

О РАСПАДАХ π^\pm -МЕЗОНОВ

С УЧАСТИЕМ АКСИОНОВ И БЕЗМАССОВЫХ АКСИОНОВ: $\pi \rightarrow l + \nu_l + a(a')$

А.А.Ансельм, В.М.Лобашев, Н.Г.Уральцев

Рассмотрены распады $\pi^- \rightarrow l^- + \tilde{\nu}_l + a$. Для электронного распада $B(\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a) \sim 10^{-9}$, что сравнимо с шириной основного фонового распада $\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \gamma$. События, не отвечающие двухчастичной кинематике, в отсутствие сопровождающего γ -кванта могут быть отнесены за счет распадов $\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a$.

До настоящего времени не существует ясности в вопросе об аксионе¹: некоторые эксперименты указывают, как будто, на его существование², тогда как другие, скорее, на его от-

существование^{3,4}, во всяком случае в определенном интервале значений его массы. Против существования аксиона свидетельствует также анализ более ранних экспериментов, не предназначенных специально для его детектирования⁵.

В работе⁶ указывалось на возможность существования второго — безмассового — аксиона ("аксиона-прим" — a'), являющегося голдстоуновским бозоном, связанным со спонтанным нарушением симметрии теории по отношению к киральным преобразованиям лептонов. Следует отметить, что хотя в стандартной теории, оперирующей элементарными хиггсовскими полями, не видно аргументов, почему безмассовые голдстоуновские частицы должны существовать, они довольно естественно появляются в рамках представлений "техницвета". Мы хотели бы поэтому подчеркнуть, что с нашей точки зрения было бы весьма желательным экспериментальное изучение вопроса о существовании или отсутствии безмассовых частиц даже в том случае, если будет твердо установлено, что обычный массивный аксион, распадающийся на 2γ , не существует. Нам представляется, что вопрос о возможности существования псевдоскалярных безмассовых голдстоуновских бозонов, имеющих константу связи с фермионами порядка $\sim G_F^{1/2} m_f$, сохраняющих четность и не меняющих ароматы при своем испускании, является значительно более общим, чем вопрос о существовании стандартного аксиона.

Между тем, обнаружение безмассовых голдстоуновских частиц может быть более трудным, чем обнаружение стандартного аксиона, так как эти частицы являются стабильными. Они, однако, должны участвовать в распадах адронов наряду с обычным аксионом⁶. Поэтому эксперимент по изучению распада $\Psi \rightarrow a + \gamma^4$, дающий ограничение на величину параметра x теории стандартного аксиона, одновременно приводит и к ограничению на комбинацию двух неизвестных параметров a и β в модели⁶ с безмассовым аксионом. Как видно из вида взаимодействия a и a' с c -кварком⁶, вместо неравенства $x^2 < 1$ мы имеем $\text{tg}^2 a / \sin^2 \beta + \text{ctg}^2 \beta < 1$. (Углы a и β связаны с отношениями вакуумных средних хиггсовских полей $\varphi_1^0, \varphi_2^0, \varphi_3^0$, дающих массы кваркам с зарядами $2/3, -1/3$ и лептонам, соответственно: $\text{tg} a = v_1/v_2, \text{tg} \beta = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}/v_3, v_i = \sqrt{2} < \varphi_i^0 >$).

В настоящем письме мы рассмотрим распад заряженного π -мезона на лептон, нейтрино и аксион. Их двух возможных распадов — мюонного и электронного — с экспериментальной точки зрения выгоднее изучать электронный распад $\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a$. Ширина распада $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + a$, как будет видно из дальнейшего, просто из-за подавления по фазовому объему оказывается на 2 порядка меньше. Вместе с тем, вероятность основного фонового распада в электронном случае $\pi^- \rightarrow e^- + \nu_e + \gamma$ на 4 порядка меньше вероятности мюонного фонового распада $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_e + \gamma$.

Если отбирать события, не отвечающие двухчастичной кинематике, и эффективно регистрировать излучаемые γ -кванты, то есть случаи в которых γ -квант не наблюдается, можно отнести за счет распадов с участием добавочной легкой частицы, например, аксиона. Естественным фоном (кроме радиационных распадов $\pi \rightarrow e + \tilde{\nu}_e + \gamma$) будут также распады $\mu \rightarrow e + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$ в том случае, когда падающий мюон ошибочно воспринимается как пион, либо возникает после системы идентификации пучковой частицы в результате распада $\pi \rightarrow \mu + \tilde{\nu}_\mu$. В системе центра масс, однако, такие электроны имеют границу спектра 53 МэВ, поэтому чистым от фона будет интервал спектра между 70 МэВ ($\pi \rightarrow e + \tilde{\nu}_e$) и 53 МэВ. В лабораторной системе координат при изучении этого распада на лету свободный от фона $\mu \rightarrow e + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$ интервал по углу вылета и энергии электрона оказывается достаточно широким.

В работе⁸ оценивалась вероятность распада $\pi \rightarrow e + \tilde{\nu}_e + a$. Ниже мы вычислим эту вероятность, пользуясь обычной мягкопионной техникой.

Если пренебречь испусканием аксиона электроном (малость $\sim m_e^2 / m_\pi^2 \sim 10^{-5}$), то амплитуда рассматриваемого процесса аналогична амплитуде β -распада π -мезона: $\pi^+ \rightarrow e^+ +$

+ $\tilde{\nu}_e + \pi^0$ с той лишь разницей, что здесь вместо матричного элемента векторного тока $\langle \pi^0 | \bar{u} \gamma_\mu d | \pi^- \rangle$ появляется матричный элемент $\langle a | \bar{u} \gamma_\mu d | \pi^- \rangle$. "Токовый" π^0 -мезон, $\pi^0 \sim i / \sqrt{2} (\bar{u} \gamma_5 u - \bar{d} \gamma_5 d)$ содержит кроме "массивного" π^- -мезона (т.е. состояния с определенной массой) аксион с коэффициентом подмешивания, равным $9,5$:

$$\frac{f_\pi}{v} y = \frac{f_\pi}{v}, \left[\frac{1}{2} x \left(1 - N \frac{1-Z}{1+Z} \right) - \frac{1}{2x} \left(1 + N \frac{1-Z}{1+Z} \right) \right], \quad (1)$$

где $v = (G_F \sqrt{2})^{-1/2} \cong 250$ ГэВ, $f_\pi \cong 90$ МэВ, N — число дублетов кварков, $Z = m_u/m_d$ и $x = v_1/v_2$ — обычный параметр стандартной теории аксиона. Множитель (1) отличает матричный элемент $\langle a | \bar{u} \gamma_\mu d | \pi^- \rangle$ от $\langle \pi^0 | \bar{u} \gamma_\mu d | \pi^- \rangle$, последний же в силу сохранения векторного тока есть просто $(p_{\pi^-} + p_{\pi^0})_\mu$.

Другой способ найти $\langle a | \bar{u} \gamma_\mu d | \pi^- \rangle$ состоит в том, чтобы извлечь оператор аксионного поля из обкладки и воспользоваться соотношением PCAC, связывающим поле $a(x)$ с дивергенцией "мягкого" тока, свободного от аномалии $9,5$: "Мягкий" ток содержит третью компоненту изовекторного тока A_μ^3 с коэффициентом пропорциональности y^5 . (Изоскалярная часть "мягкого" тока не вносит вклад в матричный элемент по G -четности). Переходя от $\partial_\mu A_\mu^3$ к полю π -мезона, мы немедленно доказываем отмеченную выше пропорциональность между матричными элементами. Учитывая сказанное, легко находим полную вероятность распада $\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a$:

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a) = \frac{G_F^3 \cos^2 \theta_c f_\pi^2 m_\pi^5}{192 \sqrt{2} \pi^3} y^2 \quad (2)$$

Отношение ширины (2) к ширине $\pi \rightarrow \mu + \tilde{\nu}_\mu$ распада есть:

$$B(\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a) = \left(\frac{G_F m_\pi^2}{48 \sqrt{2} \pi^2} \right) \left(\frac{m_\pi}{m_\mu} \right)^2 \frac{1}{\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right)^2} y^2 = 3,2 \cdot 10^{-9} y^2. \quad (3)$$

При $N=3$, $Z = m_u/m_d = 0,56$ величина y равна:

$$y \cong 0,077x - 0,92/x \cong -1/x. \quad (4)$$

Таким образом, при $x \sim 1$ вероятность распада $\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a$ лишь на порядок меньше вероятности распада $\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \gamma$ ($B(\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \gamma) = (5,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-8}$). В этой ситуации экспериментальное наблюдение распада $\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a$ способом, схематически описанным выше, представляется вполне реальным.

В завершение обсуждения распада $\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a$ выпишем распределение электронов распада по энергии:

$$dw(\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a) = 12\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a) \epsilon^2 (1 - \epsilon) d\epsilon, \quad \epsilon = \frac{E}{E_{max}} = \frac{2E}{m_\pi}. \quad (5)$$

Хотя, как уже отмечалось, мюонный распад менее интересен с экспериментальной точки зрения, чем электронный, приведем выражение для ширины распада $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + a$. В этом случае нельзя пренебрегать величиной $(m_\mu/m_\pi)^2$, что приводит к тому, что амплитуда процесса складывается из двух частей: рассмотренного выше перехода $\langle a | \bar{u} \gamma_\mu d | \pi^- \rangle$ с испусканием лептонной пары и излучения аксиона μ -мезоном, возникшим от распада $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$.

Прямое вычисление дает следующий результат:

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + a) = \frac{G_F^3 f_\pi^2 m_\pi^5}{192\sqrt{2}\pi^3} \left[\sigma_1(\rho)y^2 + \sigma_2(\rho) \left(\left(\frac{1}{x} \right)^2 + 2 \frac{y}{x} \right) \right], \quad \rho = m_\mu^2 / m_\pi^2,$$

$$\sigma_1(\rho) = 1 - 7\rho - 6\rho^2 - 12\rho^2 \ln \rho + 11\rho^3 - 6\rho^3 \ln \rho + \rho^4 = 1,91 \cdot 10^{-2}, \quad (6)$$

$$\sigma_2(\rho) = \rho(1 + 3/2\rho + 3\rho \ln \rho - 3\rho^2 + 1/2\rho^3) = 0,65 \cdot 10^{-2}.$$

Мы видим, что вероятность распада $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + a$ на два порядка меньше вероятности электронного распада. Так, при $y = -1/x$ (см. (4)):

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + a) = 1,26 \cdot 20^{-2} \Gamma(\pi^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + a). \quad (7)$$

В заключение укажем, как изменяются приведенные результаты для: 1) модели⁶ со вторым безмассовым аксионом a' ; 2) модели с добавочной $U(1)$ -симметрией, в которой кроме одного хиггсовского дублета ϕ_1 , дающего массы *всем* фермионам (как в минимальной модели Вайнберга – Салама) имеется еще один дублет ϕ_2 , не взаимодействующий с фермионами.

В случае 1) величина y^2 в формуле (3) и в первом члене формулы (6) должна быть заменена на величину $y^2 / \sin^2 \beta + \text{ctg}^2 \beta$, где y по-прежнему определяется формулой (1) с $x = v_1/v_2 = \text{tga}$, а $\text{tg} \beta = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}/v_3$ (см.⁶). Первый член соответствует здесь распаду на обычный аксион, а второй – на a' .

Для модели 2): $y^2 \rightarrow 1/x^2$, $x = v_1/v_2$. Аналогичные замены могут быть сделаны и во втором члене выражения (6). Здесь для модели 1): $(1/x)^2 + 2(y/x) \rightarrow \text{tg}^2 \beta + 2$, а для модели 2): $(1/x)^2 + 2(y/x) \rightarrow -(1/x)^2$.

Авторы благодарны Д.И.Дьяконову за полезные обсуждения.

Литература

1. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 223; Wilczek F. Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 279.
2. Faissner H. Talk given at 1981 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies Bonn, October, 1981.
3. Zehnder A. Phys. Lett., 1981, 104B, 494.
4. Porter F.C. Preprint SLAC-pub-2785; August 1981.
5. Donnelly T.W., Freedman S.J. et al. Phys. Rev., 1978, D18, 1607.
6. Anselm A.A., Uraltsev N.G. Phys. Lett., (в печати), preprint LNPI-720, 1981.
7. Лобашев В.М. Фундаментальные исследования на мезонной фабрике. Труды II Всесоюзного семинара по программе экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР, 1981, Звенигород.
8. Матвеев В.А. Аксион и возможности его обнаружения. Там же.
9. Bardeen W.A., Tye S.H. Phys. Lett., 1978, 74B, 229.