

НОВЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА НАРУШЕНИЕ T-ИНВАРИАНТНОСТИ В β -РАСПАДЕ

И.Б.Хриплович

Получены ограничения на уровне 10^{-4} для мнимых частей констант слабого магнетизма и слабого диполя в β -распаде, которые нарушают T-инвариантность.

В недавней работе ¹ были получены жесткие ограничения для некоторых β -распадных констант, нарушающих T-инвариантность. Эти ограничения для тензорной, скалярной и псевдоскалярной нуклон-лептонных констант составляют

$$\begin{aligned} \text{Im}(C_T + C'_T) &< 0,5 \cdot 10^{-3}, \\ \text{Im}(C_s + C'_s) &< 4 \cdot 10^{-3}, \\ \text{Im}(C_p + C'_p) &< 0,3 \end{aligned} \quad (1)$$

(в указанном препринте пределы приведены непосредственно для соответствующих кварк-лептонных констант, но их переформулировка на нуклон-лептонные константы очевидна). Здесь мы получим ограничения на нарушающие T-инвариантность мнимые части констант g_m и g_e слабого магнетизма и слабого диполя. В настоящее время прямая экспериментальная информация об этих параметрах отсутствует. В недавнем экспериментальном предложении ² предполагается достигнуть точности 10^{-2} в измерении соответствующих T-нечетных корреляций в β распаде ядер с $A = 8$.

Запишем обсуждаемое кварк-лептонное β -распадное взаимодействие в виде

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{2m_p} [\bar{e}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\nu\bar{u}(\tilde{g}_m + \tilde{g}_e\gamma_5)\sigma_{\mu\lambda}k_\lambda d + h.c.]. \quad (2)$$

Здесь G - фермиевская константа слабого взаимодействия, m_p - масса протона, e, ν, u, d - операторы соответствующих лептонных и кварковых полей. Кварк-лептонные константы $\tilde{g}_{m,e}$ - снабжены тильдами, чтобы отличить их от соответствующих нуклон-лептонных констант.

В духе подхода работы ¹ преобразуем β -распадное взаимодействие (2) в эффективное диагональное кварк-электронное с помощью W -обмена (см. графики 1, 2). Мы не пытаемся провести здесь последовательный расчет этой радиационной поправки, который является модельно-зависимым. В частности, мы принимаем в своих оценках простую фейнмановскую форму $\delta_{\mu\nu}/(q^2 - M_W^2)$ для пропагатора

W -бозона, рассчитывая на то, что член $-q_\mu q_\nu / M_W^2$ в его числителе каким-то образом сократится при более аккуратном вычислении. Таким образом мы приходим к эффективному кварк-электронному взаимодействию, ограничения на которое можно извлечь из атомных экспериментов.

$\text{Im}\tilde{g}_e$ - очевидный близкий аналог параметра q T -нечетного, P -четного кварк-электронного взаимодействия

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \frac{q}{2m_p} \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e \bar{q} i \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} k_\nu q, \quad (3)$$

рассмотренного в ¹. Поскольку W -обмен по крайней мере столь же эффективен, как и Z -обмен, использованный в упомянутой работе, отношение индуцированной T - и P -нечетной кварк-электронной константы к $\text{Im}\tilde{g}_e$, грубо говоря, такое же

$$\sim \frac{\alpha}{\pi} \log \frac{\Lambda^2}{M_W^2} \frac{m_e}{m_p}, \quad (4)$$

как и отношение этой константы к параметру q взаимодействия (3), рассмотренное в ¹. Здесь $\alpha = 1/137$, M_W и m_e - массы W и электрона соответственно, Λ - параметр обрезания. Стремясь к максимальной консервативности в своих численных оценках, мы полагаем в них $\log \Lambda^2 / M_W^2 \sim 1$. Таким образом, приходим к той же оценке для $\text{Im}\tilde{g}_e$, что и для q :

$$\text{Im}\tilde{g}_m < 10. \quad (5)$$

Те же диаграммы, но с иной расстановкой векторных и аксиальных вершин, γ_μ и $\gamma_\mu \gamma_5$, приводят к аналогичной оценке для ограничения на $\text{Im}\tilde{g}_m$:

$$\text{Im}\tilde{g}_m < 10. \quad (6)$$

Ограничения (5), (6) не выглядят особенно впечатляющими. Их можно, однако, существенно улучшить, перейдя от однопетлевых диаграмм 1, 2, индуцирующих эффективное T - и P -нечетное взаимодействие, к двухпетлевой диаграмме типа 3, индуцирующей электрический дипольный момент (ЭДМ) кварка. При оценке этих диаграмм мы пренебрежем массами фермионов. Тогда, чтобы индуцировать структуру ЭДМ $\gamma_5 \sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu}$, меняющую киральность, нужно поместить вершину $(\tilde{g}_m + \tilde{g}_e \gamma_5) \sigma_{\mu\nu} k_\nu$, также меняющую киральность, на нижнюю линию. Другими словами, в замкнутой петле распространяются лептоны, а нижняя линия относится к кваркам.

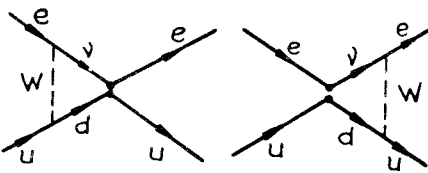


Рис. 1

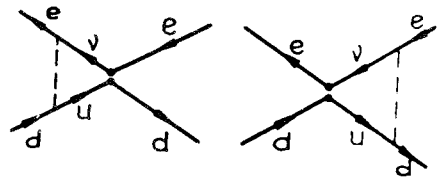


Рис. 2

Простая оценка для ЭДМ кварка, индуцированного этими графиками, такова:

$$d/e \sim \frac{G \Lambda^2}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{a \pi^3} \frac{1}{m_p} \text{Im}(\tilde{g}_m \pm \tilde{g}_e). \quad (7)$$

Здесь Λ - параметр обрезания; мы снова пренебрегаем возможными факторами усиления $\log \Lambda^2/M_W^2$. Двухпетлевые диаграммы содержат в качестве геометрического фактора подавления не только $1/\pi^3$, но также малое число $1/a$, которое, по опыту расчета подобных диаграмм, близко к 10^{-2} . В выражении $\text{Im}(\tilde{g}_m \pm \tilde{g}_e)$ верхний знак относится к ЭДМ u -кварка, нижний - к дипольному моменту d -кварка.

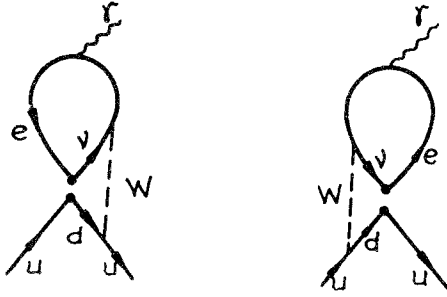


Рис 3

Простые соображения размерности показывают, что ЭДМ нейтрона, индуцированный дипольным моментом кварка, имеет тот же порядок величины, что и последний. Другими словами, мы получаем ту же оценку (7) для ЭДМ нейтрона. Однако мы не знаем точно относительный вес вкладов u - и d -кварка в дипольный момент нейтрона и тем самым относительный вес $\text{Im}\tilde{g}_m$ и $\text{Im}\tilde{g}_e$ в последнем. Будем полагать тем не менее, что сильного сокращения между вкладами $\text{Im}\tilde{g}_m$ и $\text{Im}\tilde{g}_e$ в ЭДМ нейтрона d_n нет. Тогда, сравнивая оценку (7) с последним экспериментальным результатом ³

$$d_n/e < 1,2 \cdot 10^{-25} \text{см}, \quad (8)$$

приходим к следующему ограничению:

$$\text{Im}\tilde{g}_{m,e} < 10^{-4} \quad (9)$$

даже при достаточно скромном предположении $\Lambda \sim 100$ ГэВ. Размерные соображения показывают, что те же ограничения, что и (9) для кварк-лептонных β -распадных констант, относятся также и к индуцированным таким образом параметрам нуклонного слабого тока:

$$\text{Im}g_{m,e} < 10^{-4} \quad (10)$$

Что же касается возможных вкладов в T -нечетные константы $\text{Im}g_{m,e}$ нуклонного слабого тока от нарушения T -инвариантности во взаимодействии адронов, то он должен быть еще много меньше, чем (10). Действительно, атомные эксперименты ^{4,5} дали ограничение на T - и P -нечетное нуклон-нуклонное взаимодействие на уровне $0,1G$ ⁶. Грубая оценка для соответствующего относительного вклада в адронные матричные элементы составляет $0,1Gm_\pi^2 \sim 10^{-8}$ (m_π масса π -мезона). Что же касается T -нечетного, P -четного нуклон-нуклонного взаимодействия, ограничения на него, установленного в работе ¹, составляют $10G$ и $10^{-4}G$ при одно- и двухпетлевом подходах соответственно, что соответствует относительным примесям на уровне 10^{-6} и 10^{-11} .

Заметим в заключение, что явная зависимость взаимодействия (2) от импульсов, размерность 7 (а не 6) этого оператора, критична для усиления ограничения на пять порядков при переходе от однопетлевого подхода к двух-

петлевому. Такое усиление не происходит для T -нечетных взаимодействий без производных, т. е. для констант $\text{Im}C_{T,S,P}$.

Я благодарен Л. де Брэкелеру, который привлек мое внимание к обсуждаемому вопросу.

Литература

1. *Khriplovich I.B.* Preprint 90-69, Novosibirsk, 1990.
2. *De Braeckeleer L., Adelberger E.G.* A Proposal: Precision Tests of Time-Reversal Invariance..., University of Washington, Seattle.
3. *Smith K.F. et al* Phys. Lett., 1990, B'234, 191.
4. *Lamoreaux S.K. et al* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 2275.
5. *Cho D., Sangster K., Hinds E.A.* Phys. Rev. Lett., 1989, 63 2559.
6. *Khatsymovsky V.M., Khriplovich I.B., Yelkhovsky A.S.* Ann. Phys., 1988, 186, 1.

Институт ядерной физики Сибирского отделения
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 октября 1990 г.