

## ЗАХВАТ $\mu$ -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ И СТРОЕНИЕ ВНУТРИЯДЕРНЫХ НУКЛЕОННЫХ ОБОЛОЧЕК

В ряде опытов, выполненных в 1947—1948 гг. 1, было подробно исследовано поведение медленных  $\mu$ -мезонов космического излучения, попадающих в поглотители с различным атомным номером и тормозящихся в них. Эти опыты, в принципе, заключались в следующем: выделенный с помощью магнитного поля пучок положительно или отрицательно заряженных  $\mu$ -мезонов попадал в поглотитель  $\Pi$  (рис. 1), пройдя предварительно через счётчики  $M$ . Нижний ряд счётчиков  $P$  регистрировал электроны, возникающие в поглотителе  $\Pi$  при распаде  $\mu$ -мезонов. Измеряя, для большого числа случаев, интервалы времени между попаданием в поглотитель  $\mu$ -мезона (срабатывание счётчика  $M$ ) и вылетом из него распадной частицы (срабатывание счётчика  $P$ ), можно было определить среднее время жизни  $\tau_+$ - или  $\tau_-$ -мезонов в поглотителях с различным  $Z$ . Такие опыты показали, что среднее время жизни  $\tau_+$  положительно заряженных  $\mu^+$ -мезонов не зависит от атомного номера поглотителя и равно  $\tau_+ = 2,2$  мксек.

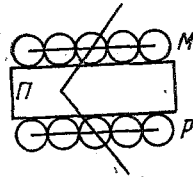


Рис. 1.

Этот результат был совершенно понятен, так как медленные  $\mu^+$ -мезоны, отталкивающиеся кулоновским полем ядер, не могут подойти к ним на расстоянии, где начинают действовать ядерные силы, и диффундируют в веществе, пока не распадутся. Отсюда следует, что среднее время жизни  $\tau_+ = 2,2 \text{ мксек}$  равно среднему времени жизни положительно или отрицательно заряженных мезонов в пустоте, где на них не действуют ядерные силы. Для отрицательно заряженных  $\mu^-$ -мезонов был получен неожиданный результат: измерения среднего времени жизни этих частиц показали, что  $\tau_-$  сравнимо с  $\tau_+$  хотя и меньше его, и быстро уменьшается с увеличением  $Z$ . Прежде чем объяснить неожиданность этого результата, заметим, что  $\mu^-$ -мезон, затормозившийся в поглотителе, может исчезнуть по двум причинам: 1) он может распасться и 2) он может быть захвачен ядром. Вероятность распада равна  $1/\tau_+$ ; вероятность захвата обозначим через  $\Lambda$ . Тогда полная вероятность исчезновения  $\mu^-$ -мезона в поглотителе будет равна:

$$\frac{1}{\tau_-} = \Lambda + \frac{1}{\tau_+}, \quad (1)$$

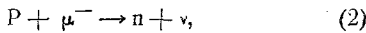
где  $\tau_-$  — среднее время жизни отрицательно заряженного мезона, измеряемое в опытах, подобных изображенному на рис. 1. Если бы  $\mu$ -мезоны сильно взаимодействовали с ядрами, то вероятность захвата  $\Lambda$ , в согласии с любым вариантом мезонной теории, должна была бы быть неизмеримо

большой по сравнению с  $\frac{\Lambda}{\tau_+}$ , и при поглощении  $\mu^-$ -мезонов электроны

распада вообще не возникали бы: все  $\mu^-$ -мезоны в течение чрезвычайно короткого времени ( $< 10^{-20}$  сек.) поглощались бы ядром, и такое время жизни, разумеется, вообще не могло бы быть измерено в опыте, изображенном на рис. 1. Из того факта, что  $\tau_-$ , измеренное для веществ с  $Z \leq 16$ , оказалось сравнимым с  $\tau_+$ , следовал неожиданный для 1947—1948 гг. вывод о том, что вероятность захвата  $\mu^-$ -мезонов ядрами мала и сравнима с вероятностью распада  $1/\tau_+$ . Это означало, что медленные  $\mu$ -мезоны очень слабо взаимодействуют с ядрами. Как известно, этот вывод был подтвержден открытием  $\pi$ -мезонов. Оказалось, что именно эти частицы сильно взаимодействуют с ядрами, а  $\mu$ -мезоны являются вторичными по отношению к  $\pi$ -мезонам и возникают при их распаде.

Измерения, произведенные в течение 1947—1948 гг. для веществ с малым  $Z$  ( $4 \leq Z \leq 16$ ) показали, что при  $Z \sim 10$  вероятность захвата  $\mu^-$ -мезона приблизительно равна вероятности его распада. Поэтому (см. формулу (1)) среднее время жизни отрицательно заряженного мезона, поглощенного в веществе с  $Z \sim 10$ , равно не  $2,2 \text{ мксек}$ , а близко к  $1 \text{ мксек}$ . При увеличении  $Z$  вероятность захвата  $\Lambda$  быстро возрастает пропорционально четвертой степени  $Z$ . Такая зависимость  $\Lambda$  от  $Z$ , подтвержденная также и теоретическими расчетами<sup>2</sup>, легко может быть качественно понята из следующих соображений.  $\mu^-$ -мезон до захвата ядром обычно находится около ядра на своей  $K$ -орбите. Поэтому вероятность захвата обратно пропорциональна объему, ограниченному  $K$ -орбитой. Это даёт пропорциональность  $Z^3$ , так как радиус орбиты пропорционален  $1/Z$ , а объём —  $1/Z^3$ . Кроме того, вероятность захвата пропорциональна числу протонов в ядре  $Z$ , которые могут захватить  $\mu^-$ -мезон, находящийся на  $K$ -орбите, и таким образом получается, что  $\Lambda \sim Z^4$ . Столь резкая зависимость  $\Lambda$  от  $Z$  приводит к тому, что у  $\mu^-$ -мезонов, за-

тормозившихся в сере ( $Z = 16$ ), среднее время жизни оказывается равным приблизительно  $0,5 \text{ мк сек}$ , т. е. близко к тому пределу, который вообще может быть измерен с помощью счётчиков Гейгера. При дальнейшем увеличении  $Z$  среднее время жизни  $\tau_{-}$  становится настолько малым, что для его измерения необходимы счётчики, позволяющие осуществлять измерения в миллимикросекундной области времён. Как известно, таким требованиям удовлетворяют сцинтилляционные счётчики из некоторых органических веществ, обладающие весьма малым временем высвечивания порядка  $10^{-8} - 10^{-9}$  сек. Реферируемая работа <sup>3</sup> и посвящена измерению вероятности захвата медленных  $\mu^{-}$ -мезонов в веществах с большим  $Z$ , произведённому с помощью сцинтилляционных счётчиков. Применение таких счётчиков для исследования космического излучения ещё недавно было ограничено невозможностью получить прозрачные кристаллы сцинтиллирующих веществ с достаточно большой поверхностью и объёмом, необходимыми для исследования редких явлений космического излучения. Для рассматриваемых опытов были использованы жидкие сцинтилляционные счётчики (раствор терфенила в толуене  $3,5 \text{ г на литр}$ ), обладающие большой прозрачностью для своего излучения флуоресценции. Поверхность и объём таких счётчиков могут быть сделаны поэтому достаточно большими, а так как время высвечивания этих счётчиков близко к  $3 \cdot 10^{-9}$  сек., то с их помощью оказывается вполне возможным измерять средние времена жизни порядка десятков миллимикросекунд. Прежде чем рассмотреть схему производившихся опытов, напомним, что  $\mu^{-}$ -мезон, поглотившийся в веществе, может быть обнаружен по двум признакам: по возникновению электрона распада и по нейтронам, возникающим при его захвате ядром. Так как  $\mu^{-}$ -мезоны слабо взаимодействуют с ядрами, их проникновение в ядро не приводит, как известно, к образованию заметных звёзд, характерных для поглощения ядром  $\pi^{-}$ -мезона. Большая часть энергии возбуждения ( $100 \text{ Мэв}$ ), вносимой в ядро  $\mu^{-}$ -мезоном, уносится нейтрино, а на долю ядра при этом остаётся небольшая часть энергии, около  $15 \text{ Мэв}$ , которая в случае тяжёлых ядер с большим кулоновским барьером недостаточна для испускания из ядра протона. Поэтому захват отрицательно заряженного  $\mu^{-}$ -мезона ядром приводит в большинстве случаев к вылету нейтрона. Сам процесс взаимодействия между  $\mu^{-}$ -мезоном, попавшим в ядро, и внутриядерным протоном описывается схемой



где  $\nu$  — нейтрино, а  $p$  — нейтрон.

Из сказанного следует, что захват  $\mu$ -мезона ядром может быть обнаружен по вылету из ядра нейтрона. Именно этот способ детектирования поглощения  $\mu^{-}$ -мезонов был использован в реферируемой работе. Его преимущества перед методом регистрации электронов распада очевидны: при больших  $Z$ , когда вероятность захвата  $\Lambda$  значительно больше вероятности распада  $1/\tau_{+}$ , большая часть  $\mu^{-}$ -мезонов захватывается, а не распадается и поэтому измерение  $\Lambda$  может быть произведено со значительно большей статистической точностью по нейтронам, возникающим при захвате, чем по электронам распада. Схема произведённых опытов приведена на рис. 2. Здесь  $T$  — поглотитель, служивший для торможения медленных  $\mu$ -мезонов,  $S_1$  и  $S_2$  — сцинтилляционные счётчики. Счётчик  $S_1$  имел размеры  $30 \times 30 \times 2,5 \text{ см}^3$ , счётчик  $S_2$  —  $30 \times 7,5 \times 7,5 \text{ см}^3$ . Счётчик

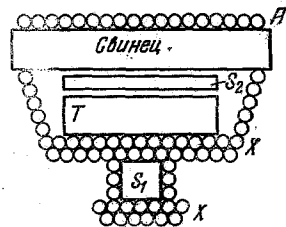


Рис. 2.

$S_1$  регистрировал попадание в поглотитель медленного мезона. Для регистрации вышедших из поглотителя  $T$  нейтронов захвата служил второй сцинтилляционный счётчик  $S_2$ . Радиотехническая схема, соединённая с этой системой счётчиков, состояла из двух частей. Первая часть схемы выделяла с достаточно большим разрешающим временем совпадения, вызывавшиеся исследуемым явлением: такими совпадениями служили совпадения разрядов в гейгеровских счётчиках  $A$  и обоих сцинтилляционных счётчиков  $S_1 S_2$ , не сопровождавшиеся разрядом в счётчиках антисовпадений (ряд  $X$ ). Очевидно, что такие случаи соответствовали попаданию в поглотитель медленного мезона и вылету из него неионизирующей частицы, не вызвавшей срабатывания счётчиков антисовпадений  $X$ . Вторая часть схемы была предназначена для измерения интервалов времени между срабатыванием счётчиков  $S_1$  и  $S_2$  в случаях, выделенных первой частью схемы. Измерения интервала времени производились с помощью схемы, известной под названием «хронотрона». Измерения в этой схеме принцип измерения времени между появлением двух импульсов заключается в том, что импульсы от счётчиков  $S_1$  и  $S_2$  поступают на начало и конец задерживающей линии, которой обычно служит высокочастотный кабель. Если

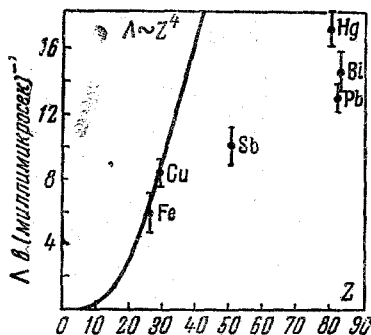


Рис. 3.

импульсы от  $S_1$  и  $S_2$  возникли одновременно, они встретятся посередине кабеля. В остальных случаях сложение импульсов произойдет в точке кабеля, расположенной ближе к тому концу, куда был введен запоздавший импульс. Размещая вдоль кабеля достаточное число нелинейных приёмников импульсов, чувствующих сложенные импульсы  $S_1 + S_2$  и нечувствительных к одиночным импульсам  $S_1$  или  $S_2$ , можно осуществить измерение времени  $\tau_{\text{с}}$  с точностью, определяемой отношением времени прохождения импульса по кабелю к числу размещённых вдоль кабеля приёмников импульсов. Не вдаваясь в детали этого метода, заслуживающего специального рассмотрения, приведём окончательные результаты измерений. Авторами были получены кривые распада и измерено время жизни  $\tau_{\text{с}}$  мезонов в шести элементах: Fe, Cu, Sb, Hg, Pb и Bi. Соответствующие значения  $\tau_{\text{с}}$  равны  $163 \pm 27$ ;  $116 \pm 9$ ;  $99 \pm 11$ ;  $58 \pm 4$ ;  $76 \pm 4$  и  $68 \pm 5$  миллимикросекунд. Зная величину  $\tau_{\text{с}}$ , можно по (1) вычислить вероятность захвата  $\Lambda$ . Соответствующие значения  $\Lambda$  приведены на рис. 3, по оси абсцисс которого отложен заряд ядра элемента  $Z$ , а по оси ординат — вероятность захвата  $\Lambda$ . Кривая соответствует теоретической зависимости  $\Lambda = Z^4$ . Мы видим, что в случае веществ с небольшим  $Z$  (Fe, Cu) величина  $\Lambda$  находится в согласии с предсказаниями теории. Заметим, что значения  $\Lambda$  для элементов с  $Z \leq 16$ , измеренные в работах<sup>2</sup>, также хорошо ложатся на эту кривую. В случае элементов с большим  $Z$  наблюдается резкое расхождение с законом  $\Lambda \sim Z^4$ . В объяснении этого расхождения и заключается основной интерес рассматриваемой работы. В основе вычислений<sup>2</sup>, которые привели к закону  $\Lambda \sim Z^4$ , лежат простейшие гипотезы о строении ядра: предполагалось, что нуклоны в ядре образуют фермиевский газ, и что число протонов в ядре равно числу нейтронов. Это приближение оказалось достаточным для лёгких ядер. Наблюдаемое при больших  $Z$  отступление от закона  $\Lambda \sim Z^4$  объясняется тем, что при выводе этого закона не учтён сложный характер ядра, нуклоны которого образуют

как известно, замкнутые оболочки. Вычисления, учитывающие избыток нейтронов в тяжёлых ядрах, и влияние наличия замкнутых нуклеонных оболочек на поглощение  $\mu^-$ -мезонов произведено в работе<sup>4</sup>. Эти расчёты показали, что вероятность захвата в случае тяжёлых ядер действительно должна быть значительно меньше, чем это следует из закона  $\Lambda \sim Z^4$ . Рассматривая рис. 3, мы видим, что  $\Lambda$  для ртути ( $Z = 80$ ) значительно больше, чем для свинца ( $Z = 82$ ). Этот результат, полученный с большой статистической точностью, кажется непонятным, но он находит полное объяснение с точки зрения теории нуклеонных оболочек. Действительно, оболочки в Hg имеют менее законченное строение, чем оболочки в Pb, и большее значение  $\Lambda$  для Hg отражает тот факт, что в ядре Hg имеются дополнительные, по сравнению со свинцом, конечные состояния для нейтрона, возникающего в результате реакции (2). Таким образом, из рассмотренных работ следует, что исследование вероятностей поглощения медленных  $\mu^-$ -мезонов различными ядрами является новым способом анализа строения внутриядерных нуклеонных оболочек. Интересно отметить, что  $\mu^-$ -мезоны, именно в силу своего слабого взаимодействия с ядром, являются достаточно «деликатным» агентом, который позволяет, может быть, получить новые данные о внутриядерных оболочках.

А. В.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Conversi, Pancini, Piccioni, Phys. Rev., 71, 209 (1947); Ticho, Phys. Rev., 74, 1337 (1948).
2. Wheeler, Rev. Mod. Phys., 21, 133 (1949).
3. Keuffel, Harrison и др., Phys. Rev., 87, 942 (1952).
4. Kennedy, Phys. Rev., 87, 953 (1952).

### О ПРИСУТСТВИИ ЯДЕР ЛИТИЯ, БЕРИЛЛИЯ И БОРА В ПЕРВИЧНОМ КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Первые подъёмы чувствительных фотопластинок на высоты 25—30 км, произведённые в 1947—1948 гг.<sup>1</sup>, показали, что кроме протонов, составляющих основную долю первичного космического излучения (п. к. и.), в нём содержатся ядра более тяжёлых элементов, начиная от гелия, до элементов с  $Z = 27 - 28$  (никель, железо). Авторы первых работ утверждали, что относительная распространённость ядер Li, Be и B в п. к. и. весьма невелика. Так например, по данным<sup>2</sup> на геомагнитной широте  $\lambda = 30^\circ N$  и на глубине атмосферы, соответствующей давлению  $20 \text{ гсм}^{-2}$ , поток ядер Be, Li и B составляет только около 20% от потока ядер C, N, O. Этот факт связывался авторами с хорошо известной из астрофизических данных малой распространённостью Be, Li и B в веществе звёзд. Очевидно, что этот вопрос имеет большое значение для проблемы происхождения п. к. и. и превращений, испытываемых им до того, как оно попадает в земную атмосферу. Допустим, например, что вследствие малой распространённости ядер Be, Li и B они не участвуют в создании п. к. и., происходящем где-то во вселенной в неизвестных нам ускорительных процессах. В этом случае эти ядра всё же могут появиться в составе п. к. и., наблюдаемого в опытах на границе земной атмосферы.