

свинцовой пластины. В случае ливней из большого числа частиц начало траекторий заключено в небольшом объеме. Таким образом, имеющиеся данные не позволяют выяснить, зарождаются ли эти ливни в одном акте или в последовательности происходящих один за другим актов.

А. В.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. Oppenheimer and E. P. Ney, Phys. Rev. **76**, 1418 (1949).
2. R. R. Rau and G. G. Harris, Phys. Rev. **79**, 915 (1950).

ПРИРОДА НЕЙТРАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ, ИСПУСКАЕМОЙ ПРИ РАСПАДЕ π -МЕЗОНА

Исследования ряда авторов^{1, 2} показывают, что μ -мезоны, образованные при π - μ -распаде, в пределах статистических отклонений имеют вполне определённый пробог, т. е. испускаются со вполне определённой кинетической энергией. Установлено также, что угловое распределение μ -мезонов, образованных при распаде, изотропно в лабораторной системе координат. Эти два обстоятельства в сочетании с законами сохранения показывают, во-первых, что наблюдавшиеся π -мезоны в момент распада движутся с очень малой скоростью. В противном случае величина пробега μ -мезонов сильно изменялась бы в зависимости от направления их испускания по отношению к направлению движения π -мезона.

Во-вторых, они показывают, что π -мезон распадается на две частицы: μ -мезон и некоторую нейтральную частицу, испускаемые во взаимно противоположных направлениях. Если бы при распаде π -мезона возникло несколько нейтральных частиц, то испускаемые μ -мезоны имели бы различные кинетические энергии. Аналогичный вопрос о механизме распада μ -мезона был недавно разрешён опытами Г. Б. Жданова³, который установил, что существует спектр энергий электронов, испускаемых при распаде μ -мезонов. Существование такого спектра свидетельствовало о распаде μ -мезона на электрон и несколько (видимо, два) нейтрино.

Таким образом, было установлено, что π -мезон распадается на μ -мезон и некоторую нейтральную частицу, но природа этой нейтральной частицы до сих пор оставалась неясной. Однако из общих соображений можно сделать некоторые заключения о массе нейтральной частицы. Действительно, применяя законы сохранения, можно показать, что отношение (P) массы покоя (n_0) нейтральной частицы к массе покоя μ -мезона дается соотношением

$$P = \frac{n_0}{m_\mu} = \sqrt{Q^2 - 2QB_\mu + 1},$$

где $Q = \frac{m_\pi}{m_\mu}$, а $B_\mu = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ для μ -мезона в момент его образования.

Отсюда видно, что для точного определения массы нейтральной частицы необходимо знать очень точно массы покоя π - и μ -мезонов и энергию, с которой испускается μ -мезон. Большинство измерений даёт следующие значения масс:

$$m_\pi = 276 \pm 6 m_e, \quad m_\mu = 210 \pm 4 m_e, \quad \text{т. е. } Q = 1,315.$$

Средний пробег μ -мезонов, образованных при распаде остановившихся π -мезонов в эмульсии Иلفорд-G5, оказался равным $595 \pm 10 \mu$, что соответствует кинетической энергии мезона $4,1 \text{ Мэв}$ и $V_{\mu} = 1,038$.

Эти значения приводят к пренебрежимо малой массе покоя нейтральной частицы. Точность экспериментальных данных, использованных для расчёта, не позволяет в настоящее время надёжно определить массу покоя нейтральной частицы, однако она даёт возможность с уверенностью заключить, что масса покоя нейтральной частицы не превышает несколько электронных масс.

Если считать массу покоя нейтральной частицы пренебрежимо малой, то эта частица должна обладать энергией $30,1 \text{ Мэв}$ для того, чтобы удовлетворить законам сохранения. Такой частицей могут быть нейтрино (известное из β -распада), лёгкая нейтральная частица, отличная от нейтрино, или, наконец, фотон.

Автор реферируемой работы⁴ сделал попытку обнаружить образование фотонов в актах π - μ -распада. Так как для фотонов с энергией 30 Мэв эффективное сечение образования пар в семь раз больше, чем сечение Комптон-эффекта, то поглощение таких фотонов в эмульсии должно происходить главным образом за счёт образования электронных пар. Поэтому, если нейтральная частица, испускаемая при распаде, является фотоном, то с некоторой вероятностью на продолжении следа μ -мезона можно обнаружить пару.

На электронно-чувствительных пластинках типа Иلفорд-G5 с толщиной эмульсии 400μ было обнаружено около 400 случаев π -распада. Напряжение вылета нейтральной частицы определялось по средней линии зёрен на первых 25μ следа μ -мезона. Однако из-за многократного рассеяния μ -мезона касательная к следу в точке его возникновения, определяющая истинное направление вылета нейтральной частицы, обычно несколько не совпадает со средней линией зёрен в начале следа μ -мезона. Чтобы учесть это обстоятельство, автор исследовал не только направление средней линии следа μ -мезона, но и область эмульсии, лежащую внутри сектора с углом 2° по каждую сторону от средней линии.

Из 400 обнаруженных случаев π - μ -распада пригодными для обработки оказались только 253. Полная просмотренная площадь секторов, выделенных описанным образом, была $1,32 \text{ см}^2$, а соответствующий ей полный пробег нейтральных частиц в эмульсии равен 38 см . Всего на этой площади было зарегистрировано 35 электронных пар. Это соответствует плотности пар 26 пар/см^2 . Такая же плотность пар наблюдалась на любой другой произвольно выбранной области пластинки. Считая, что, средний пробег в эмульсии фотонов с энергией 30 Мэв составляет 66 см автор надеялся обнаружить $5,77$ электронных пар, связанных со случаями π - μ -распада. Пара может считаться связанной со случаем распада, если:

1) Точка возникновения пары находится внутри телесного угла, соответствующего неопределённости проведения касательной к направлению испускания μ -мезона.

2) Направление электронов пары близко к направлению касательной к следу μ -мезона.

3) Энергия пары с точностью до экспериментальных ошибок равна 30 Мэв .

Из 36 обнаруженных пар 35 не удовлетворяют условиям (1) и (2), а одна пара не удовлетворяет условию (3). Таким образом, вместо 5—6 пар, удовлетворяющих всем трём условиям, не было обнаружено ни одной. Вероятность того, что нейтральные частицы, являясь фотонами, не образуют ни одной пары на пробеге 38 см (при среднем числе пар $5,77$), равна $e^{-5,77} = 4 \cdot 10^{-3}$.

Отбрасывая это предположение в силу его малой вероятности, автор реферируемой статьи заключает, что нейтральная частица, испускаемая при распаде π -мезона, не является фотоном.

К такому же выводу можно придти, применяя закон сохранения спина к π - μ -распаду. Полагая, что π -мезон имеет нулевой или целый спин⁵, в то время как μ -мезон — полуцелый⁶, можно заключить, что нейтральная частица, испускаемая при π - μ -распаде, так же как и «нейтрино», образуемые при распаде μ -мезона, является частицей со статистикой Ферми.

В настоящее время ещё нет достаточных оснований для отождествления нейтральной частицы, возникающей при π - μ -распаде, с нейтрино, постулированным Ферми и Паули для объяснения наблюдавшихся особенностей β -распада.

А. Г.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Lattes, Occhialini, Powell, Nature **160**, 453 (1947).
2. Fowler, Phil. Mag. **41**, 169 (1950).
3. Г. Б. Жданов, ДАН **65**, 287 (1949).
4. O'Cellaigh, Phil. Mag. **41**, 838 (1950).
5. Serber, Phys. Rev. **75**, 1495 (1949).
6. Christy, Kusaka, Phys. Rev. **59**, 414 (1941).

УПРАВЛЕНИЕ КАМЕРОЙ ВИЛЬСОНА С ПОМОЩЬЮ ВНУТРЕННЕГО СЧЁТЧИКА

Использование неуправляемых камер Вильсона для исследования ядерных расщеплений — «звёзд» — ограничено чрезвычайно малой вероятностью регистрации «звёзд» в газе или стенках камеры. Это связано с тем, что число ядерных расщеплений внутри камеры составляет всего лишь несколько в час, а эффективное время камеры порядка 0,01 сек. Действительно, Хазен¹ на 9000 снимках, полученных с неуправляемой камерой Вильсона, зарегистрировал всего лишь 58 ядерных расщеплений, из которых только два были образованы в газе камеры. Следовательно, необходимо использовать управляемую камеру Вильсона, срабатывающую только тогда, когда внутри её объёма произойдёт ядерное расщепление. Обычный способ управления камерой с помощью счётчиков Гейгера или пропорциональных счётчиков, расположенных определённым образом вне её, в данном случае не может быть использован. Ядерное расщепление может быть зарегистрировано внешним счётчиком лишь в том случае, если оно произошло вне камеры Вильсона, так как пробеги частиц, образующихся в результате расщепления, обычно невелики. Ясно, что такое расщепление не будет представлять интереса, так как на снимке камеры в лучшем случае будет виден след быстрой частицы, возникшей при этом расщеплении, а не сама «звезда». Делались попытки² располагать внутри камеры Вильсона ионизационную камеру или счётчик с достаточно тонкими стенками. Однако это также не дало удовлетворительных результатов.

Авторы реферируемой работы³ предложили оригинальный способ управления камерой Вильсона пропорциональным счётчиком, располо-