

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ МАССЫ МЮОННОГО НЕЙТРИНО В РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ π -МЕЗОНОВ

Д. М. Бардин, Г. В. Мицельмахер, Н. М. Шумейко

До настоящего времени экспериментальные пределы на массу мюонного нейтрино m_ν получались из анализа распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$. Лучшее ограничение $m_\nu < 1,6 \text{ Мэв}$ [1] найдено при измерении импульса мюонов в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Дальнейшее уменьшение предела на m_ν в распаде покоящегося π -мезона требует не только улучшения точности измерения импульса мюона, но и более точного определения массы π -мезона. Существующая погрешность в определении m_π , равная $0,013 \text{ Мэв}$ ¹⁾, не позволяет измерить m_ν , если она меньше, чем 1 Мэв . В распаде $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$ из-за большого энерговыделения события с $\bar{\nu}_\mu$ небольшой энергии маловероятны, поэтому масса нейтрино сказывается на энергетическом спектре позитронов лишь в очень узкой области [3], и для улучшения предела на m_ν требуется измерять этот спектр с недостижимой в настоящее время точностью.

В связи с созданием мезонных фабрик в ближайшем будущем для уменьшения предела на m_ν можно будет использовать редкие распады $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu e^+ e^-$. Предложение об исследовании с этой целью распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ впервые высказал Гольдхабер [4]. Он предложил определять m_ν по положению конечной точки спектра γ -квантов, что не требует каких-либо теоретических предположений о характере взаимодействия. Желательно, однако, знать и форму спектра вблизи конечной точки. Известно [5-6], что основной вклад в полную вероятность этого распада дает внутреннее тормозное излучение (IB). Однако в дифференциальной вероятности может сказаться и структурное излучение (SD).

¹⁾ Масса π^- -мезона известна из экспериментов по исследованию рентгеновского излучения в π -мезоатомах [2].

В работе [4] дана оценка вклада IB в энергетический спектр γ -квантов и отмечено, что его интерференция с SD может существенно изменить форму спектра вблизи конечной точки и тем самым повлиять на интерпретацию результатов. В работе [4] рассмотрен также случай, когда, помимо регистрации γ -квантов (эксперимент 1), с высокой точностью измеряется импульс мюонов (эксперимент 2).

В нашей статье подробно исследуются спектры по энергии γ -квантов K_0 в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ для экспериментов 1 и 2. В расчетах мы учитывали вклад SD, принимая для параметра γ (отношение аксиального формфактора к векторному см. [5]) значения, полученные в эксперименте по распаду $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ [7]. Оказалось, что для любого из двух значений γ вклад SD на два порядка меньше вклада IB во всей области спектра по k_0 для обоих рассматриваемых экспериментов. Мы предполагали, что для нейтрино с $m_\nu \neq 0$ сохраняется V - A форма взаимодействия. В таком случае спектр γ -квантов определяется [8] произведением спектра для $m_\nu = 0$, на отношение фазового объема с массой $m_\nu \neq 0$ к фазовому объему с $m_\nu = 0$. В принципе это можно проверить, измеряя спектр в области, далекой от конечной точки, где влияние m_ν ничтожно мало. Радиационные поправки также могут исказить форму спектра. Однако можно ожидать, что в обоих экспериментах ими можно пренебречь, так как кинетическая энергия мюона, образующегося в распаде покоящегося π -мезона, мала ($\lesssim 4$ Мэв).

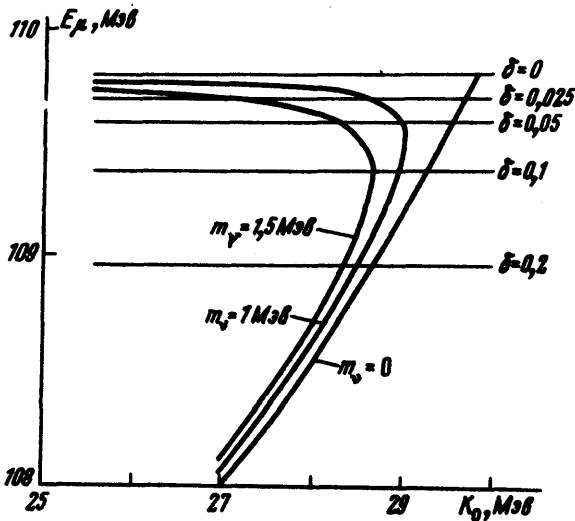


Рис. 1

Для эксперимента 1 мы вычислили энергетический спектр γ -квантов

$$R = \frac{E_{\max}(k_0, m_\nu)}{E_{\min}(k_0, m_\nu)} \frac{10^8}{W_\pi} \frac{d^2 W_{IB}}{d(k_0/m_\pi) dE_\mu} dE_\mu, \quad (1)$$

где E_μ - энергия мюона, W_π - вероятность распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $E_{\min}(k_0, m_\nu)$ и $E_{\max}(k_0, m_\nu)$ - кинематические пределы интегрирования по энергии мюона. На рис. 1 приведены графики $E_{\min}(k_0, m_\nu)$ и $E_{\max}(k_0, m_\nu)$ для различных значений m_ν . Если помимо регистрации γ -квантов, измерять энергию мю-

онов и оставлять события с кинетической энергией $T > \bar{T} = T_{max}^0 (1 - \delta)$, где T_{max}^0 — максимальная кинетическая энергия мюона при $m_\nu = 0$, а δ — точность ее измерения, то в качестве нижнего предела в формуле (1) должно быть использовано выражение

$$E_{min} = \max \{ \bar{E}, E_{min}(k_0, m_\nu) \}, \quad (2)$$

где $\bar{E} = \bar{T} + m_\mu$.

Горизонтальные линии на рис. 1 представляют собой \bar{E} для различных значений δ ($\delta = 0,025; 0,05; 0,1$). При максимальной энергии фотона

$$k_0^{max} = \frac{1}{2m_\pi} [m_\pi^2 - (m_\mu + m_\nu)^2] \quad (3)$$

энергия мюона равна

$$E_\mu = m_\mu \frac{m_\pi^2 + (m_\mu + m_\nu)^2}{2m_\pi(m_\mu + m_\nu)}, \quad (4)$$

при этом мюон и нейтрино имеют одинаковую скорость v . Из рис. 1 видно, что если $\bar{E} < E_\mu$, то существует область вблизи k_0^{max} , где $E_{min} = E_{min}(k_0, m_\nu)$ и таким образом спектры для экспериментов 1 и 2 совпадают. По мере удаления от k_0^{max} , E_{min} становится равным \bar{E} , и спектр γ -квантов для эксперимента 2 становится отличным от спектра для эксперимента 1. На рис. 2 приведены спектры для эксперимента 2 при $\delta = 0,1$ и $m_\nu = 1,5; 1; 0,5$ и 0 Мэв. Пунктиром обозначены спектры для эксперимента 1. Из рис. 2 видно, что в случае эксперимента 2 у

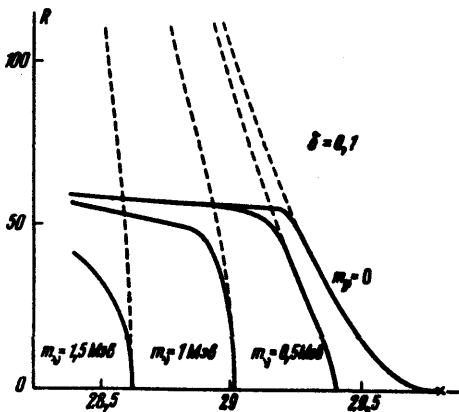


Рис. 2

спектров появилось плато, резко обрывающееся вблизи k_0^{max} . Ясно, что при такой форме спектров влияние неточности в определении энергии k_0 менее существенно. При этом, однако, интегральная вероятность в интересующей нас области несколько уменьшится.

Если порог регистрации мюона $\bar{E} > E_{\mu}$, то конечная точка в спектре γ -квантов смещается на величину

$$\Delta(\bar{E}, m_{\nu}) = k_0^{max} - \frac{1}{2} \frac{m_{\pi}^2 + m_{\mu}^2 - m_{\nu}^2 - 2m_{\pi}\bar{E}}{m_{\pi} - \bar{E} - \sqrt{\bar{E}^2 - m_{\mu}^2}}. \quad (5)$$

Это смещение тем больше, чем больше m_{ν} и чем больше \bar{E} . В принципе, это позволяет использовать приборы с худшим разрешением по k_0 . Однако уровень, на котором необходимо измерять вероятность процесса в таком случае, чрезвычайно мал. На рис. 3 приведены спектры γ -квантов при $\delta = 0,025$ и $m_{\nu} = 1,5; 1; 0,5$ и 0 Мэв. Символом x помечены несмещенные положения конечных точек.

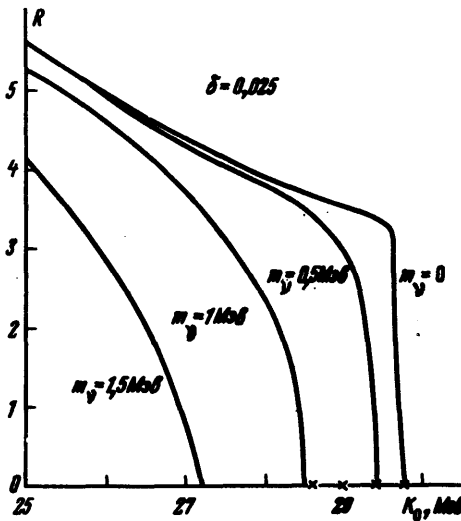


Рис. 3

В работе [4] предлагается измерять импульс мюона в эксперименте 2 с точностью $0,1$ Мэв/с, что соответствует точности измерения кинетической энергии $\sim 0,7\%$. Для этого случая приведена оценка интегральной вероятности в интервале 3 Мэв от конечной точки спектра по k_0 , составляющая $\sim 5 \cdot 10^{-8} W_{\pi}$.

Наши расчеты показывают, однако, что уже при $\delta = 0,025$ интегральная вероятность в этом интервале $\sim 10^{-9} W_{\pi}$.

Мы рассмотрели также процесс $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} e^+ e^-$, который в принципе может быть использован для определения массы мюонного нейтрино. С аналогичной целью этот распад обсуждался в работе [9], где был вычислен вклад IB в спектр по суммарной энергии $e^+ e^-$ -пары.

Мы брали матричный элемент процесса в том же виде, что и в работе [10]. Оказалось, что вклад SD пренебрежимо мал. Сравнение интегральной вероятности на хвостах спектров по k_0 в распадах $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} \gamma$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} e^+ e^-$ показало, что процесс $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} \gamma$ более удобен для определения массы m_{ν} , даже если для прецизионного измерения энергии γ -квантов использовать тонкие конверторы с эффективностью регистрации $\sim 10^{-2}$. По этой причине мы не приводим спектры для распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} e^+ e^-$, хотя наши результаты отличаются от соответствующих результатов работы [9].

Вычисленное нами значение полной вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu e^+ e^-$ приведено в работе [10].

В заключение выражаем благодарность С.М.Биленькому и С.М.Коренченко за обсуждение результатов.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
1 марта 1971 г.

Литература

- [1] P.S.L.Booth, R.G.Johnson, E.G.H.Williams, J.R.Wormald. Phys. Lett., 26B, 39, 1967.
- [2] R.E.Shafer. Phys. Rev., 163, 1451, 1967.
- [3] G.R.Allcoch. Proc. Phys. Soc., 85, 875, 1965.
- [4] A.S.Goldhaber. Phys. Rev., 130, 760, 1963.
- [5] S.G.Brown, S.A.Bludman. Phys. Rev., 136, B1160, 1964.
- [6] M.G.Smoes. Nucl. Phys., B20, 237, 1970.
- [7] P.Depommier, J.Heintze, C.Rubbia, V.Soergel. Phys. Lett., 7, 285, 1963.
- [8] P.Denney, H.Primakoff. Phys. Lett., 6, 67, 1963.
- [9] С.А.Никин, Ю.Н.Харкац. ЯФ, 1, 291, 1965.
- [10] Д.Ю.Бардин, С.М.Биленький, Г.В.Мицельмахер, Н.М.Шумейко.
Препринт ОИЯИ, P2-5520, Дубна, 1970.