Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 6, стр. 394 – 398 *20 марта 1974 г.*

ЭФФЕКТЫ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ НЕЙТРАЛЬНЫМИ СЛАБЫМИ ТОКАМИ В μ-МЕЗОАТОМАХ

А.Н.Москалев

Рассмотрены P-нечетные корреляции в одноквантовом переходе $2S_{1/2} \to 1S_{1/2}$ для мезоатомов, возникающие благодаря нарушающему четность взаимодействию нейтральных слабых токов μ-мезонов и нуклонов. К этим корреляциям относится циркулярная поляризация γ-квантов и асимметрия вылета γ-квантов относительно остаточной поляризации μ-мезонов. Показано, что для экспериментального обнаружения этих корреляций более удобны мезоатомы с $1 < Z \lesssim 10$.

В предыдущей работе автора [1] была отмечена сравнительно большая величина циркулярной поляризации γ-квантов в $2S_{1/2} \to 1S_{1/2}$ переходе в μ-мезоатоме водорода. Эта поляризация обусловлена нарушающим четность взаимодействием нейтрального слабого $\bar{\mu}\mu$ тока с протоном. В данной работе обсуждаются эффекты несохранения четности в аналогичном переходе для мезоатомов с зарядом ядра $Z < 10$. Как будет показано ниже, некоторые из этих мезоатомов являются более удобными объектами для экспериментального исследования эффектов несохранения четности, чем μ-мезоатом водорода.

Нарушающее четность взаимодействие μ-мезона с протонами и нейтронами в ядре можно описать с помощью эффективного потенциала [1]

$$V_{p,n}(\mathbf{r}) = \kappa_{p,n} \frac{G}{2\sqrt{2m}} \vec{\sigma} \{ \hat{\mathbf{p}}, \delta(\mathbf{r}) \}_+ , \qquad (1)$$

где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули для μ-мезона, $\hat{\mathbf{p}} = -i\vec{\nabla}$ – импульс, а m – приведенная масса μ-мезона, G – фермиевская константа, множители κ_p и κ_n учитывают относительную силу взаимодействия нейтральных и заряженных токов.

Наличие взаимодействия (1) приводит к тому, что у $2S_{1/2}$-состояния мезоатома появляется примесь $2P_{1/2}$-состояния (примесь $2P_{3/2}$-состояния отсутствует, так как взаимодействие (1) сохраняет полный момент μ-мезона). Это, в свою очередь, приводит к появлению P-нечетных корреляций в одноквантовом переходе $2S_{1/2} \to 1S_{1/2}$. Величина этих корреляций (см. ниже) определяется коэффициентом $\eta = 2FR$, где iF – величина примеси $2P_{1/2}$-состояния, R – коэффициент усиления, связанный с подавленностью одноквантового перехода $2S \to 1S$:

$$iF = \frac{\langle 2P | V | 2S \rangle}{E_{2S} - E_{2P}} , \qquad R = \left[\frac{W(2P \to 1S)}{W(2S \to 1S)} \right]^{1/2} . \qquad (2)$$

Оценим величину этих коэффициентов для разных мезоатомов.

Вероятность интересующего нас однофотонного перехода $2S \to 1S$ очень сильно зависит от Z и в низшем порядке по $(Z\alpha)$ пропорциональна Z^{10}:

$$W(2S \to 1S) \equiv W_S = \frac{1}{2^4 3^3} \alpha (Z\alpha)^{10} m . \qquad (3)$$

Характеристики $2S_{1/2} - 1S_{1/2}$ перехода в μ-мезоатомах

Атом	$E_{2S} - E_{2P}$ эв	E_γ, кэв	$\eta \cdot 10^2$	$W(2S \to 1S)$ сек$^{-1}$	$W_{2\gamma}(2S \to 1S)$ сек$^{-1}$
H_1^1	$-0{,}201$	1,90	$-3{,}53\,\kappa_p$	$1{,}044 \cdot 10^{-3}$	$1{,}5 \cdot 10^3$
He_2^4	$-1{,}37 \pm 0{,}01$	8,21	$-(2{,}63 \pm 0{,}02)(\kappa_p + \kappa_n)$	1,156	10^5
Li_3^6	$-0{,}9 \pm 0{,}3$	18,60	$(7 \div 14)(\kappa_p + \kappa_n)$	67,29	$1{,}2 \cdot 10^6$
Be_4^9	$1{,}5 \pm 0{,}9$	33,30	$(6 \div 25)\left(\kappa_p + \frac{5}{4}\kappa_n\right)$	$1{,}202 \cdot 10^3$	$6{,}7 \cdot 10^6$
C_6^{12}	30 ± 2	75,20	$(1{,}14 \pm 0{,}07)(\kappa_p + \kappa_n)$	$6{,}955 \cdot 10^4$	$7{,}6 \cdot 10^7$
O_8^{16}	162 ± 7	134,00	$(0{,}38 \pm 0{,}02)(\kappa_p + \kappa_n)$	$1{,}238 \cdot 10^6$	$4{,}3 \cdot 10^8$

Это создает благоприятные условия для экспериментального изучения этого перехода в мезоатомах с $Z > 1$. Вычисленные по формуле (3) вероятности перехода $2S \to 1S$ приведены в таблице. Из нее видно, что если в водороде W_S составляет ничтожную долю от вероятности распада μ-мезона $W_{\text{расп}} = 4{,}5 \cdot 10^5$ *сек*$^{-1}$, то уже в кислороде W_S превышает вероятность распада. Разумеется, увеличение W_S приводит к уменьшению коэффициента усиления R, так как

$$W(2P \to 1S) = \left(\frac{2}{3}\right)^8 a(Za)^4 m\,, \tag{4}$$

а, следовательно,

$$R = 2^6\, 3^{-5/2} (Z a)^{-3} \approx Z^{-3} \cdot 10^7. \tag{5}$$

Однако, этот эффект в значительной степени компенсируется ростом величины примеси F. Действительно, матричный элемент потенциала (1) для точечного ядра имеет вид

$$< 2P|\, V \,|\, 2S > = -i \frac{G}{32\pi} \sqrt{\frac{3}{2}}\, m^3 (Za)^4 \{ Z\kappa_p + (A - Z)\kappa_n \}\,. \tag{6}$$

Что же касается разности энергий $2S$- и $2P$-уровней, от которой также зависит F, то ее Z-зависимость имеет сложный вид. Для рассматриваемых здесь мезоатомов основной вклад в $E_{2S} - E_{2P}$ вносят поляризация вакуума и конечные размеры ядра. Эти факторы действуют в противоположных направлениях и в значительной мере компенсируют друг друга. Если в μ-водороде преобладает вклад поляризации вакуума ($E_{2S} < E_{2P}$), то для атомов с $Z \geqslant 4$ преобладает влияние конечных размеров ядра ($E_{2S} > E_{2P}$). Для таких мезоатомов, как Li_3 и Be_4, разность энергий E_{2S} и E_{2P} сравнительно мала, и эффекты несохранения четности особенно велики. В таблице приведены оценки разности энергий E_{2S} и E_{2P} для разных мезоатомов и соответствующие значения параметра η. Данные по разности энергий в вдороде и гелии взяты из работ [2, 3]. Для остальных мезоатомов поляризация вакуума учитывалась в низшем порядке по a, а сдвиг уровней за счет конечных размеров ядра оценивался по формуле

$$\delta E_{2S} / \mid E_{2S} \mid = \frac{2}{3} Z^2 \frac{< r^2 >}{a^2}\,, \quad \delta E_{2P} \approx 0, \tag{7}$$

где $a = (a\ m)^{-1}$, $< r^2 >^{1/2}$ – среднеквадратичный радиус распределения заряда в ядре. При этом для $< r^2 >$ использовались экспериментальные значения [4].

Рассмотрим теперь P-нечетные корреляции в одноквантовом переходе $2S \to 1S$. Вероятность испускания γ-кванта в направлении $\mathbf{n}$ дается формулой

$$dW(\mathbf{n}) = W_S \{ 1 + (\vec{\xi}\,\mathbf{n})(\mathbf{s}\,\mathbf{n}) - \eta(\mathbf{s}\,\mathbf{n}) - \eta(\vec{\xi}\,\mathbf{n}) \} \frac{d\Omega}{8\pi}\,, \tag{8}$$

где $\mathbf{s} = -i[\mathbf{e}^* \times \mathbf{e}]$ – вектор спина фотона, $\vec{\xi}$ – вектор поляризации μ-мезона в $2S_{1/2}$-состоянии. Необходимость учета членов с $\vec{\xi}$ вызвана тем, что в ряде мезоатомов сохраняется довольно большая остаточная поляризация μ-мезонов, возникших при распаде π-мезонов (например, в углероде, согласно [5], $|\xi| \sim 1/6$). Поэтому, связанные с этой поляризацией P-четные корреляции (второй член в (8)) затрудняют наблюдение циркулярной поляризации γ-квантов, связанной с несохранением четности (третий член в (8))[1]. Действительно, полагая в (8) $\mathbf{s}\,\mathbf{n} = +1$ для правополяризованных и $\mathbf{s}\,\mathbf{n} = -1$ для левополяризованных квантов (в работе [1] использовалось противоположное определение, более принятое в оптике) получим для квантов, летящих в направлении $\mathbf{n}$ степень циркулярной поляризации

$$P_\gamma(\mathbf{n}) = \frac{W_+ - W_-}{W_+ + W_-} = \frac{(\vec{\xi}\mathbf{n}) - \eta}{1 + \eta(\vec{\xi}\mathbf{n})}. \qquad (9)$$

Поэтому в экспериментах, основанных на наблюдении циркулярной поляризации в μ-мезоатомных переходах следует принимать специальные меры, чтобы уменьшить влияние членов $\sim (\vec{\xi}\mathbf{n})$. Однако, более удобно, по-видимому, использовать поляризацию μ-мезонов для наблюдения асимметрии вылета γ-квантов относительно вектора поляризации μ-мезона. Эта корреляция описывается формулой (10), которая получается, если просуммировать (8) по поляризациям γ-квантов

$$dW(\mathbf{n}) = W_S\,\{1 - \eta(\vec{\xi}\mathbf{n})\}\,\frac{d\Omega}{4\pi}. \qquad (10)$$

Измерение этой асимметрии дает возможность определить η, а следовательно, константы взаимодействия нейтральных токов.

Остановимся теперь кратко на оценках вероятностей процессов, являющихся конкурентами одноквантового перехода $2S \to 1S$. В первую очередь к ним относится переход $2S \to 1S$ с испусканием оже-электронов. Согласно оценкам [6], вероятность этого перехода может достигать 10^9 $сек^{-1}$, однако, она сильно зависит от числа электронов, испущенных при посадке μ-мезона на уровень $2S$. Важную роль играет также двухквантовый переход $2S \to 1S$. Вероятность этого перехода можно оценить, умножая вероятность соответствующего перехода в атоме водорода (равную ~ 8 $сек^{-1}$) на Z^6 (m/m_e). Полученные таким образом оценки приведены в таблице. Из них видно, что в атомах с большими Z более благоприятное соотношение вероятностей одноквантового $2S \to 1S$ перехода. Однако, с ростом Z резко возрастает вероятность $E1$ перехода $2S \to 2P$, который для атомов с $Z > 10$ становится уже доминирующим процессом. Это обстоятельство (наряду с уменьшением η) затрудняет измерение P-нечетных корреляций в мезоатомах с $Z > 10$. Отметим, что другие процессы, например, μ-захват из $2S$-состояния для рассматриваемых мезоатомов не являются главными конкурентами.

[1] Автор благодарен Н.П.Попову, указавшему ему на это.

В заключение автор хотел бы выразить свою глубокую благодарность Я.И.Азимову, А.А.Ансельму, А.П.Бухвостову, В.Н.Грибову, Н.П.Попову, и Р.М.Рындину за очень полезные обсуждения вопросов, рассмотренных выше.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 февраля 1974 г.

Литература

[1] А.Н.Москалев. Письма в ЖЭТФ, **19**, 229, 1974.

[2] A.Di Giacomo. Nucl. Phys., **B11**, 411, 1969.

[3] E.Campani. Lett. Nuovo Cim., **4**, 982, 1970.

[4] H.Überall. Electron Scattering from Complex Nuclei. Part A. Academic press. N.Y.– London, 1971.

[5] A.E.Ignatenko. Nucl. Phys., **23**, 75, 1961.

[6] M.A.Ruderman. Phys. Rev., **118**, 1632, 1960.