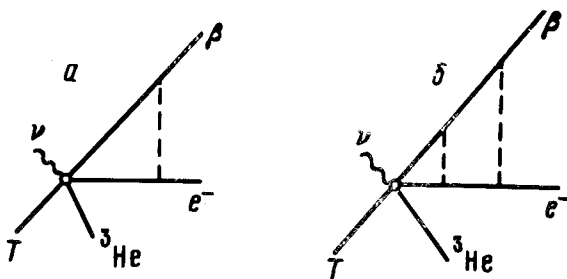


## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ $\beta$ -ЭЛЕКТРОНА И СВЯЗАННЫЕ С ЭТИМ ЯВЛЕНИЯ

Е.Г.Друкарев, М.И.Стрикман

С точностью  $\alpha^2/\nu^2$  рассчитано взаимодействие в конечном состоянии (в.к.с.)  $\beta$ -электрона с атомарными электронами, поправки к времени жизни атомарного трития и пиония. Указано, что эффект в к.с. позволяет получить новую информацию о распределении электронов в среде вблизи Т. Показано, что при учете в.к.с. данные Симпсона нельзя объяснить излучением тяжелого нейтрино.

В настоящее время проводится 16 прецизионных измерений  $\beta$ -спектра в распаде трития с целью измерить массу покоя электронного нейтрино с точностью  $\sim 1$  эВ (см. обзор в <sup>1</sup>). Кроме того, этот процесс использовался недавно для поиска смешивания  $\nu_e$  с тяжелыми нейтрино <sup>2</sup>. В силу малости энерговыделения в распаде  $E_0 = 18,6$  кэВ, при анализе данных особенно для опытов типа <sup>2</sup> необходим аккуратный учет взаимодействия  $\beta$ -электрона в конечном состоянии с атомным остатком. При этом, если взаимодействие  $\beta$ -электрона с дочерним ядром описывается стандартной функцией Ферми, то в.к.с. со связанным электроном можно вычислить лишь разложением в ряд по кулоновскому параметру  $\zeta = \alpha/\nu$ , где  $\nu$  – скорость  $\beta$ -электрона. В мягкой части  $\beta$ -спектра  $E_e \lesssim 1$  кэВ обсуждаемая поправка существенно больше, чем точность измерений  $\beta$ -спектра ( $\sim 10^{-3}$ ) <sup>2</sup>. Она заметно меняется, если тритий имплантирован в среду, поэтому измерение  $\beta$ -спектра в мягкой области позволяет изучить волновую функцию трития в среде (другой способ – изучение изменения времени жизни  $\pi^+$ -мезона в среде). Возникающая здесь информация является дополнительной к получаемой в  $\mu SR$  анализах.



Ведущие поправки ( $\sim \zeta^2$ ) по в.к.с. изучались в <sup>3</sup>, а поправки  $\sim \zeta^4$  от перестановки атомарного и  $\beta$ -электрона в недавней работе <sup>4</sup>. В настоящей статье мы покажем, что уже расчет поправок  $\sim \zeta^2$  <sup>3</sup> неудовлетворителен, так как не учитывает всех графиков, дающих вклад  $\sim \zeta^2$ . Действительно, в <sup>3</sup> учитывался лишь первый график теории возмущений по в.к.с. При этом ведущий вклад в амплитуду оказывался мнимым:

$$\text{Im}F^{(1)} \sim \zeta; \quad \text{Re}F^{(1)} \sim \zeta^2 \quad (1)$$

и вклад в вероятность давали как произведение  $F^{(0)} \text{Re}F^{(1)} \sim \zeta^2$  ( $F^{(0)}$  – вещественная амплитуда "встряски" <sup>6</sup>), так и  $|\text{Im}F^{(1)}|^2 \sim \zeta^2$ . В то же время двукратное взаимодействие  $\beta$ -электрона со связанным электроном (рис. б) –  $F^{(2)}$  также содержит вещественную часть  $\sim \zeta^2$ . Более того, при суммировании квадрата амплитуды по конечным состояниям атома, возникает соотношение:

$$2F^{(0)} \text{Re}F^{(2)} + |\text{Im}F^{(1)}|^2 = 0, \quad (2)$$

которое эффективно обеспечивает сокращение инфракрасных расходимостей. Следовательно-

но, квадрат амплитуды с учетом в.к.с. имеет вид

$$|F|^2 = |F^{(0)}|^2 + 2 \operatorname{Re} F^{(1)} F^{(0)}. \quad (3)$$

Вычисляя  $\operatorname{Re} F^{(1)}$  стандартным образом с учетом графиков рис. а, получим для изменения энергетического распределения  $\beta$ -электронов за счет в.к.с.

$$\frac{dW/dE}{dW^{(0)}/dE} = 1 - \xi^2 \langle \chi | \frac{r_0}{r} | \chi \rangle, \quad (4)$$

где  $r_0 = 1/m\alpha$  – боровский радиус;  $|\chi\rangle$  – волновая функция начального состояния атома (для свободного атома трития  $\langle \chi | \frac{r_0}{r} | \chi \rangle = 1$ ). Формула (4) легко обобщается на случай атома с  $z$  электронами (при  $(\alpha z/v)^2 \ll 1$ )<sup>1)</sup>.

$$\frac{dW/dE}{dW^{(0)}/dE} = 1 - \xi^2 \langle \chi | \sum_i \frac{r_0}{|r_i|} | \chi \rangle \quad (5)$$

и на случай, когда фиксируется состояние атома остатка

$$\frac{dW_n/dE}{dW_n^{(0)}/dE} = 1 + \xi^2 a_n / K |\chi|n\rangle|^2, \quad (6)$$

$$a_n = -\langle \chi | n \rangle \langle n | \frac{r_0}{r} | \chi \rangle + \sum_k \frac{-E_n + E_k}{m\alpha^2} \langle \chi | n \rangle \langle n | \frac{r}{r_0} | K \rangle \langle K | \chi \rangle + \\ + \frac{1}{4} \left[ |\langle n | \ln \frac{r_t^2}{\lambda^2} | \chi \rangle|^2 - \langle \chi | n \rangle \langle n | \ln^2 \frac{r_t^2}{\lambda^2} | \chi \rangle \right].$$

Численно  $a_1 = -1,55$ ;  $a_2 = 0,49$ ;  $a_3 = 0,035$  ( $\lambda$  – параметр обрезания от которого  $a_n$  не зависит). В <sup>4</sup> коэффициенты  $a_n$  были завышены приблизительно в три раза. Поэтому поправки от в.к.с. при измерении малы при  $m_{\nu_e} \gtrsim 0,1$  эВ.

При анализе эксперимента <sup>2</sup> необходимо учитывать, что (а) – квазиклассическая процедура учета в.к.с. в <sup>2</sup> качественно не согласуется с ур. (4); (б) – в среде изменяется величина  $\frac{1}{r}$ . Как следует из данных по анализу  $\mu SR$  для Si в 60% случаев мюоний в среде либо не образуется, либо находится в аномальном состоянии, когда  $|\psi(0)|^2$  очень мало. В остальных случаях  $|\psi(0)|^2$  тоже существенно подавлено на фактор  $\sim 0,4$  (см. обзор в <sup>7</sup>). В результате можно ожидать, что

$$\langle \chi | r_0/r | \chi \rangle \sim 0,3. \quad (7)$$

Аккуратное вычисление этой величины представляет собой самостоятельную задачу.

Отметим еще два приложения уравнения (4) – (а) поправка к времени жизни трития ( $-0,51\%$ ), что существенно меняет результаты анализа <sup>8</sup>, (б) изменение времени жизни  $\pi^+$ -мезона в среде за счет образования пиония.

$$\tau_{\text{связ}}^{\pi^+} / \tau_{\text{своб}}^{\pi^+} = 1 - \frac{m_e}{m_\mu} \frac{\alpha^2}{v_\mu^2} \langle \chi | \frac{r_0}{r} | \chi \rangle \cong 1 - 4 \cdot 10^{-6}. \quad (8)$$

<sup>1)</sup> Учет в.к.с. при ионизации в случае  $\beta$ -распада тяжелых ядер изучался в целом ряде работ – см. ссылки в обзоре <sup>5</sup>, однако вклад  $F^{(2)}$  (рис. б) в этих работах не учитывался. Следствия ур. (5) будут рассмотрены отдельно.

<sup>2)</sup> Напомним, что интерпретация данных <sup>2</sup>, как смешивания  $\nu_e$  с тяжелым нейтрино опровергнута в экспериментах по  $\beta$ -распаду <sup>35</sup>S <sup>6</sup>, где эффекты в.к.с. пренебрежимо малы. Она также несовместима с нашей моделью в.к.с.

Как видно, эта поправка существенно меньше чем достигнутая точность измерения  $\tau^{\pi^+}$  ( $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ ), по распадам  $\pi^+$ , образовавшимся в протон-ядерных взаимодействиях и остановившихся в той же мишени<sup>9</sup>. Таким образом эффекты среды пока не ограничивают точности измерений  $\tau^{\pi^+}$ .

По распадам T, имплантированного в среду, используя уравнение (1) и измеряя спектр  $\beta$ -электронов при  $E_e \sim 1$  КэВ можно в принципе измерить  $\langle \chi | \frac{r_0}{r} | \chi \rangle$  в среде. Очевидно, что указанный способ получения информации о распределении электронов вблизи заряда, внесенного в среду, является дополнительным к методу  $\mu SR$ .

Мы благодарны В.Г.Горшкому, А.Н.Москалеву и Л.Л.Франкфурту за обсуждение атомных эффектов, В.А.Гордееву за информацию о данных по  $\mu SR$  анализу кремния и В.П.Коптеву, который привлек наше внимание к проблеме измерения жизни  $\pi^+$  мезона.

#### Литература

1. *Vanucci F.* Review talk at Bari Conference, July, 1985.
2. *Simpson J.J.* Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1815.
3. *Williams R.D.W., Koonin S.E.* Phys. Rev. C, 1983, 27, 1815.
4. *Haxton W.C.* Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 807.
5. *Баткин И.С., Смирнов Ю.Г.* ЭЧАЯ, 1980, 11, 1421.
6. *Alzetzoglou T. et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 803; *Апаликов А.П., Борис С.Д., Голутвин А.И.* Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 233.
7. *Гордеев В.А., Обухов Ю.В.* Материалы 15 Зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1980, с. 179.
8. *Budick V.* Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 1034.
9. *Абросимов И.К. и др.* Препринт ЛИЯФ-1073, 1985.