

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

НОВЫЕ ДАННЫЕ О НЕЙТРАЛЬНОМ МЕЗОНЕ

Существование нейтрального мезона требуется мезонной теорией для объяснения необменных ядерных сил, которые, как известно, пеликом обуславливают взаимодействие между ядерными частицами (нуклонами) одного знака и составляют часть взаимодействия между нуклонами разных знаков*).

Однако до последнего времени нейтральный мезон не был открыт экспериментально.

Реферлируемые ниже две экспериментальные работы, в их совокупности и в связи с теоретическими данными, имеют смысл предварительного сообщения о таком открытии.

При интерпретации результатов этих работ существенную роль играет одно теоретическое предсказание, история которого такова.

В 1947 г. Оппенгеймер² указал на то обстоятельство, что, согласно теории, нейтральный мезон должен быть нестабилен и, в числе прочих вариантов, может распадаться на два γ -кванта.

В первых опубликованных вычислениях³ двухсторонний распад рассматривался как включающий три виртуальные процесса:

- а) Нейтральный мезон рождает в вакууме пару нуклон-антинуклон
- б) Одна из частиц пары испускает γ -квант.
- в) Пара аннигилирует с испусканием второго γ -кванта.

Таким образом, в начальном состоянии имеется нейтральный мезон; в конечном — два γ -кванта.

Существует бесчисленное множество промежуточных состояний, удовлетворяющих этой схеме и отличающихся друг от друга значениями импульсов частиц.

При интегрировании по этим состояниям получаются расходящиеся интегралы, которые надо тем или иным искусственным способом сделать сходящимися («обрезать»).

Этим путём автор получил время жизни нейтрального псевдоскалярного мезона $\tau = 1 \cdot 10^{-16}$ сек.

В 1949 г. Штейнбергер⁴, применив разработанные к тому времени более регулярные методы ликвидации расходимостей⁵, получил несколько другие численные результаты, приведённые в табл. I.

Двухфотонный распад псевдовекторного и векторного мезонов (мезоны со спином 1) запрещён. Константу g^2 можно считать по порядку величины близкой к единице, $(kf)^2$ больше единицы.

*) Об этом свидетельствуют опыты по рассеянию быстрых нейтронов на протонах¹.

Следует отметить, что в обоих расчётах уравнение Дирака применяется к тяжёлым частицам*) и производится обрезание расходящихся выражений, т. е. рассматривается область явлений, в которых теория до недавнего времени считалась неприменимой.

Тем более интересен тот факт, что нейтральный мезон и его γ -нестабильность, повидимому, обнаружены на опыте.

Пользуясь пластинками, чувствительными к релятивистским частицам, авторы^{6, 7} получили на высоте 30 км над уровнем моря снимок столкновения первичной α -частицы космического излучения с ядром.

Т а б л и ц а I

Мезон	Силы	Обратное время жизни τ^{-1} (сек. ⁻¹)
Скалярный	Скалярные	$8 \cdot 10^{13} g^2$
»	Векторные	Распад запрещён
Псевдоскалярный	Псевдоскалярные	$1,8 \cdot 10^{14} g^2$
»	Псевдовекторные	$5,5 \cdot 10^{11} (kf)^2$

эмульсии (Ag или Вг). Плотность зёрен в треке α -частицы на 15% больше, чем в треке минимальной ионизации, откуда энергия α -частицы $E_\alpha \sim 10^{12} - 10^{13}$ эв.

Полученная авторами так называемая «R-звезда» содержит в общей сложности 74 трека, из них 56 треков релятивистских частиц — очевидно π -мезонов (масса π -мезона $\sim 300 m_e$).

Эти последние сгруппированы в два ливня: широкий (33 частицы в конусе $\pm 60^\circ$) и узкий (23 частицы в конусе $\pm 15^\circ$) направленный точно по направлению полёта α -частицы.

Узкий ливень выходит за пределы эмульсии и после прохождения 2 см стекла продолжается в эмульсии следующей пластинки.

Замечательным обстоятельством здесь является то, что в эмульсии второй пластинки узкий ливень содержит на 21 релятивистский трек больше, чем их имелось в первой пластинке.

Кроме того, близко к границе узкого ливня находится ещё 5 аналогичных треков. Считается, что новые треки (они отличаются от треков мезонов) принадлежат электронным парам.

Это подтверждается также тем, что в двух случаях треки можно проследить от места их возникновения в первой пластинке. В этом случае треки являются следами пар с энергиями 10^{10} и $5 \cdot 10^{10}$ эв (можно оценить из угла разлёта), причём 10^{10} -эв пара на расстоянии 700 μ от места возникновения размножается, давая начало ещё одной паре**).

Если предположить, что пары рождаются γ -квантами, возникающими, в свою очередь, из распада нейтральных π -мезонов, то для числа

*) Распространение уравнения Дирака на тяжёлые частицы — протон и нейтрон — встречало трудности, связанные с собственными магнитными моментами протона и нейтрона.

***) В другом случае, на другой пластинке, авторы наблюдали прямое рождение пары электроном. Вероятно, что и здесь имеет место такое же явление.

γ -квантов в узком ливне получается оценка $N_\gamma \sim 35$ (принимая во внимание, что по крайней мере 8 пар распадаются на 0,26 радиационной единицы стекла и эмульсии).

Число нейтральных мезонов оказывается тогда меньше или порядка числа заряженных мезонов; верхняя граница энергии нейтральных мезонов — $2 \cdot 10^{10}$ эв (из среднего угла между соседними электронными треками) и нижняя граница — $5 \cdot 10^9$ эв (из раствора $2,5^\circ$ -конуса, в котором сосредоточены γ -кванты). Наконец, собственное время жизни нейтрального мезона $\tau_\pi^{(0)} \leq 3 \cdot 10^{-18}$ сек (из закона радиоактивного распада, считая что γ -квант рождает пару немедленно, получается время жизни мезона, движущегося с энергией $1,5 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{10}$ эв).

Авторы обсуждают также некоторые другие вопросы, связанные с рождением π -мезонов, чего мы здесь касаться не будем.

Несколько ранее названной работы появилось сообщение^{8,9} о том, что наблюдался аномальный выход жёстких γ -квантов при бомбардировке ядер быстрыми протонами с энергиями выше 175 Мэв.

Различные мишени (Be, Si и Ta) подвергались бомбардировке протонами; энергиям протонов 175; 230; 290 и 340 соответствовали углы наблюдения: 2 и 178° ; 20 и 160° ; 41 и 139° ; 47 и 133° , что обуславливалось ограничениями, создаваемыми коллиматорной щелью, пробитой в трёхметровой бетонной стене синхротрона.

Пройдя коллиматорную щель, γ -излучение мишени попадало на танталовый радиатор. Рождавшиеся пары так отклонялись магнитным полем, чтобы при определённой энергии они вызвали совпадение в двух счётчиках^{*}).

Авторы получали относительные выходы γ -квантов для упомянутых значений энергий протонов и углов наблюдения и для различных мишеней. При этом необходимо было учитывать зависимость от энергии величины рассеяния пар в веществе радиатора. Это достигалось соответствующим изменением толщины радиатора, так что эффективность γ -спектрометра оставалась постоянной.

Интенсивность протонного пучка измерялась по позитронной активности мишени из углерода, возникающей вследствие $C^{12}(p, n)C^{11}$ реакции. Пользуясь сечением этой реакции и зная эффективность γ -спектрометра, авторы получили два эффективного сечения рождения фотонов в углеродной мишени при 345-Мэв протонах значение $\sigma = 10^{-27}$ см². (В системе центра масс—см. ниже.)

Для кривых выхода характерно то, что только для 175-Мэв протонов кривая выхода по форме и по величине грубо согласуется со спектром тормозного излучения.

Где-то между 175 и 230 Мэв происходит возрастание выхода γ -лучей, продолжающееся для всех остальных энергий, так что при 340 Мэв (мишень из углерода) выход в 100 раз превышает ожидаемый при тормозном излучении и сильно отличается от него по форме спектра. Один из графиков изображён на рис. 1.

Основное предположение, что источником γ -лучей являются нейтральные π -мезоны, рождающиеся при столкновениях протон — нуклон, хорошо согласуется как с наблюдаемым порогом (таким же, как и для заряженных мезонов), так и со спектральным и угловым распределением выхода γ -квантов.

Действительно, можно пересчитать полученные кривые спектра фотонов в систему, связанную с центром масс сталкивающихся нукло-

* Устройство, аналогичное γ -спектрометру, описанному в¹⁰.

нов*), по формуле

$$I(E, \theta) = \frac{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{1 - \beta \cos \theta} I^*(E^*); \quad E^* = \frac{1 - \beta \cos \theta}{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (1)$$

Здесь $I(E, \theta)$ — наблюдаемая интенсивность фотонов с энергией E , распространяющихся под углом θ ; β — скорость (в единицах c) движе-

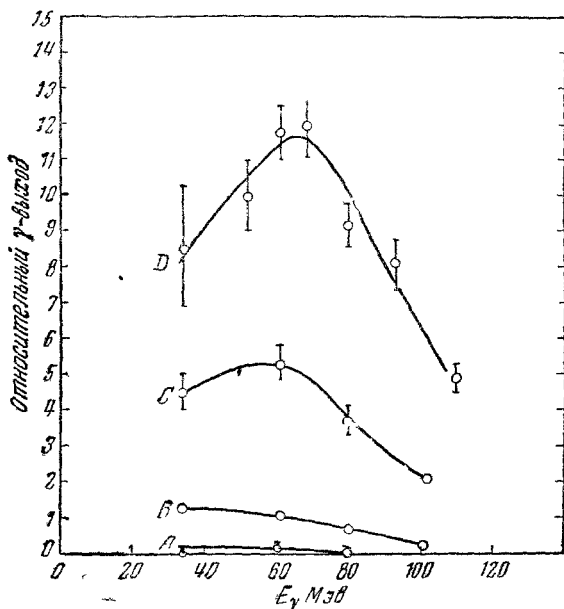


Рис. 1.

ния системы центра масс; соответствующие величины со звёздочкой относятся к этой системе.

То, что I^* не зависит от θ^* , выражает условие, что фотоны в системе центра масс распространяются изотропно.

В случае 340 МэВ ($\beta = 0,32$) все кривые выхода, будучи пересчитаны по формуле (1) и перенормированы так, чтобы их максимумы имели одинаковые ординаты, совпадают в пределах ошибок (рис. 2).

Форма кривой и положение максимума соответствуют изотропному рождению в системе центра масс нейтральных π -мезонов ($m_0 c^2 \sim 150 \text{ МэВ}$) со скоростями $\sim 0,8 c$ и последующему их распаду на два γ -кванта с энергиями $\sim 80 \text{ МэВ} \pm$ (доплеровское смещение).

*) Нуклон в ядре считается движущимся навстречу протону с энергией Ферми $\sim 25 \text{ МэВ}$. Именно на такие столкновения приходится основной выход по причине сильного роста сечения с энергией.

В ту же схему укладывается выход фотонов, как функция угла наблюдения, что видно из приводимой ниже таблицы II.

Таблица II

Лабораторный угол наблюдения	Относительный выход	Предсказанный выход по формуле (1)
0°	2,1 ± 0,3	2,0
133°	1,1 ± 0,2	1,2
180°	1,00	1,00

Считая, что нейтральные мезоны рождаются в тех же количествах, что и заряженные, можно оценить время жизни нейтрального мезона $\tau_0 \lesssim 10^{-11}$ сек.

Обсуждение других мыслимых γ -источников приводит к их более или менее полному исключению.

Возбуждённые состояния ядер не согласуются с доплер-эффектом, а также с наблюдаемым уменьшением сечения в 10^8 раз при замене 340-Мэв протона на 390-Мэв α -частицу.

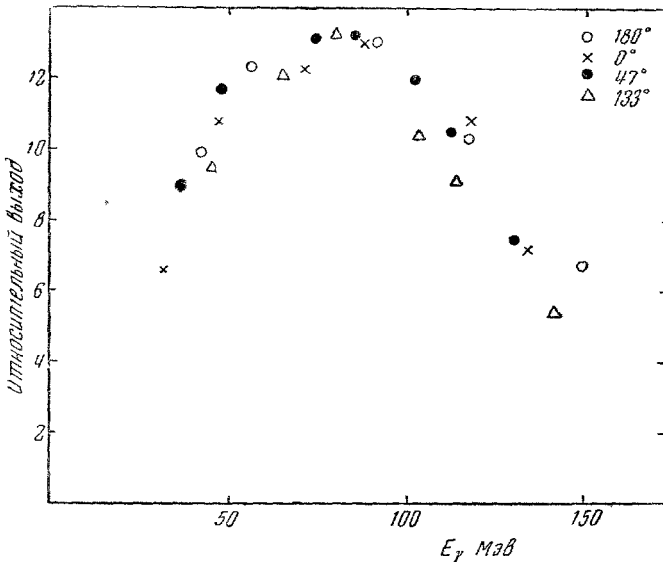


Рис. 2.

Возбуждённые состояния нуклонов требуют изотропного испускания γ -квантов в системе, связанной с нуклоном, что, конечно, не может быть непосредственно согласовано с наблюдаемой изотропией в системе центра масс.

Наконец, возбуждённые состояния мезона могут, в принципе, дать тот же эффект при малых временах жизни, однако наблюдаемый по-

рог, лежащий ниже 200 Мэв, плохо согласуется с массой возбуждённого мезона ($\sim 150 \text{ Мэв} + 80 \text{ Мэв} = 230 \text{ Мэв}$).

Нужно заметить, что авторы рассматривают свои результаты, как предварительные.

Обсуждение R -звезды и опытов на синхротроне содержится в письме Маршака¹¹, опубликованном одновременно с письмом об R -звезде.

В числе прочих замечаний там отмечается, что сравнение экспериментальных и вычисленных времён жизни нейтрального мезона приводит к исключению возможности трёхфотонного распада (мезон со спином единица).

Ю. Хохлов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Hardly, Leith и др., Bull. Am. Phys. Soc. **23**, 15 (1948).
2. I. R. Oppenheimer, New York Meeting of Am. Phys. Soc., (1947).
3. R. I. Finkelstein, Phys. Rev. **72**, 415 (1947).
4. I. Steinberger, Phys. Rev. **76**, 1180 (1949).
5. I. Schwinger, Phys. Rev. **74**, 1439 (1948); **75**, 651 (1949).
6. H. L. Brandt и др., Phys. Rev. **76**, 1735 (1949).
7. Те же, Helv. Phys. Acta, v. XXIII, fasc 1/2 (1950).
8. R. Bjorklund и др., New York Meeting of Am. Phys. Soc. (1949).
9. Те же, Phys. Rev. **77**, 213 (1950).
10. B. D. Mc Daniel и др., Phys. Rev. **72**, 985 (1947).
11. R. E. Marschak, Phys. Rev. **76**, 1737 (1949).