

3
С-51
695

7.5



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Я.А. Смородинский, Ху Ши-кэ

Д-695

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ
В РАСПАДАХ π -МЕЗОНОВ

ЖЭТФ, 1961, т 41, в 2, с 612-615.

Я.А. Смородинский, Ху Ши-кэ

Д-695

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ
В РАСПАДАХ π -МЕЗОНОВ

1039/9
48.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

В работе вычисляются радиационные поправки к распадам пиона. Спектры реальных фотонов, излучаемых вместе с μ -мезоном и с электроном отличаются по форме. Поэтому отношение вероятностей распада, при одной и той же границе обрезания фотонного спектра в обоих каналах, существенно зависит от границы. В то же время, в полную вероятность распада /распад с любым фотоном/ радиационные эффекты вносят вклад 3,93%. Эта поправка в основном определяется отношением вероятностей излучения фотонов электроном и μ -мезоном. В работе получена формула для спектров лептонов и фотонов в π -распадах.

Радиационные поправки в слабых взаимодействиях были предметом целого ряда работ ^{/1-9/}. В этих работах было обнаружено, что поправки разным образом проявляются в различных процессах. В β -распаде, в котором в конечном состоянии возникают две заряженные частицы одинаковой спиральности, их взаимодействие /вместе с влиянием собственных масс/, приводит к интегралам, расходящимся на верхней границе. В процессе μ -распада, в котором заряженные частицы имеют также одинаковую спиральность, но одна из них исчезает в начальном, а другая появляется в конечном состоянии, аналогичные интегралы сокращаются ^{x/} и поправки могут быть вычислены. В отличие от первого случая, где расходимость связана, по-видимому, с общими трудностями четырехфермионного взаимодействия, во втором случае мы должны ожидать, что главная часть эффекта связана с реальным излучением фотонов сравнительно малых энергий и величина поправки должна определяться в основном просто вероятностью такого распада. При этом, естественно, что излучение кванта будет сравнительно сильно влиять на угловое и энергетическое распределения продуктов реакции и слабее - на величину полной вероятности. Так, в случае $\mu \rightarrow e$ распада параметр Мишеля, определяющий спектр электронов, изменяется при учете радиационных поправок на 5%, тогда как время жизни μ -мезона изменяется лишь на 0,5%. Аналогичную роль должны играть радиационные поправки к отношению двух возможных типов распада π -мезона.

Исследования последних лет распада π -мезона показали ^{/10,11/}, что экспериментальное значение отношения e -распада и μ -распада π -мезона лежит вблизи значения, предсказываемого теорией Фейнмана-Гелл-Манна. Именно, без учета радиационных поправок, теория дает ^{/12/}

$$R_0 = \frac{(W_{e\nu})_0}{(W_{\mu\nu})_0} = \frac{(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} \cdot \frac{m_e^2}{m_\mu^2} = 1,282 \cdot 10^{-4}, \quad /1/$$

^{x/} Если рисовать диаграммы так, что распад описывается как превращение одной заряженной частицы в другую / $\mu \rightarrow e$, $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ /, то расходящийся интеграл возникает тогда, когда спиральность заряженной частицы изменяется.

где $(W_{e\pi})_0$ и $(W_{\mu\pi})_0$, соответственно, неисправленные вероятности e -распада и μ -распада π -мезона. Радиационные поправки к обоим типам распада были вычислены Берманом^{/8/}, Киношита^{/8/}, которые показали, что величина поправки к отношению /1/ неожиданно велика и достигает 14%.

Берман вычисляет, как обычно, сумму "радиационной поправки" + "вероятность излучения реальных мягких квантов". Эта величина зависит от границы обрезания энергии кванта или, что то же, наблюдаемой на опыте потери энергии электронов ΔE /приведенный выше численный результат отвечает

$\Delta E = 0,25$ Мэв/. Очевидно, что в этом случае поправка может быть велика, если форма спектров фотонов в обоих распадах сильно различна. В этом случае обрезание будет выделять разную часть спектра лептонов. Как видно из вычислений, это в действительности и является главной причиной большой величины поправки. На это обстоятельство было указано также и в работе Киношита^{/8/}, который, однако, не дал всех формул.

В этой работе повторены все вычисления, при этом формула для поправки к вероятности распада несколько отличается от формулы Киношита /хотя численное значение поправки, вычисленной Киношита, почти не изменилось/. Кроме того даны формулы для спектров фотонов. Спектр лептонов, полученный нами, совпадает со спектром, вычисленным в работах^{/14/, /15/, /16/}.

Вычисления велись стандартным методом. При этом излучением нуклонными петлями пренебрегалось, так как они содержат массу нуклона в знаменателе. /ср. например^{/17/}/.

Если выбрать систему координат, где π -мезон вначале покоился, то радиационная вероятность распада равна^{/8/}:

$$\frac{W_{e\pi}}{(W_{e\pi})_0} = \frac{d}{\pi} \left\{ b(\mu) \left[\ln \frac{\lambda}{\mu} - \ln(1-\mu^2) - \frac{1}{2} \ln \mu + \frac{3}{4} \right] - \frac{\mu^2(10-7\mu^2)}{2(1-\mu^2)^2} \ln \mu \right. \\ \left. + \frac{2(1+\mu^2)}{(1-\mu^2)} \cdot \left[(1-\mu^2) + \frac{(15-21\mu^2)}{8(1-\mu^2)} \right] \right\}. \quad /2/$$

В этой формуле λ — предел инфракрасного обрезания, μ — отношение массы лептона к массе пиона.

$$L(x) = \int_0^x \frac{\ln(1-t)}{t} dt = -\sum_{k=1}^{\infty} \frac{x^k}{k^2} \quad (|x| \leq 1), \quad b(\mu) = 2 \left(\frac{1+\mu^2}{1-\mu^2} \ln \mu + 1 \right). \quad /3/$$

Спектры фотонов и лептонов описываются формулами: $\varepsilon_\nu = E_\nu/m_\pi$, $\varepsilon_e = E_e/m_\pi$

$$dW_{e\nu\pi}(E_\nu) = (W_{e\nu})_0 \frac{d}{\pi} \left\{ -\frac{2}{E_\nu} + \frac{(4-5\mu^2-2\varepsilon_\nu)}{(1-\mu^2)^2} + \frac{\mu^2}{(1-2\varepsilon_\nu)(1-\mu^2)^2} \right. \\ \left. + \left[\frac{(1+\mu^2)}{(1-\mu^2)} \frac{1}{E_\nu} - \frac{2(1-\mu^2-2\varepsilon_\nu)}{(1-\mu^2)^2} \right] \ln \frac{1-2\varepsilon_\nu}{\mu^2} \right\} d\varepsilon_\nu, \quad /4/$$

$$dW_{e\nu\pi}(E_e) = (W_{e\nu})_0 \frac{d}{\pi} \left\{ \frac{4}{(1-\mu^2)(1+\mu^2-2\varepsilon_e)} \left[\varepsilon_e \ln \frac{\varepsilon_e + \sqrt{\varepsilon_e^2 - \mu^2}}{\varepsilon_e - \sqrt{\varepsilon_e^2 - \mu^2}} - 2\sqrt{\varepsilon_e^2 - \mu^2} \right] \right. \\ \left. + \frac{(1+\mu^2-2\varepsilon_e)}{(1-\mu^2)^2} \ln \frac{\varepsilon_e + \sqrt{\varepsilon_e^2 - \mu^2} - \mu^2}{\varepsilon_e - \sqrt{\varepsilon_e^2 - \mu^2} - \mu^2} \right\} d\varepsilon_e. \quad /5/$$

Формула /5/ совпадает с формулой работы /16/.

При учете всех фейнмановских диаграмм с испусканием виртуального фотона до порядка e^2 , мы получаем вероятность безрадиационного e -распада /или μ -распада/ π -мезона:

$$W_{e\nu} = (W_{e\nu})_0 \left\{ 1 + \frac{d}{\pi} \left[-\frac{3}{2} \ln \frac{1}{\mu} - b(\mu) \cdot \left(\ln \frac{\lambda}{\mu} - \frac{1}{2} \ln \mu + \frac{3}{4} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{(3-2\mu^2)}{(1-\mu^2)} \ln \mu - \frac{3}{8} \right] \right\}, \quad /6/$$

где L и λ , соответственно, верхний и нижний предел энергии виртуальных фотонов. Формула в работе /8/ отличается от этой тем, что вместо члена $-3/8$, в ней стоит $-1/4$ /после внесения поправки на массу/.

Суммируя /2/ и /6/ найдем полную /радиационную + безрадиационную/ вероятность распада пиона:

$$\frac{W_{\text{exp}} + W_{\text{exp}'}'}{(W_{\text{exp}})_0} = 1 + \frac{\alpha}{\pi} \left\{ -\frac{3}{2} \ln \frac{1}{\mu} - b(\mu) \cdot \ln(1-\mu^2) + \frac{(6-20\mu^2+11\mu^4)}{2(1-\mu^2)^2} \cdot \ln \mu \right. \\ \left. + \frac{2(1+\mu^2)}{(1-\mu^2)} \cdot \ln(1-\mu^2) + \frac{(6-9\mu^2)}{4(1-\mu^2)} \right\}. \quad /7/$$

В /8/ вместо последнего слагаемого стоит /после внесения поправки на массу/ $(13-19\mu^2)/8(1-\mu^2)$. Из формулы /7/ мы можем вычислить радиационную поправку к /1/.

Для вероятности излучения лептона с энергией меньше $E_{\text{max}} - \Delta E$, получаем:

$$\frac{W_{\text{exp}}(E < E_{\text{max}} - \Delta E)}{(W_{\text{exp}})_0} = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ -b(\mu) \cdot \left(\ln \frac{m_e}{2\Delta E} + 2 \ln(1-\mu^2) - \frac{3}{4} \right) + \frac{2(1+\mu^2)}{(1-\mu^2)} \left[\ln(1-\mu^2) - \ln \left(\frac{2\Delta E}{1-\mu^2} \frac{m_e}{\mu} \right) \right] \right. \\ \left. - \left[\frac{\mu^2(10-7\mu^2)}{2(1-\mu^2)^2} + \frac{4(1-3\mu^2)}{(1-\mu^2)^3} \frac{\Delta E}{m_e} \right] \ln \mu + \left[\frac{(15-21\mu^2)}{8(1-\mu^2)} - \frac{4(1+2\mu^2)}{(1-\mu^2)^2} \frac{\Delta E}{m_e} \right] \right\}. \quad /8/$$

Если пренебречь членами линейными в ΔE , то формула переходит в формулу Киношита /8/.

Теперь можно выписать формулу для поправки к отношению вероятностей e и μ распадов, при которой лептоны имеют энергию, отличающуюся от максимальной не больше, чем на ΔE . Подставляя значение постоянных получим:

$$R(\Delta E) = R_0 \left\{ 1 - (4.647 \cdot 10^{-3}) \cdot \left[30.12 - 4.611 \left(\ln \frac{2\Delta E_e}{m_e} - \frac{2\Delta E_e}{m_e} \right) - \ln \left(\frac{2\Delta E_e}{m_e} \right) \right] \right\}. \quad /9/$$

Численные значения и сравнение с работой Бермана /6/ и Киношита /8/ приведены в таблице:

ΔE_e (в m_e)		0,5	10	20	30	Полная область энергии
$\left(\frac{R_0 - R}{R_0} \right) \cdot 10^2$	Берман	13,9	7,6	6,1	5,3	3,9 /8/
	Эта работа	14,0	7,8	6,5	5,8	3,93

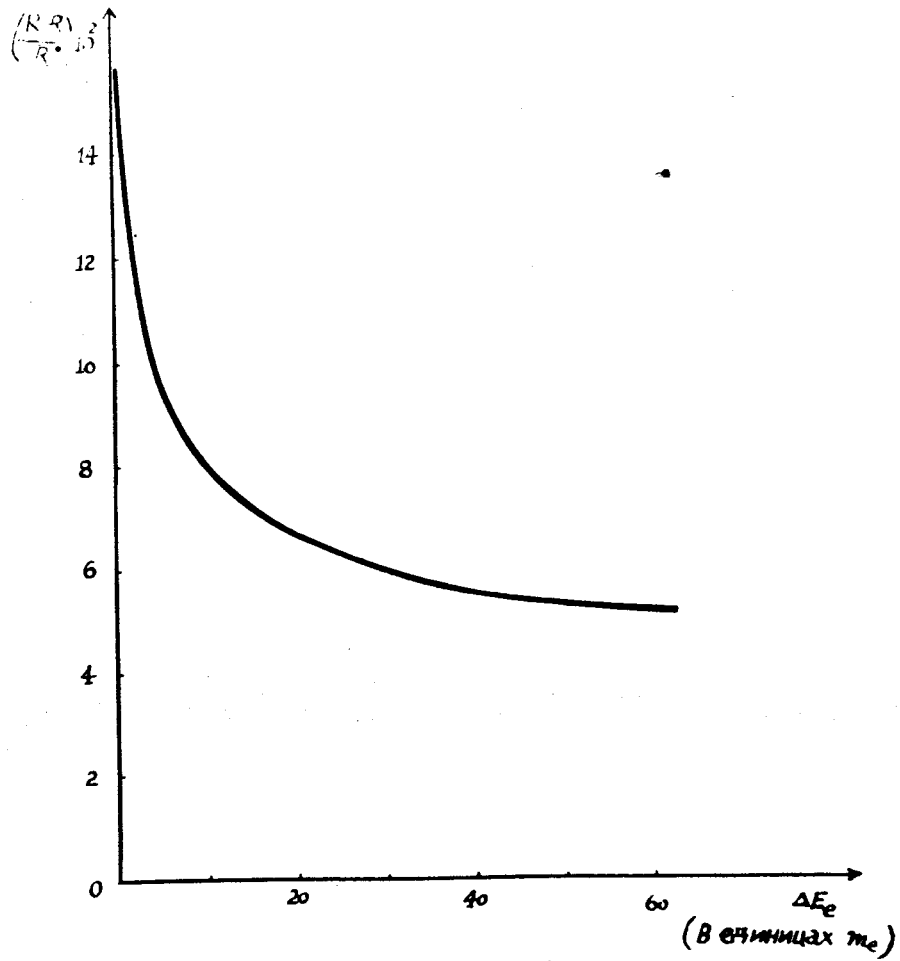
Для иллюстрации приведем кривую зависимости отношения от границы обреза ΔE_e . Отметим, что для значения $\Delta E_e = 10$ Мэв, которое было принято в опытах /11/, $R = 1,198 \cdot 10^{-4}$ /экспериментальная величина дает: $R = (1,18 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}$ /.

Мы выражаем благодарность Л. Окуню, Чжу Хун-юаню, Чжоу Гуан-чжао, Хэ Цзо-сю, Сянь Дин-чану и Ван Жуну за полезное обсуждение этой работы.

Л и т е р а т у р а

1. Behrends, Finkelstein and Sirlin. Phys. Rev. 101, 866 (1956).
2. T. Kinoshita and A. Sirlin. Phys. Rev. 107, 593 (1957). Phys. Rev. 107, 638 (1957).
3. T. Kinoshita and A. Sirlin. Phys. Rev. 113, 1652 (1959).
4. T. Kinoshita and A. Sirlin. Phys. Rev. Lett. 2, 177 (1959).
5. S.M. Berman. Phys. Rev. 112, 267 (1958).
6. S.M. Berman. Phys. Rev. Lett. 1, 468 (1958).
7. Я.А. Смородинский и Хэ Цзо-сю. ЖЭТФ, 38, 1007 /1960/.
8. T. Kinoshita. Phys. Rev. Lett. 2, 477 (1959)
9. L. Durand et all. Phys. Rev. Lett. 4, 620 (1959).
10. А.О. Вайсенберг. УФН, 70, 429 /1960/.
11. T. Fujii et all. Bull. Amer. Soc. Tanu. 71 (1960).
12. Л.Б. Окунь. УФН, 68, 449 /1959/.
13. R.P. Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev. 109, 193 (1958).
14. Б.Л. Иоффе и А.И. Рудник. ДАН, 82, 359 /1952/.
15. В.Г. Вакс и Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ, 35, 221 /1958/.
16. Bludman and Ruderman. Phys. Rev. 101, 910 (1956).
17. Kwo She-hung. Acta Physical Sinica. 16, 299 (1960).

Рукопись поступила в издательский
отдел 15 марта 1961 г.



Р и с. 1
 Кривая зависимости отношения $\frac{R_0 - R}{R_0}$
 от границы обрезания.