c Z^4}{w_c Z^4 + w_d} = \frac{1}{1 + \frac{w_d}{w_c Z^4}}.$$

Очевидно, что соотношение между вероятностями распада и захвата отрицательно заряженных частиц представляет собой меру интенсивности взаимодействия этих частиц с ядрами и является одной из основных характеристик частицы.

Как известно, при $Z > 10$ большая часть μ^- -мезонов захватывается ядрами; при $Z < 10$ наблюдается распад μ^- -мезонов. π^- -мезоны, в отличие от μ^- -мезонов, не распадаются в конденсированном веществе, и их распад был обнаружен лишь в воздухе. Отсюда следует, что π^- -мезоны значительно сильнее взаимодействуют с ядрами.

Из элементарных соображений детального равновесия следует, что если π^- -мезоны имеют большую вероятность захвата, то они должны иметь и большую вероятность образования при столкновениях тяжёлых частиц. Такой процесс искусственного рождения π -мезонов был обнаружен в 1947 г. на берклийском циклотроне⁷, который давал пучок α -частиц с энергией 380 Мэв⁸).

Этими опытами начался второй важный этап в изучении варитронов; первым этапом явились опыты группы Алиханова и Алиханяна.

*) См. 8.

Вообще говоря, мы должны ожидать, что под действием частиц больших энергий должны образовываться варитроны различных масс. Однако до настоящего времени удалось наблюдать лишь рождение π^+ - и π^- -мезонов (есть указание на рождение варитрона с массой около $450 m_e$ ⁹). Это, повидимому, должно означать, что лишь немногие из варитронов достаточно сильно взаимодействуют с ядрами (по крайней мере из числа тех, рождение которых энергетически возможно). Остальные варитроны должны иметь очень малое сечение рождения и возникать лишь в результате распада других варитронов.

Тождественность искусственных π^+ - и π^- -мезонов с теми, треки которых наблюдались при облучении фотопластинок космическими лучами, была доказана измерениями их масс, а также тем, что, подобно трекам «космических» π^+ -мезонов, треки искусственных π^+ -мезонов оканчиваются единичными треками μ^+ -мезонов, а треки π^- -мезонов — ядерными расщеплениями, «звёздами»¹⁰ (см. также ряд замёгов¹¹⁻¹⁴).

Точные измерения масс π -мезонов были сделаны Латтесом, Гарднером и Бишопом¹⁵⁻¹⁷, измерявшими кривизну пути в магнитном поле и пробег частицы; их результаты: $m_{\pi^\pm} = 285 \pm 6 m_e$. Приведём ещё результат ван Россума^{9*}), дающего для массы значение

$$m_\pi = (280 \pm 15) m_e.$$

В работе Латтеса, Гарднера и Бишопы определялась также и масса μ^+ -мезона, который возникает при распаде π^+ -мезона; она оказалась равной $m_\mu = 216 m_e$, что согласуется с результатами измерения этой величины в опытах с космическими лучами.

В работе Баркаса, Бишопы, Баднера, Гарднера и Смита¹⁸ даются новые, согласующиеся с предыдущими, значения масс

$$m_\pi = 276 \pm 6, m_\mu = 210 \pm 4.$$

Из этих данных можно сделать некоторые заключения о механизме распада π^- -мезона. Хорошо известно, что законы сохранения энергии и импульса могут быть выполнены только тогда, когда распад свободной частицы происходит по меньшей мере на две частицы. Далее известно, что π^+ -мезон, распадаясь, даёт μ^+ -мезон, трек которого в фотоэмульсии имеет всегда одну и ту же величину — 600μ ^{**}), что отвечает энергии около $4 Mэв$. Такие

*) Масса определялась как по отклонению в магнитном поле, так и по счёту зёрен.

**) 5 треков, измеренных в одной из работ¹⁰, имели длину соответственно: 625, 630, 612, 604, 560 μ .

Связь между энергией частицы и пробегом в фотоэмульсии даётся эмпирической формулой⁴². $E = 0,251 m^{0,419} R^{0,581}$, где E — энергия в $Mэв$, m — отношение массы частицы к массе протона и R — пробег в микронах. (Формула справедлива для пластинок Ilford B 1, C 2 и, повидимому, с ошибкой $< 2\%$ — для пластинок Ilford B 2, C 3 и G 5.)

треки могут возникать лишь в том случае, если π^+ -мезон распадается, имея скорость, равную нулю, и распад происходит на две частицы: на μ^+ -мезон и нейтральную частицу. Если бы распад происходил на 3 частицы, то наблюдался бы разброс энергий μ^+ -мезонов.

Обозначая массу нейтральной частицы через m_ν , запишем закон сохранения энергии в виде (μ -мезон считаем нерелятивистским)

$$m_\pi c^2 = m_\mu c^2 + \frac{p^2}{2m_\mu} + \sqrt{m_\nu^2 c^4 + p^2 c^2},$$

$$\left(\frac{m_\nu}{m_\pi}\right)^2 = \left[\left(1 - \frac{m_\mu}{m_\pi}\right)^2 + \left(1 - \frac{E_\mu}{m_\pi c^2}\right)^2 - 1\right],$$

где учтено, что импульсы μ^+ -мезона и нейтральной частицы равны друг другу. Замечая, что

$$\frac{p^2}{2m_\mu} = E_\mu = 4 \text{ Мэв},$$

и подставляя сюда измеренное значение масс π^- и μ -мезонов (при этом можно использовать хорошо измеренное¹⁷ отношение $\frac{m_\pi}{m_\mu} = 1,32 \pm 0,01$), находим, что в рамках точности экспериментальных данных нейтральная частица имеет массу, лежащую между нулём и 0,1 массы π -мезона. Наиболее естественно считать, что при распаде π -мезона вылетают μ -мезон и нейтрино (см. ниже).

Время жизни искусственного π^- -мезона по отношению к такому распаду измерялось Ричардсоном¹⁹. Пучок отрицательных π -мезонов, родившихся при бомбардировке α -частицами (с энергией 350—380 Мэв) углеродной мишени, расположенной внутри циклотрона, направлялся в два спиральных (вернее, геликоидальных, т. е. выгнутых по винтовой линии) канала одинакового радиуса. π -мезон, попавший в один из них, проходил $1/2$ окружности, а попавший в другой — $3/2$ окружности.

На выходных концах каналов устанавливались фотопластинки. Число треков, оканчивавшихся в эмульсионной пластинке «звездой», представляло собой меру количества π -мезонов, попавших на пластинку. Поэтому, зная отношение числа треков в обеих пластинках, можно было определить относительное число π^- -мезонов, распавшихся внутри канала. Это число непосредственно определяет время жизни мезонов.

Энергия мезонов была в этих опытах невелика (около 10 Мэв) и релятивистские эффекты были не существенны. Любопытно отме-

тять, что принятый способ измерения времени жизни оказывается нечувствительным к релятивистскому возрастанию этого времени со скоростью.

Это происходит потому, что время движения мезона в канале возрастает с ростом скорости во столько же раз—в $(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ раз—, во сколько возрастает и само время жизни.

Время жизни π^- -мезона оказалось равным

$$\tau(\pi^-) = \left(1,1^{+0,31}_{-0,22}\right) \cdot 10^{-8} \text{ сек.},$$

а период полураспада:

$$\tau_{1/2}(\pi^-) = \left(7,7^{+2,1}_{-0,22}\right) \cdot 10^{-7} \text{ сек.}$$

Время жизни положительных π -мезонов было измерено на том же циклотроне Мартинелли и Пановским²⁰.

В этих опытах π^+ -мезоны получались при бомбардировке углеродной мишени не α -частицами, а протонами с энергией 350 Мэв, так как выход мезонов от таких протонов в 10 раз превышает выход от α -частиц с энергией 380 Мэв.

Родившиеся мезоны проходили по каналам длиной $1/2$, $3/2$ и $5/2$ окружности. Таким образом, для определения времени жизни можно было использовать не одно отношение, как в опытах Ричардсона, а два. π^+ -мезоны отождествлялись по треку μ^+ -мезона. Результат этих опытов таков:

$$\tau(\pi^+) = \left(1,97^{+0,14}_{-0,17}\right) \cdot 10^{-8} \text{ сек.};$$

$$\tau_{1/2}(\pi^+) = \left(1,37^{+0,10}_{-0,12}\right) \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Эти значения заметно отличаются от соответствующих значений для π^- -мезонов, причём расхождение превышает экспериментальные ошибки. Является ли это расхождение реальным, может быть решено только дальнейшими экспериментами.

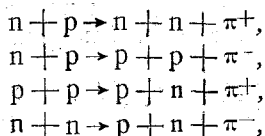
Следует заметить, что время жизни π -мезонов согласуется с оценками, которые делаются для π -мезонов в космических лучах²¹.

2. ПОРОГ РЕАКЦИИ ОБРАЗОВАНИЯ π -МЕЗОНОВ

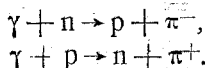
В описанных в литературе опытах по рождению π -мезонов энергия α -частиц доходила до 380 Мэв, энергия протонов и нейтронов — до 345 Мэв и энергия γ -квантов—до 335 Мэв. При таких энергиях α -частиц и протонов может рождаться только 1 вариант. Энергия γ -квантов была достаточна для рождения двух π -мезонов. Однако существование такого процесса не было доказано.

Хотя и представляется несомненным, что при больших энергиях такие процессы должны осуществляться так же, как и процессы одновременного рождения более чем двух π -мезонов, в этом обзоре мы ограничимся лишь процессами одиночного рождения π -мезонов.

Возможны 4 типа реакции, которые ведут к образованию мезонов при столкновении нуклонов, а именно:



а также две реакции образований π -мезонов γ -квантами:



Из элементарных энергетических соображений нетрудно получить величину минимальной энергии, которой должна обладать налетающая частица для того, чтобы был возможен процесс рождения π -мезона, т. е. найти порог реакции.

Пусть налетающая частица имеет массу m . Обозначим массу ядра-мишени (покоящегося) M , массу образовавшейся частицы — m_1 и массу остальных продуктов реакции — M_1 .

Условие возможности реакции в системе центра инерции запишется в виде

$$E_0 \geq (M_1 + m_1) c^2, \quad (1)$$

где E_0 — энергия системы (налетающая частица + ядро-мишень) в начальном состоянии (в системе центра инерции). Знак равенства отвечает случаю, когда все частицы в конечном состоянии покоятся. Для того чтобы выразить E_0 через энергию налетающей частицы в лабораторной системе координат, заметим, что выражение $E^2 - c^2 p^2$, где E и p — энергия и импульс, есть релятивистский инвариант, не меняющийся при переходе от одной системы координат к другой. Так как p_0 — импульс в системе центра инерции — равен нулю, то мы можем записать:

$$[T + (m + M) c^2]^2 - c^2 p^2 = E_0^2, \quad (2)$$

где T — кинетическая энергия налетающей частицы, а p — её импульс. Подставляя в (2) выражение для $c^2 p^2$:

$$c^2 p^2 = (T + m^2 c^2)^2 - m^2 c^4 = T^2 + 2m c^2 T, \quad (3)$$

получим:

$$E_0 = 2M c^2 T + (m + M)^2 c^4. \quad (4)$$

Из (4) с помощью (1) находим значение минимальной кинетической

энергии $T_{\text{мин}}$ абсолютного порога:

$$T_{\text{мин}} = \frac{c^2}{2M} [(M_1 + m_1)^2 - (M + m)^2]. \quad (5)$$

Приведём таблицу значений $T_{\text{мин}}$ для рождения π -мезона с массой $276 m_e$ для некоторых возможных реакций *).

Таблица I

Порог для некоторых реакций, ведущих к образованию π -мезона

Бомбардирующая частица	Мишень	Знак мезона	Продукты реакции	Порог в Мэв
γ	p	+	n	153
γ	C ¹²	+	B ¹²	155
γ	C ¹³	—	N ¹²	160
p	p	+	d	296
p	C ¹²	+	C ¹³	150
p	C ¹³	—	N ¹² + p	173
n	p	—	2p	296
n	p	+	2n	301
n	C ¹²	—	N ¹³	151
n	C ¹³	+	B ¹³	163
d	C ¹²	+	C ¹⁴	157
d	C ¹³	—	O ¹⁴	161
α	C ¹²	—	F ¹⁶	202
α	C ¹³	+	N ¹⁶	197

При вычислении порога мы считали, что весь энергетический выход реакции идёт на образование π -мезона. Однако при больших энергиях, когда налетающая частица почти свободно проходит через ядро, столкновение практически происходит только между двумя нуклонами. В этом случае фактическое выделение энергии может оказаться заметно меньшим, чем это следует из значения порога. Это обстоятельство может привести к расхождению экспериментального порога с вычисленным по массам ядер, участвующих в реакции. Мы обсудим его в разделе 6.

*) Таблица взята из заметки Баркаса²². В этой заметке масса π -мезона была принята равной $286 m_e$. Мы соответственно уменьшили все значения порогов.

3. РОЖДЕНИЕ π -МЕЗОНОВ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ*)

Искусственные π -мезоны получались на берклийском циклотроне при бомбардировке мишени, помещённой внутри циклотрона, пучком протонов или α -частиц. Меняя расстояние устанавливаемой мишени от центра магнитного поля, можно было исследовать рождение π -мезонов при разных энергиях бомбардирующей частицы. Образовавшиеся частицы отклонялись магнитным полем в самом циклотроне и регистрировались на фотопластинках. Направление отклонения определяло знак заряда родившегося π -мезона. Фотопластинки, использованные в этих опытах, регистрировали мезоны с энергией в пределах 2—10 Мэв.

Джонс и Уайт⁴⁵ измеряли относительную величину сечения рождения π^- -мезона (с энергией 2—10 Мэв) α -частицами разных энергий. π^- -мезоны выбраны потому, что их легче отождествлять по «звёздам» на концах их треков. Результаты этих авторов приведены в табл. II**).

Таблица II
Сечение образования π^- -мезонов с энергией
2—10 Мэв α -частицами (углеродная мишень)

Энергия α -частицы в Мэв	Сечение в относительных единицах
390	100
340	34
305	7
265	0,5

Аналогичные данные для рождения π^- -мезона (энергия 2—10 Мэв) протонами в углероде опубликованы в той же работе и приведены в табл. III.

В этих опытах экспериментальные условия позволяли регистрировать π -мезоны, направление движения которых составляло угол $< 45^\circ$ с направлением падающего пучка.

*) Опубликовано два случая образования π -мезона нейтронами. Один из них — образование π -мезона в камере Вильсона²³, другой — в фотоэмульсии¹⁸. В обоих случаях нейтроны получались при прохождении протонов с энергией в 350 Мэв через тонкую мишень. Количественных данных об этом процессе пока не опубликовано.

**) Эти данные, как и данные по α -частицам, несколько исправлены по сравнению с предварительными сообщениями^{25, 26}.

Абсолютная величина сечения была определена Петерсоном (см.⁴⁵), который измерял абсолютное число π -мезонов, возникающих от

Таблица III

Сечение образования π -мезонов с энергией
2—10 Мэв протонами (углеродная мишень)

Энергия протона в Мэв	Сечение в относительных единицах
345	100
305	47
270	22
235	8
205	1
165	0

α -частиц с энергией 390 Мэв в угле $\pm 45^\circ$ от направления пучка α -частиц и имеющих энергию 2—5 Мэв. Эти измерения дали *):

$$\sigma_c = (3,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-32} \frac{\text{см}^2}{\text{Мэв} \cdot \text{рад} \cdot \text{ядро}} (E_\alpha = 390 \text{ Мэв}).$$

Сечение образования мезонов под действием протонов измерялось в углероде²⁹ и в свинце³⁰ методом, предложенным Ричманом и Вилкоксом²⁸. В этих работах перед пластинками устанавливались поглотители из Al и Si и сечение измерялось для разных значений величины энергии родившейся частицы. Сечения измерялись как для π^+ -, так и для π^- -мезонов, направление движения которых составляло угол 90° с направлением первичного пучка.

Распределение мезонов по энергиям имело широкий максимум вблизи 35 Мэв для углерода и вблизи 30 Мэв для свинца. Максимальная энергия мезонов была 140 Мэв (для C) и 120 Мэв (для Pb).

Дифференциальное сечение образования π -мезонов (π^+ и π^-), отнесённое к одному атому углерода, равно:

$$d\sigma_c(90^\circ) = (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-28} \frac{\text{см}^2}{\text{радиан} \cdot \text{ядро}} (E_p = 345 \text{ Мэв}).$$

*) Сечение, приведённое в ¹⁵, было получено с использованием неубедительных теоретических предположений о спектре π -мезонов, а потому эта оценка не представляет интереса.

То же сечение для свинца

$$d\sigma_{\text{Pb}}(90^\circ) = (8,9 \pm 2,4) \cdot 10^{-28} \frac{\text{см}^2}{\text{радиан} \cdot \text{ядро}} (E_p = 345 \text{ Мэв}).$$

Величина сечения для π -мезонов с энергией, отвечающей максимуму кривой распределения:

$$d\sigma_{\text{C}}^{\text{макс}}(90^\circ) = (3,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-30} \frac{\text{см}^2}{\text{радиан} \cdot \text{ядро}} \left(\begin{matrix} E_p = 345 \text{ Мэв} \\ E_\pi \approx 40 \text{ Мэв} \end{matrix} \right);$$

$$d\sigma_{\text{Pb}}^{\text{макс}}(90^\circ) = (2,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-29} \frac{\text{см}^2}{\text{радиан} \cdot \text{ядро}} \left(\begin{matrix} E_p = 345 \text{ Мэв} \\ E_\pi \approx 30 \text{ Мэв} \end{matrix} \right).$$

Интересные результаты дало измерение относительного количества π^+ - и π^- -мезонов.

Для случая рождения α -частицами (380 Мэв) π -мезонов с энергией 2—5 Мэв в углероде это отношение (которое обозначают π^+/π^-) примерно равно $1/5$ и сильно падает с увеличением Z мишени. (Измерения производились с мишенями из Be, C, Al, Cu, In, Pb.)⁸¹

Для протонов ($E_p = 345 \text{ Мэв}$) отношение вероятностей рождения π^+ - и π^- -мезонов для разных элементов приведено в табл. IV.

Таблица IV

Отношение вероятностей рождения протонами ($E_p = 345 \text{ Мэв}$) π^+ - и π^- -мезонов больших энергий (π^+/π^-) в разных элементах

Элемент	π^+/π^-	Литературная ссылка
Be	$2,7 \pm 2$	32
C	$4,8 \pm 0,5$	29, 32
Al	$5,4 \pm 1$	32
Cu	$4,3 \pm 2$	32
Pb	$1,5 \pm 1$	30

Различие между вероятностями образования медленных π^+ - и π^- -мезонов может быть отнесено за счёт кулоновского барьера, препятствующего вылету положительных частиц.

При больших энергиях π -мезонов величина отношения $\frac{\pi^+}{\pi^-}$ определяется тем, что π^- -мезоны могут образовываться протонами только при столкновении с нейтронами, в то время как π^+ -мезоны могут образовываться как при столкновении с протонами, так и при столкновении с нейтронами. Примем, что сечение образования π^+ -мезона при столкновении двух протонов примерно в 2 раза больше, чем сечение при столкновении протона с нейтроном (так

как каждый из протонов может превратиться в нейтрон). Тогда π^+/π^- должно быть равно $\frac{2Z+N}{N} = \frac{A+Z}{A-Z}$ (N — число нейтронов в ядре). Для тяжёлых элементов эта величина составляет примерно 2,5. В случае рождения мезонов нейтронами аналогичное рассуждение приводит к $\frac{\pi^+}{\pi^-} = \frac{Z}{2N+Z} = \frac{Z}{A+Z}$ (около 0,3 для тяжёлых элементов).

4. ОБРАЗОВАНИЕ π -МЕЗОНОВ γ -КВАНТАМИ

Опыты по образованию π -мезонов γ -квантами описаны в работе Макмиллана, Петерсона и Уайта³³. Эти авторы получали γ -кванты с помощью узкого пучка электронов (с берклийского синхротрона) с энергией 335 Мэв, падающего на платиновую мишень (около $1/2$ мм толщиной).

γ -кванты падали на цилиндр из графита, вокруг которого (в плоскостях сечений, параллельных образующим) были расположены фотопластинки. Наблюдалось образование как π^+ -, так и π^- -мезонов. При этом отношение $\frac{\pi^+}{\pi^-}$ оказалось равным $0,59 \pm 0,07$. Угловое распределение мезонов в этих опытах соответствовало изотропному распределению по углам^{*)}.

Для определения абсолютной величины сечения необходимо знать число квантов. Так как реально в описываемых опытах кванты не были монохроматическими, а были распределены по энергиям почти равномерно вплоть до верхней границы 335 Мэв (спектр тормозного излучения), то авторы вводят условное число квантов, равное энергии, падающей на графитовый цилиндр, делённой на граничную энергию. Тогда сечение, отнесённое к такому эффективному кванту на 1 атом С, равно

$$\sigma_C = 5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2 (E_{\gamma}^{\text{макс}} = 335 \text{ Мэв}).$$

Согласно оценке ошибок, сделанной авторами, найденное сечение не может отличаться от действительного более чем в 2 раза.

Измерялось также распределение π -мезонов (обоих знаков) по энергиям, начиная с 30 Мэв. Распределение имеет максимум около 35 Мэв и простирается примерно до 150 Мэв^{**)} . При этом

*) Так как при столкновении с γ -квантом скорость системы центра инерции сравнительно мала, то это соответствует изотропному распределению в системе центра инерции.

**) Наблюдалось также образование π -мезонов при энергии электронов (создающих γ -кванты), равной 200 Мэв. В этом случае распределение π -мезонов имело границу около 35 Мэв, и выход был значительно меньший. Однако количественных результатов для этого случая получено не было.

выход π -мезонов с энергией около 100 *Мэв* составлял $\frac{1}{8}$ от максимального.

Величина отношения $\frac{\pi^+}{\pi^-}$ объясняется влиянием отдачи нуклона. При рождении π^+ -мезона импульс получает протон, с которым связан ток; при рождении π^- -мезона импульс получает нейтрон, с которым ток не связан.

Вычисления дают для этого отношения^{34, 45}

$$\frac{\pi^+}{\pi^-} = \left[1 - \frac{\varepsilon}{Mc^2} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right) \right]^2,$$

где ε — энергия π -мезона (включая энергию покоя), M — масса нуклона, v — скорость π -мезона и θ — направление его движения (относительно γ -кванта)*).

При $\theta = 90^\circ$ (условия описанных опытов) это отношение меняется от 1,55 (40 *Мэв*) до 1,83 (100 *Мэв*), что согласуется с экспериментальными данными.

Опубликовано сообщение Штейнбергера и Бишоп⁴¹, наблюдавших рождение π^+ -мезонов фотонами в разных веществах. Фотоны имели спектр тормозного излучения с верхней границей в 300 *Мэв*. Наблюдения производились с помощью сцинтилляционных счётчиков, регистрировавших запаздывающие совпадения между π^+ -мезоном и электроном, образовавшимся в результате распада μ^+ -мезона (возникшего в свою очередь при распаде π^+ -мезона). Количественные результаты этих опытов не опубликованы. Отмечается только, что сечение образования π^+ -мезонов (под углом 90° в лабораторной системе), отнесённое к одному протону, меньше в случае углерода, чем в случае водорода (сечение для которого определялось по разности сечений в парафине и в графите).

5. ИЗЛУЧЕНИЕ γ -КВАНТОВ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ НУКЛОНОВ³⁵

При бомбардировке различных мишеней протонами с энергией 340 *Мэв* возникают фотоны с энергией до 200 *Мэв*, выход которых падает в 100 раз, когда энергия протонов падает до 170 *Мэв*. Такое падение сечения не может происходить при обычном тормозном излучении. Кроме того, эти фотоны имеют спектр, резко отличный от спектра тормозного излучения, и должны поэтому быть связаны с каким-то процессом, имеющим порог вблизи 170 *Мэв*.

Наиболее естественным предположением является предположение о том, что протон рождает новую частицу с массой около

*) Это выражение оказывается несколько преуменьшенным, если π -мезон имеет спин, равный единице, так как с таким мезоном связано очень сильное магнитное взаимодействие.

300 Мэв, которая распадается с очень малым временем жизни, излучая фотон. Значение массы, определенное из порога, согласуется с энергией получающихся квантов. Является ли эта частица нейтральной или заряженной — утверждать однозначно нельзя. Авторы считают частицу нейтральной только из соображений, что в настоящее время им не известны заряженные частицы, излучающие при своём распаде γ -кванты.

Исследование углового распределения γ -квантов показало, что они рождаются изотропно по направлениям в системе координат, движущейся со скоростью 0,32: относительно лабораторной.

Если бы реакция происходила между налетающим протоном и покоящимся нуклоном, то скорость системы центра инерции была бы, как легко подсчитать, 0,39с.

В действительности, нуклоны в ядре имеют различные скорости. Наибольшее выделение энергии и, следовательно, наибольшая вероятность процесса соответствует случаю, когда нуклоны в ядре движутся навстречу налетающему нуклону.

Значение скорости 0,32с соответствует скорости системы центра инерции налетающего протона (345 Мэв) и нуклона в ядре мишени, движущегося навстречу протону с энергией около 10 Мэв. Это хорошо согласуется с масштабом кинетической энергии внутриядерных частиц. Величины сечения даны в табл. V.

Таблица V

Сечение рождения фотонов протонами с энергией 345 Мэв
(углеродная мишень)

	В лабораторной системе коор- динат	В системе с $\beta = 0,32$ с
Дифференциальное сечение на 1 Мэв на единицу телесного угла при 0° (при энергии, отвечающей максимуму кривой распределения)	$1,2 \cdot 10^{-30}$ см ²	$0,85 \cdot 10^{-30}$ см ²
То же для 180°	$0,6 \cdot 10^{-30}$ см ²	$0,85 \cdot 10^{-30}$ см ²
Сечение для всех энергий γ -кванта на единицу телесного угла при 0°	$1,5 \cdot 10^{-28}$ см ²	$0,75 \cdot 10^{-28}$ см ²
То же для 180°	$0,35 \cdot 10^{-28}$ см ²	$0,70 \cdot 10^{-28}$ см ²
Полное сечение (в предположении сферической симметрии) .	$1 \cdot 10^{-27}$ см ²	$1 \cdot 10^{-27}$ см ²

Аналогичное явление обнаружено и в космических лучах. Недавно опубликована фотография большой звезды, происходящей от α -частицы с энергией 10^6 — 10^8 Мэв. Эта звезда содержит большое число электронных пар, которые образовались на некотором расстоянии от центра звезды. Из угла разлёта этих пар можно было оценить энергию γ -квантов, их образующих.

Если принять, что γ -кванты не образуются непосредственно в звезде, то их следует считать продуктом распада мезонов. По расстоянию от центра звезды до места появления первой пары и по энергии γ -квантов получается оценка времени жизни такого мезона:

$$\tau_0 < 10^{-12} \text{ сек.}$$

Таким образом, обе работы дают согласующуюся картину нового явления. Однако вопрос об его интерпретации и, в частности, основной вопрос, имеем ли мы дело с нейтральным мезоном или с заряженным, распадающимся с излучением фотона и заряженной частицы (см. стр. 152), остаётся пока ещё невыясненным.

6. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Совокупность имеющихся данных позволяет сделать некоторые выводы о свойствах π -мезонов.

1. Прежде всего рассмотрим вопрос о спине π - и μ -мезонов.

Из данных о распаде μ -мезона (ср.⁸⁸) следует, что распад происходит с вылетом одного электрона и, по крайней мере, двух нейтральных частиц. Естественнo предположить, что μ -мезон распадается на электрон и два нейтрино:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}.$$

В этом случае спин μ -мезона должен быть полуцелый. Количество δ -электронов, производимых μ -мезонами, измеряемое по интенсивности ионизационных толчков в защищённых камерах (ливни, создаваемые δ -электронами), не противоречит спину $1/2$ и, повидимому, исключает возможность более высоких значений спина.

Отсутствие звёзд при захвате μ -мезона ядром означает, что энергия покоя μ -мезона почти целиком уносится нейтральной частицей. Это возможно только в том случае, если нейтральная частица имеет массу, много меньшую, чем масса нуклона, с которым взаимодействует μ -мезон. Так как захват μ -мезонов не сопровождается вылетом γ -квантов, то естественно предположить, что захват μ -мезонов идёт по схеме:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu.$$

Рождение π -мезонов нуклонами и γ -квантами происходит, по-видимому, без вылета каких-либо дополнительных частиц по схеме:

$$p + p \rightarrow \pi^+ + p + p,$$

$$\gamma + p \rightarrow \pi^- + p.$$

Если бы при рождении π -мезона вылетала ещё какая-нибудь частица, то при этом уносились бы заметная часть энергии, что не соответствует опыту. Из приведенной схемы рождения π -мезона следует, что его спин целый. Выбор между значениями спина 0, 1... в настоящее время не может быть сделан.

Такое же заключение можно сделать также из механизма захвата π -мезона ядрами.

Так как при захвате π^- -мезона заметная часть его энергии покоя идёт на образование звезды, то нельзя допустить, что при этом процессе вылетает какая-либо лёгкая частица, как это происходит в случае захвата μ^- -мезона. Наиболее естественны реакции захвата

$$\pi^- + p + p \rightarrow n + p,$$

$$\pi^- + p + p \rightarrow p + p.$$

Участие второго нуклона в реакции необходимо для выполнения закона сохранения энергии и импульса.

Такое представление о спинах π - и μ -мезонов согласуется и с принятым механизмом распада π -мезона (см. раздел 1):

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu.$$

2. Наиболее естественным механизмом рождения π -мезонов следовало бы считать парное столкновение, т. е. столкновение налетающего нуклона большой энергии с одним из нуклонов ядра. При этом следует учесть, что нуклоны в ядре имеют некоторую кинетическую энергию внутреннего движения порядка 20—25 *Мэв*.

Однако такое описание даёт неверный результат при энергиях, близких к порогу реакции, и, в частности, даёт неверное значение самого порога.

Напротив, при больших энергиях налетающего нуклона получаются удовлетворительные результаты.

Оценим, например, какую максимальную энергию может иметь π -мезон, если задана энергия налетающей частицы.

В разделе 3 было указано, что при энергии протонов в 345 *Мэв* максимальная энергия π -мезонов составляет 120—140 *Мэв*.

При парном соударении протона с энергией 345 *Мэв* и нуклона в ядре с энергией около 25 *Мэв* кинетическая энергия обеих частиц в системе центра инерции (считая, что в наиболее выгодном

случае их скорости направлены навстречу друг другу) будет равна *): $\frac{1}{2}(\sqrt{345} + \sqrt{25})^2 = 275 \text{ Мэв}$.

Из этой энергии 140 Мэв идёт на покоящуюся массу π -мезона, а на его кинетическую энергию остаётся 135 Мэв, что согласуется с экспериментом **).

Такая оценка мало чувствительна к выбору величины энергии внутреннего движения. Можно попытаться определить эту величину так, чтобы получить экспериментальные значения максимальной энергии в случае углерода (140 Мэв) и свинца (120 Мэв). Эти значения будут около 25 Мэв для С и около 20 Мэв для Рб. Однако этим числам нельзя придавать глубокого смысла; различие может объясняться ошибками эксперимента и неточностью самой картины парного соударения.

Если мы попытаемся определить внутреннюю энергию для С из экспериментального значения порога реакции образования π -мезона (170 Мэв), то получим значение около 16 Мэв ***).

Далее, при парном соударении следовало бы ожидать, что сечение образования π -мезонов на разных элементах должно быть, грубо говоря, пропорционально числу нуклонов, т. е. пропорционально A . Однако опыт показывает, что при переходе от С к Рб (A возрастает в 17 раз) сечение (на угол 90°) возрастает лишь в 4 раза. Возможное объяснение этого факта состоит в том, что протон при прохождении через ядро теряет энергию с заметной вероятностью и перестаёт быть эффективным для рождения мезонов. Тогда сечение для тяжёлых элементов должно расти, как геометрическое сечение ядра.

Очень интересны опыты по зависимости сечения от энергии налетающего протона (табл. II). В этих опытах интервал энергий π -мезонов был один и тот же для всех энергий протонов (2—10 Мэв).

Введём в рассмотрение величину ε — энергию в системе центра инерции, которая остаётся у нуклонов после соударения (при энергии налетающего протона E_p и π -мезона — около 5 Мэв):

$$\varepsilon = \frac{1}{2} (\sqrt{E_p} + \sqrt{16})^2 - 145 \text{ Мэв}.$$

(Внутренняя энергия выбрана так, чтобы получить верное значение порога.)

*) Энергия равна квадрату относительной скорости, умноженному на половину приведённой массы.

**) Так как экспериментально π -мезоны наблюдались под углом 90° к направлению протонов, то их энергия почти не меняется при переходе в лабораторную систему координат.

***)) В то же время порог прекрасно согласуется со значением, приведённым в табл. I, в которой принято, что энергия всего ядра участвует в образовании π -мезона.

Экспериментальное значение сечения оказывается пропорциональным $\epsilon^{3,5}$. Теоретически представляется естественным, что при малых скоростях нуклонов зависимость сечения рождения от энергии нуклонов определялась бы только статистическим фактором. Тогда при парном соударении сечение должно быть пропорционально $\epsilon^{1/2}$, как это следует из величины статистического веса.

В случае образования π -мезонов α -частицами сечение оказывается примерно пропорциональным $\epsilon_1^{3,5}$, где ϵ_1 определяется по формуле:

$$\epsilon_1 = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{1}{4} E_\alpha + 9} \right)^2 - 145 \text{ Мэв.}$$

Выражение для ϵ_1 выбрано так, чтобы оно согласовалось с графически экстраполированным значением порога реакции рождения π -мезонов α -частицами ($\sim 220 \text{ Мэв}$)*.

При рождении π -мезонов γ -квантами энергия мезонов достигает 150 Мэв при $E_\gamma = 335 \text{ Мэв}$ и 35 Мэв при $E_\gamma = 200 \text{ Мэв}$. Эти значения хорошо согласуются с величиной порога, приведённой в табл. I (160 Мэв).

3. Для выяснения механизма образования π -мезонов большой интерес представляют опыты по захвату π -мезонов ядрами. При таком захвате энергия покоя мезона уходит на кинетическую энергию по крайней мере двух нуклонов и в заметной доле случаев в составе звёзд должны были бы наблюдаться протоны с энергией около 70 Мэв . Однако на опыте число быстрых протонов, повидимому, значительно меньше, чем можно было бы ожидать.

Честон и Гольдфарб³⁹ исследовали 317 случаев остановки π -мезонов. Из них лишь 8 ($\sim 2\%$) сопровождались вылетом протонов с энергией от 30 до 70 Мэв . В одном случае был обнаружен протон с энергией в 100 Мэв . В 30—40% случаев «звёзд» не было обнаружено вовсе. Так как в 65% случаев захвата без «звёзд» наблюдались треки ядер отдачи, то такие случаи можно интерпретировать как захват с вылетом нейтронов. Большое относительное количество «звёзд», состоящих только из нейтронов, объясняется тем, что вылету заряженных частиц препятствует кулоновский барьер.

Малое количество быстрых протонов было ранее отмечено Паркинсом⁴⁰, исследовавшим звёзды, возникающие от π -мезонов в космических лучах.

В связи с этим представляют интерес опыты по захвату π -мезонов в водороде и дейтерии.

*) Отметим, что эта величина заметно выше, чем значение, приведённое в табл. I (202 Мэв). Слагаемое 9 в скобках связано с внутренней энергией нуклонов в ядре мишени и в α -частице.

При захвате в водороде процесс не может идти обычным путём, так как ядро водорода состоит только из одного протона. Этот процесс должен сопровождаться либо излучением γ -кванта*), либо же вылетом нейтральной частицы. Экспериментальная попытка обнаружить γ -кванты⁴¹ при захвате π -мезонов в LiH и CH₂ дала для верхней границы числа γ -квантов на 1 захват значения: для CH₂—1/1000 и для LiH—1/200. Этот результат, повидимому, означает, что захват происходит с вылетом нейтральных частиц.

Захват дейтерием реализует в чистом виде рассмотренную выше реакцию $\pi^- + p + p \rightarrow p + p$. Эти процессы вместе с явлением рождения могут оказаться существенными для понимания механизма взаимодействия π -мезонов с ядрами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Алиханов, А. Алиханян и С. Никитин, Journ. of Phys. **9**, 167 (1945).
2. А. Алиханов, А. Алиханян и А. Вайсенберг, ЖЭТФ **18**, 301 (1947).
3. С. Никитин и А. Вайсенберг, Вводная статья к книге Яноши «Космические лучи», И. Л., 1949.
4. Г. Б. Жданов, УФН, **39**, 512 (1949).
5. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini a. K. F. Powell, Nature **160**, 453 (1947).
6. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini a. K. F. Powell, Nature **160**, 486 (1947).
7. E. Gardner a. C. M. G. Lattes, Science **107**, 270 (1948).
8. К. М. Г. Латтес, Г. П. С. Оккиалини, К. Ф. Поуэлл и Ф. К. Франк, УФН **34**, 450 (1948).
9. L. van Rossum, Journ. de Phys. et Radium, VIII, **10**, 402 (1949).
10. J. Burfening, E. Gardner a. C. M. G. Lattes, Phys. Rev. **75**, 382 (1949).
11. F. L. Adelman a. S. B. Jones, Phys. Rev. **75**, 1468A (1949).
12. G. P. S. Occhialini a. K. F. Powell, Nature **161**, 551 (1948).
13. A. S. Bishop, J. Burfening, E. Gardner a. C. M. G. Lattes, Phys. Rev. **74**, 1558 (1948).
14. W. Barkas, E. Gardner a. C. M. G. Lattes, Phys. Rev. **74**, 1558 (1948).
15. C. M. G. Lattes, Phys. Rev. **75**, 1468 (1949).
16. E. Gardner, Phys. Rev. **75**, 1468 (1949).
17. A. S. Bishop, Phys. Rev. **75**, 1468 (1949).
18. W. H. Barkas, A. S. Bishop, H. Bradner, F. M. Smith a. E. Gardner, Phys. Rev. **78**, 86 (1950).

*) Этот процесс обратен процессу образования π -мезона γ -квантом. Время жизни мезона связано с сечением образования формулой:

$$\frac{1}{\tau} = \sigma \cdot \frac{2c^2}{v} \cdot \frac{\mu}{\mu} \cdot N, \text{ где } v - \text{скорость мезона, } \bar{\mu} - \text{приведённая масса, } N - \text{плотность ядер. При захвате с } K\text{-орбиты } N \text{ надо заменить на } \psi^2(0) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{a_\pi^3} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\bar{\mu} e^2}{\hbar} \right)^3.$$

19. J. R. Richardson, Phys. Rev. **74**, 1720 (1948).
20. E. A. Martinelli a. W. K. H. Panofsky, Phys. Rev. **77**, 465 (1950).
21. U. Camerini, H. Muirhead, C. F. Powell a. D. M. Ritton, Nature **162**, 433 (1948).
22. W. H. Barkas, Phys. Rev. **75**, 1109 (1949).
23. W. Hartsongh, E. Hayward a. W. H. Powell, Phys. Rev. **75** 905 (1949).
24. W. K. H. Panofsky a. E. A. Martinelli, Rev. Sci. Instr. **20**, 286 (1949).
25. S. B. Jones a. R. S. White, Phys. Rev. **75**, 1468 (1949).
26. S. B. Jones a. R. S. White, Phys. Rev. **76**, 588 (1949).
27. V. Peterson, Phys. Rev. **75**, 1469A (1949).
28. H. Wilcox a. C. Richman, Phys. Rev. **78**, 85 (1950).
29. C. Richman a. H. Wilcox, Phys. Rev. **78**, 85 (1950).
30. M. Weissbluth, Phys. Rev. **78** 86 (1950).
31. W. H. Barkas, Phys. Rev. **75**, 1467A (1949).
32. H. Bradner a. S. B. Jones, Phys. Rev. **78**, 90 (1950).
33. E. M. McMillan, J. M. Peterson a. R. S. White, Science **110**, 579 (1949).
34. K. A. Brueckener a. M. L. Goldberger, Phys. Rev. **76**, 1725 (1949).
35. R. Bjorklund, W. E. Grandall, B. J. Mayer a. U. F. York, Phys. Rev. **77**, 213 (1950).
36. M. F. Kaplan, B. Peters a. H. L. Bradt, Phys. Rev. **76**, 1735 (1949).
37. U. L. Bradt, M. F. Kaplan a. B. Peters, Helv. Phys. Acta **23**, 24 (1950).
38. E. P. Hincks a. B. Pontecorvo, Phys. Rev. **77**, 102 (1950).
39. W. Cheston a. L. Goldfarb, Phys. Rev. **78**, 320A (1950).
40. D. H. Perkins, Phil. Mag. **40**, 601 (1949).
41. W. K. H. Panofsky a. H. F. York, Phys. Rev. **78**, 89 (1950).
42. H. Bradner, F. M. Smith, W. H. Barkas a. A. S. Bishop, Phys. Rev. **77**, 462 (1950).
43. F. M. Smith, E. Gardner, H. Bradner, Phys. Rev. **77**, 562 (1950).
44. Steinberger a. A. S. Bishop, Bull. Amer. Phil. Soc. **25**, № 1, стр. 11 (1950).
45. S. B. Jones a. R. S. White, Phys. Rev. **78**, 12 (1950).
46. P. Benoist-Gueta, J. Prentki et J. Ratier, Comptes Rendus **230**, 1146 (1950).
47. R. E. Marshak, Bull. Amer. Phys. Soc. **25**, № 3, стр. 29 (1950).
48. A. J. Seriff, R. B. Leighton, C. Hsiao, E. W. Cowan a. C. D. Anderson, Phys. Rev. **78**, 290 (1950).

ДОПОЛНЕНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ К к § 5

1. Пановский (сообщено в⁴⁷) обнаружил, что при захвате π -мезона протонами возникают γ -кванты с энергией около 140 Мэв и с энергией, равной примерно половине этой величины. Появление таких фотонов можно объяснить тем, что π -мезон захватывается как с испусканием γ -квантов, так и с испусканием новой частицы, распадающейся на два кванта (или на один квант и другую релятивистскую частицу). Ширина распределения этих квантов по энергиям определяется скоростью распадающейся частицы (считая, что в системе, в которой частица покоится, γ -кванты распределены изотропно). Согласно теории эффек-

та Допплера энергия γ -квантов в лабораторной системе отличается от их энергии в системе частицы на множитель $\left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)$, где v —скорость частицы, а θ —угол между направлением v и направлением вылета γ -квантов.

Пренебрегая энергией отдачи протона, можно определить скорость частицы из соотношения

$$\Delta \cdot c^2 = \frac{mv^2}{2},$$

где Δ —разность масс π -мезона и распадающейся частицы.

Обозначая ширину энергетического распределения γ -квантов через D , получим

$$D = \sqrt{2\Delta \cdot mc^2}.$$

Используя экспериментальную величину

$$D = 35 \pm 15 \text{ Мэв},$$

получим, что

$$\Delta = (4 \pm 4) \text{ Мэв}.$$

2. Сериф, Лейтон, Сяо, Коуен и Андерсон⁴⁸ сообщили о наличии в космических лучах нейтральной частицы, распадающейся с временем около $3 \cdot 10^{-10}$ сек. на две заряженные частицы.