

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**НОВЫЕ ДАННЫЕ О НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНАХ**

Как известно, нейтральные мезоны (нейтретто) вводились до сих пор чисто гипотетически в качестве частиц, участвующих в переносе взаимодействия между ядерными частицами, для обеспечения зарядной независимости ядерных сил. Все попытки наблюдать такие частицы в потоке космических лучей, начиная с работ Гейтлера-Арли, выдвинувших гипотезу нейтретто, были безуспешны.

В самое последнее время решение этого вопроса значительно продвинулось вперёд благодаря исследованию так называемых электронно-ядерных или особых ливней, характерной особенностью которых является наличие в них, кроме обычной электронно-фотонной компоненты и проникающих частиц, также продуктов ядерных расщеплений (звёзд Мысовского-Жданова). В результате исследований этих ливней, начатых впервые в Советском Союзе на Памире в 1944 г. под руководством Скобельцина, Векслера и Добротина, было показано, что электронно-фотонная компонента таких электронно-ядерных ливней вызывается либо электронами, либо, что, повидимому, достовернее, фотонами больших энергий ~ 100 Мэв.

Вероятность образования электронно-фотонных ливней оказалась большой, иначе говоря, велика вероятность образования частиц, их порождающих, т. е. фотонов или электронов больших энергий, чего никак нельзя было объяснить ни одним из известных в то время механизмов.

Действительно, электроны больших энергий, вызывающие электронно-фотонные ливни в электронно-ядерных ливнях, не могли быть обычными δ -электронами высоких энергий, так как вероятность образования последних ничтожно мала по сравнению с вероятностью образования δ -электронов малых энергий, а поэтому δ -электронов больших энергий было бы слишком мало. На самом же деле не наблюдалось такого соотношения между электронами малых и больших энергий. Кроме того, наблюдавшееся экспериментальное число нуклеонов и мезонов не могло быть ответственным за столь большое число δ -электронов большой энергии, как это наблюдается в электронно-ядерных ливнях.

Далее интересующие нас электроны (позитроны) не могли также быть электронами (позитронами) распада μ -мезонов ввиду относительно большого времени жизни последних ($\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ сек.).

Наконец, электронно-фотонная компонента электронно-ядерных ливней не могла также быть образована фотонами больших энергий, получающимися при обычном тормозном излучении нуклеонов (или мезонов) ввиду весьма малой величины излучения относительно столь тяжёлых частиц.

Для объяснения наблюдаемых экспериментальных фактов был предложен затем целый ряд новых, менее обычных механизмов образования электронов и фотонов в электронно-ядерных ливнях. Например, был произведён подсчёт тормозного излучения, испускаемого нуклеонами при специфической перезарядке, имеющей место при обменном взаимодействии нуклеонов, причём полное эффективное сечение оказалось порядка $10^{-25} - 10^{-26}$ см², т. е. близким к экспериментальному значению³. Однако произведённые недавно эксперименты показывают, что этот тип излучения не играет основной роли в электронно-ядерных ливнях.

Подсчитывалось также тормозное излучение частиц, обладающих, кроме электрического заряда, также собственным магнитным моментом, превышающим кинематический магнитный момент при учёте загужания, причём оказалось, что, например, для частиц спина $1/2$ с массой мезона при наличии небольшого сверхспинового магнитного момента также можно было получить правильный порядок величины эффективного сечения³.

Однако, как теперь стало ясно, и этот процесс не является главным. Можно было бы также предположить в качестве одного из возможных объяснений наличие нелинейных электромагнитных эффектов, имеющих тенденцию сильно возрастать с увеличением энергии фотонов, но оказывающихся обычно незначительными*). Далее, можно было бы также предположить наличие быстрого превращения нейтрального (или заряженного) мезона, распадающегося в поле ядра на пару электрон—позитрон¹⁶. Однако надо думать, что вероятность такого эффекта по аналогии с двойным β -распадом невелика⁴.

Высказывались также предположения о том, что электроны больших энергий образуются непосредственно при расщеплении ядер первичными нуклеонами.

Однако вероятность такого процесса слишком мала.

Наиболее удачным объяснением наличия большого числа фотонов в электронно-ядерных ливнях, как теперь стало ясно, оказалась гипотеза о существовании нейтрального π^0 -мезона с массой порядка массы заряженного π^\pm -мезона, распадающегося чрезвычайно быстро на два γ -кванта.

Время жизни такого мезона, предполагавшегося сначала скалярным, согласно расчёту Оппенгеймера^{5,6} оказалось порядка 10^{-16} сек. При расчёте им использовалась схема процессов, в которой на первом этапе нейтральный π^0 -мезон создавал виртуально пару нуклеон — антинуклеон, которая после испускания γ -кванта одним из этих нуклеонов аннигилировала с испусканием второго γ -кванта. Далее, Штейнбергер произвёл вычисления для времени жизни нейтральных π^0 -мезонов при различных вариантах мезонной теории ядерных сил (скалярном, псевдоскалярном) и соответствующих взаимодействиях нуклеонов с полем π^0 -мезонов.

Для оценки τ можно использовать формулу

$$\tau \cong A \cdot \tau_0 \cdot \beta \cdot \alpha^3 \left(\frac{M}{\mu_\pi} \right)^3,$$

где $\tau_0 = \frac{h}{\mu_\pi c^2}$ — характеристическое время жизни мезона с массой μ_π .

Постоянные тонкой структуры $\beta = g^2/hc$ и $\alpha = e^2/hc$ характеризуют собой интенсивность взаимодействия: первая — нуклеона массы M с полем

*) Согласно замечанию Д. Иваненко.

π^0 -мезонов (поглощение π^0 -мезона) и вторая — нуклеона с электромагнитным полем (испускание двух γ -квантов).

Числовой коэффициент A оказывается различным для различных вариантов мезонной теории^{6,7}.

В последнее время были проведены эксперименты по искусственному получению нейтральных π^0 -мезонов при торможении протонов на нуклеонах⁸. Наблюдение получившихся при этом γ -квантов распада нейтрального мезона дало возможность установить, что время жизни нейтральных мезонов $\tau \leq 10^{-13}$ сек., а порог их образования ~ 170 Мэв.

Особенно же убедительным доказательством существования нейтральных мезонов, распадающихся на два γ -кванта, явилась работа Штейнбергера, Пановского и Штеллера⁹. В их работе использовались фотоны с верхней границей энергий до 330 Мэв, направлявшиеся через два коллиматора на мишень, в качестве которой служили Ве и С. Схема их установки изображена на рис. 1.

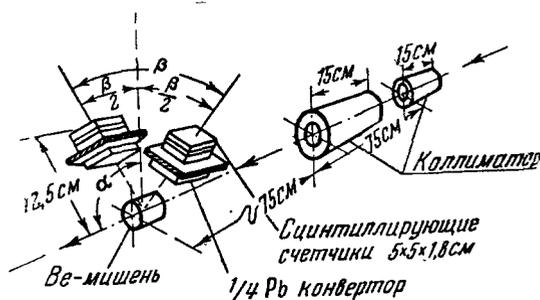


Рис. 1.

Для регистрации вылетающих из мишени фотонов использовались сцинтиллирующие счётчики с разрешающей способностью 10^{-7} сек., составленные в виде двух групп, по три счётчика в каждой группе. После ближайшего к мишени счётчика помещался конвертор (обычно пластинка Рв в $1/4$ дюйма), где фотоны конвертировались в электроны и позитроны, которые и вызвали разрядку последующих счётчиков. Схема регистрации была такова, что регистрировались лишь случаи прохождения через обе группы счётчиков (правую и левую) не ионизирующих нейтральных, но превращающихся в заряженные после прохождения через конвертор частиц. Измерение числа совпадений при изменении толщины конвертора, а также замена конверторами из других материалов показывает, что фотоны распада имеют энергии порядка 100 Мэв.

Для измерения энергии образовавшихся в конверторе электронов между задними (от мишени) счётчиками помещался поглотитель из А1, изменяя толщину которого можно было определить энергию электронов, вылетающих из конвертора, которая оказалась ~ 50 Мэв. Тот факт, что вылетающие из мишени фотоны действительно обязаны эффекту ядерного, а не электромагнитного происхождения, демонстрировался слабой зависимостью эффективного сечения их образования σ от материала мишени (при свинцовом конверторе оно было лишь в 6 раз больше, чем при бериллиевом), тогда как в случае электромагнитного их происхождения (обычное тормозное излучение) зависимость σ от порядкового номера элемента Z является весьма сильной ($\sim Z^3$).

Для большей убедительности производились опыты на совпадение при энергии первичных γ -квантов ниже 175 Мэв, причём число совпадений падало в 50 раз, т. е. наблюдался весьма резкий порог, аналогичный порогу образования заряженных мезонов. Это говорит о том, что масса нейтральных мезонов $\mu_{\pi^0} \sim 300$ масс электрона.

Далее производились эксперименты по определению зависимости числа совпадений от угла β между обеими группами счётчиков при фиксированном угле α между плоскостью счётчиков и направлением первичных γ -лучей. Результаты этих экспериментов приведены на рис. 2. Максимум числа совпадений, как видно из графика, наблюдается вблизи $\beta = 90^\circ$, что не является удивительным ввиду того, что π^0 -мезон распадается на лету (в движении).

Распределение по углам фактически даёт распределение нейтральных π^0 -мезонов по энергиям.

Из кривой распределения также можно заключить о скорости π^0 -мезонов v , а именно: $\frac{v}{c} \sim 0,8$. Из неё следует также важный вывод, что число фотонов распада не больше двух (так как в противном случае не было бы такого резкого спадания при малых углах β). Угловое распределение нейтральных и заряженных π -мезонов (в зависимости от угла α) оказалось совершенно различным.

Именно, в то время как π^\pm -мезоны вылетают в движущейся системе координат почти с равной вероятностью во всех направлениях, нейтральные π^0 -мезоны имеют преимущественное направление вылета вперёд.

Для общего эффективного сечения образования нейтральных π^0 -мезонов γ -лучами энергий 330 Мэв для Н, Ве и С были найдены соответственно значения

$$1,3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2, 7,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2 \text{ и } 10 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2.$$

Эти цифры показывают, что полное сечение образования нейтральных мезонов растёт примерно пропорционально числу нуклеонов в ядре.

Сравнение отношений сечений образования в С и Н для нейтральных и для заряженных π^0 -мезонов^{10, 11} показывает существование заметных различий, именно:

$$\frac{\sigma_{\text{H}\pi^0}}{\sigma_{\text{C}\pi^0}} = 0,12 \pm 0,03 \text{ и } \frac{\sigma_{\text{H}\pi^+}}{\sigma_{\text{C}\pi^+}} \cong 0,55$$

(тогда как порядок эффективных сечений для тех и других одинаков). Это обстоятельство, повидимому, связано с тем, что π^+ -мезоны могут образовываться лишь с участием протонов, а нейтральные — с участием любых нуклеонов. Угловое распределение π^\pm мезонов говорит, пови-

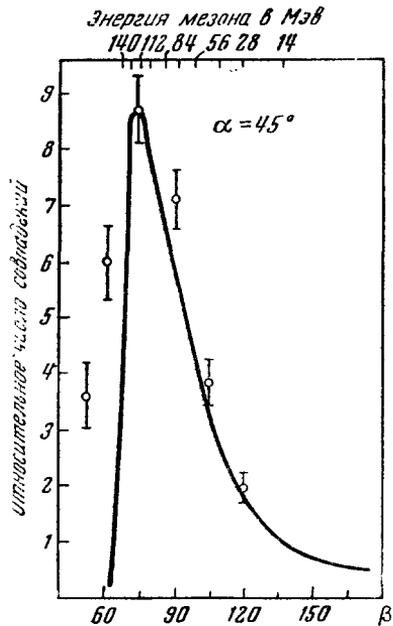


Рис. 2.

тому, о том, что при их образовании существенную роль играет связь мезонов со спинами нуклеонов. Если выбрать такой тип взаимодействия, чтобы получались правильные угловые распределения π^\pm и π^0 -мезонов, то сечения их образования получаются разными, тогда как экспериментально они примерно одинаковы. Для заряженных мезонов Брюкнер нашёл, что только псевдоскалярный вариант мезонной теории даёт удовлетворительное согласие с экспериментом¹². Если принять, что π^0 -мезоны также являются псевдоскалярными (для чего имеются некоторые основания), то получается, что отношение сечений образования для π^0 - и π^\pm -мезонов фотонами будет $\div \left(\frac{\mu_\pi}{M}\right)^2$, где μ_π — масса мезона, а M — масса нуклона¹².

Если принять, далее, что испускание π^0 -мезонов происходит путём взаимодействия магнитного поля фотона H с магнитным моментом нуклона μ , то матричный элемент перехода из начального состояния A в конечное состояние B с образованием нейтрального мезона будет:

$$(B | H | A) \div \mu N \cdot M_{AB},$$

где M_{AB} — матричный элемент, который отличается от матричного элемента для π^\pm -мезона лишь множителем порядка $\left(\frac{\mu_\pi}{M}\right)^2$ (при том же типе взаимодействия, происходящего благодаря эффекту запаздывания). Этот член мал для π^0 -мезонов ввиду того, что при испускании π^0 -мезона магнитный момент соответственного нуклона остаётся в основном неизменным.

Поэтому по теории $\frac{\sigma_{\pi^0}}{\sigma_{\pi^\pm}} \div \left(\frac{\mu_\pi}{M}\right)^2$, тогда как эмпирически $\sigma_{\pi^0} \approx \sigma_{\pi^\pm}$.

Однако Брюкнер и Ватсон утверждают, что можно получить согласие с экспериментом, если, положив $g^2/4\pi = 10$, учесть огдачу ядра, которая становится существенной в случае псевдоскалярного варианта¹².

Всё же вопрос о том, является ли нейтральный мезон скалярным или псевдоскалярным, окончательно ещё не решён. Из того факта, что нейтральный мезон распадается на два γ -фотона, можно заключить согласно правилам отбора, что спин нейтрального мезона должен быть равным нулю. На основании правил отбора, установленных ещё при изучении позитрония^{13, 14}, можно установить, какой вариант мезонной теории — скалярный или псевдоскалярный — следует избрать для описания нейтральных мезонов.

Так, если γ -кванты распада π^0 -мезона окажутся поляризованными параллельно, то π^0 -мезоны скалярные; если перпендикулярно, — псевдоскалярные¹⁵; остальные же варианты исключаются правилами отбора. На основе таких соображений Янгом была предложена конкретная схема проведения эксперимента для установления того, как поляризуются фотоны распада π^0 -мезона. (Для этого предполагается регистрировать пары, образуемые каждым из двух фотонов распада, причём в случае, если фотоны поляризованы одинаково, то обе пары будут возникать в одной плоскости, если же фотоны поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях, то таков же будет и угол между плоскостью, в которой разлетаются электрон и позитрон первой пары, и плоскостью второй пары.)

Таким образом, в настоящее время можно считать установленным существование нейтрального π^0 -мезона спина нуль, и следовательно, подчиняющегося бозевской статистике, с массой порядка 300 масс электрона (т. е. того же порядка, что и масса π^\pm -мезонов), нестабильного и распадающегося со временем жизни $\tau \leq 10^{-13}$ сек. на два фотона.

Тем самым гипотеза теории ядерных сил о существовании нейтронетто получает новое подтверждение; в частности, оправдывается создание классической мезодинамики.

В ближайшее время следует ожидать уточнения свойств этой новой элементарной частицы, в частности выяснения вопроса о том, являются ли π^0 -мезоны скалярными или псевдоскалярными.

Н. Н. Колесников

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Биргер, В. Н. Векслер, Н. А. Добротин и др., ЖЭТФ 19, 826 (1949); см. также научно-реферативный сборник ИЛ, М., 1950, вып. 2 «Космические лучи».
2. И. Я. Померанчук, И. Шмушкевич, ДАН 64, 499 (1949); Е. Л. Файнберг, ЖЭТФ 19, 1038 (1950).
3. S. B. Batdorf, R. Thomas, Phys. Rev. 59, 621 (1941).
4. W. H. Furry, Phys. Rev. 56, 1184 (1939); M. Goerpert-Mayer, Phys. Rev. 48, 512 (1935).
5. I. R. Oppenheimer, New-York Meeting of Am. Phys. Soc. (1947).
6. Ю. Хохлов, УФН 41, 389 (1950).
7. I. Steinberger, Phys. Rev. 76, 1180 (1949).
8. R. Bjorklung, W. E. Crandall, B. I. Boyer, H. F. York, Phys. Rev. 77, 213 (1950).
9. I. Steinberger, W. Panofsky, I. Steller, Phys. Rev. 78, 802 (1950).
10. I. Steinberger, A. S. Bishop, Phys. Rev. 78, 493 (1950).
11. А. Б. Мигдал, Я. А. Смородинский, УФН 41, 133 (1950).
12. К. А. Вруескнер, К. М. Watson, Phys. Rev. 79, 187 (1950).
13. Д. Д. Иваненко, А. А. Соколов, ДАН 53, 1329 (1947); Вестник МГУ № 6, 3 (1947). А. А. Соколов, А. И. Мухтаров, Вестник МГУ № 8, 63 (1948).
14. Л. Д. Ландау, ДАН 60, 207 (1948).
15. С. N. Yang, Phys. Rev. 77, 242, 722 (1950).
16. А. А. Соколов, Sow. Phys. 12, 472 (1937); S. Hayakawa, Phys. Rev. 75, 1958 (1949).

НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРЕНИЯ*)

Потери мощности, происходящие из-за наличия трения, достигают в автомашине 20%, в самолётном моторе 9%, в турбине $1\frac{1}{2}$ — 2%. Не менее существен износ трущихся частей. Во всяком случае обе эти причины вполне оправдывают внимание, уделяемое изучению механизма трения.

Одной из существенных проблем в этой области является вопрос о поверхности соприкосновения двух твёрдых тел. Наиболее просто этот вопрос решается рассмотрением в микроскоп срезов, перпендикулярных к поверхности соприкосновения. Эффективность этого метода резко нарастает, если срезы производить под малыми углами; нерегулярности в вертикальном направлении можно увеличить, таким

*) F. P. Bowden, Nature 166, 330 (1950).