

## СЛАБЫЕ НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В АТОМАХ И $\mu$ -МЕЗОАТОМАХ

А.Н.Москалев

Показано, что слабые нейтральные  $\bar{e}e$  токи приводят к циркулярной поляризации фотонов в одноквантовом переходе  $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  в атоме водорода равной  $-0,25 \cdot 10^{-3} G_0/G$ , где  $G_0/G$  — отношение констант взаимодействия нейтральных и заряженных токов. Для аналогичного перехода в  $\mu$ -мезоатоме водорода поляризация  $\gamma$ -квантов составляет  $5 \cdot 10^{-2} G_0/G$ .

Появившиеся недавно сообщения об обнаружении нейтральных слабых токов  $\bar{\nu}\nu$  в нейтринных экспериментах [1] вызвали большой интерес к проблеме нейтральных токов в целом. В настоящей работе показывается, что слабые нейтральные токи  $\bar{e}e$  и  $\bar{\mu}\mu$  приводят к сравнительно большим эффектам несохранения четности в некоторых атомных и мезоатомных переходах. Экспериментальное исследование этих переходов даст возможность определить константу взаимодействия этих токов с нуклонами или, в случае отсутствия таких токов, установить верхнюю границу их существования.

Для оценок величины эффектов, вызываемых нейтральными токами, рассмотрим контактное  $ep$ -взаимодействие вида  $V - A$  с константой связи  $G_0 = \kappa G$ , где  $G$  — фермиевская константа, численный множитель  $\kappa$  ха-

характеризует относительную силу взаимодействия нейтральных и заряженных токов. Амплитуда такого взаимодействия имеет вид

$$A = \frac{\kappa G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_p \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_p] [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u_e]. \quad (1)$$

Этой амплитуде соответствует  $P$ -нечетный потенциал  $e p$ -взаимодействия

$$V(r) = \frac{\kappa G}{2\sqrt{2}m} \sigma \{ \hat{p}, \delta(r) \}_+, \quad (2)$$

где  $m$  — масса электрона,  $\hat{p} = -i\nabla$  — его импульс,  $s = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$  — спин электрона. При выводе (3) протон считался бесконечно тяжелым, а по его спину произведено усреднение, так как эффекты, связанные со сверхтонкой структурой уровней, не рассматриваются. Наличие потенциала (2) приводит к смешиванию уровней с противоположной четностью. Это смешивание будет особенно существенно, когда уровни с противоположной четностью близки по энергии. В атоме водорода такими уровнями являются, например,  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$  уровни, отстоящие на величину лэмбовского сдвига  $E_{2S} - E_{2P} = 7,8 \alpha^3 m / 6\pi^2$ . При наличии взаимодействия (2) волновые функции этих состояний будут иметь вид  $\Psi(2S_{1/2}) + iF\Psi(2P_{1/2})$  и  $\Psi(2P_{1/2}) + iF\Psi(2S_{1/2})$ , где величина примеси  $F$  определяется формулой

$$iF = \frac{\langle 2P_{1/2} | V | 2S_{1/2} \rangle}{E_{2S} - E_{2P}}. \quad (3)$$

Используя (2), получаем

$$\langle 2P_{1/2} | V | 2S_{1/2} \rangle = -i \frac{\sqrt{3}}{32\pi\sqrt{2}} \kappa G \alpha^4 m^3, \quad (4)$$

а следовательно

$$F = -0,029 \kappa G m^2 \alpha^{-1} = -1,2 \cdot 10^{-11} \kappa. \quad (5)$$

Смешивание уровней приводит в электромагнитных переходах к циркулярной поляризации испускаемых фотонов, из-за интерференции амплитуд переходов с разной четностью. Эта поляризация будет велика, когда амплитуды основного и примесного перехода сравнимы по величине, т. е. когда основной переход по каким-либо причинам подавлен. С этой точки зрения интересен МІ переход  $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ , примесным к которому является ЕІ переход  $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  (серия Лаймана,  $\lambda \approx 1215,68 \text{ \AA}$ ). Однофотонный МІ переход  $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  в нерелятивистском пределе запрещен из-за ортогональности координатных функций  $2S$  и  $1S$  состояний и разрешен лишь за счет релятивистских поправок к волновым функциям электрона. Поэтому амплитуда этого перехода имеет малость  $\alpha^3$  по сравнению с ЕІ переходом, а не  $\alpha$ , как обычно [2]. Более точно, ам-

плитуда перехода из состояния  $\Psi(2S_{1/2}) + iF\Psi(2P_{1/2})$  в состояние  $\Psi(1S_{1/2})$  имеет вид

$$A = A_S + iFA_P = i \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2\pi a}{3}} a^3 a_0 \omega C_{1/2}^{1/2} \nu_{1M} \{ [\mathbf{e}^* \mathbf{n}] + iFR\mathbf{e}^* \}_M, \quad (6)$$

где  $\omega \approx E_{2S} - E_{1S} = \frac{3}{8} a^2 m$  — частота фотона,  $a_0 = (am)^{-1}$  — боровский радиус,  $\mathbf{e}$  — вектор поляризации фотона,  $\mu, \nu, M$  — проекции моментов начального и конечного состояния и фотона, соответственно,

$$R = A_P / A_S = \sqrt{w_P / w_S}.$$

Полная вероятность MI перехода  $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  дается формулой

$$w_S = \frac{2^5}{3^6} a_0^2 a^7 \omega^3 = \frac{1}{2^4 3^3} a^{11} m = 0,56 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}, \quad (7)$$

а вероятность EI перехода  $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  [2]

$$w_P = \frac{2^{17}}{3^{11}} a_0^2 a \omega^3 = (2/3)^8 a^5 m = 0,63 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1},$$

поэтому

$$R = \frac{2^6}{9\sqrt{3}a^3} = 1,06 \cdot 10^7.$$

Циркулярная поляризация фотонов в этом переходе равна

$$P \equiv \frac{w_R - w_L}{w_R + w_L} = \frac{2A_S \cdot F A_P}{A_S^2 + F^2 A_P^2} \approx 2FR = -0,25 \cdot 10^{-3} \kappa. \quad (8)$$

Измерение этой сравнительно большой поляризации позволило бы определить  $\kappa$ , т.е. константу взаимодействия нейтральных токов. Главная трудность этого эксперимента связана с тем, что состояние  $2S_{1/2}$  переходит в  $1S_{1/2}$  в основном не путем одноквантового перехода, а посредством двухквантового перехода [2] с вероятностью  $w \sim 7 \text{ сек}^{-1}$ .

Большой интерес вызывают аналогичные эксперименты с атомами дейтерия или трития. Наличие нейтрона в ядре практически не сказывается на частотах и вероятностях электромагнитных переходов, однако существенно меняет величину  $F$ , которая будет определяться суммой констант  $e\pi$ - и  $e\nu$ -взаимодействия. Сравнение поляризации в водороде и дейтерии или тритии позволило бы установить изотопическую структуру нейтральных токов. Следует, однако, заметить, что обычные слабые взаимодействия могут вызывать эффекты типа рассмотренных выше да-

же в отсутствие нейтральных токов. Действительно, они приводят к аксиальной части электромагнитного тока адронов вида

$$J_{\mu}^A \sim eG \bar{u} (q^2 \gamma_{\mu} - 2Mq_{\mu}) \gamma_5 u. \quad (9)$$

Взаимодействие этого тока с электромагнитным током электрона приводит к эффективному  $\pi$ -потенциалу вида (2), где  $\kappa \sim a$ . Поэтому обнаружение нейтральных токов в этих экспериментах возможно, если  $\kappa \gtrsim a$ .

Весьма перспективным представляется постановка аналогичных экспериментов в  $\mu$ -мезоатомах, где эффекты несохранения четности оказываются существенно больше, чем в обычных атомах. Если попрежнему не учитывать отдачу нуклона (пренебрегая поправками  $m_{\mu}/m_p$ ) и его конечные размеры, то для  $\mu$ -мезоатома водорода остаются справедливыми формулы, приведенные выше, если в них заменить массу электрона  $m$  на массу  $\mu$ -мезона  $m_{\mu}$ . Исключение составляет разность энергий  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$  состояний, поскольку в  $\mu$ -мезоатоме водорода главный вклад в эту разность вносит поляризация вакуума. Если воспользоваться теоретическим значением  $E_{2S} - E_{2P} = -0,2 \text{ эв}$ , то для величины примеси получается значение

$$F_{\mu} \sim 2,3 \cdot 10^{-9} \kappa_{\mu}. \quad (10)$$

Отношение вероятностей различных электромагнитных переходов и связанное с этим усиление эффектов не зависит от массы лептона и остается в  $\mu$ -мезоатоме водорода таким же, как в обычном атоме. Поэтому циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов в  $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  переходе ( $E_{\gamma} \sim 2,11 \text{ кэв}$ ) оказывается равной

$$P \sim 2RF_{\mu} \sim 4,9 \cdot 10^{-2} \kappa_{\mu}. \quad (11)$$

В заключение автор хотел бы поблагодарить В.Н.Грибова, Г.С.Данилова, Н.П.Попова, Л.Л.Франкфурта и В.М.Шехтера за обсуждение вопросов, затронутых выше.

*Примечание:* После окончания работы автору стало известно, что аналогичные вопросы рассматривались в статье Я.Б.Зельдовича (ЖЭТФ, 36, 964, 1959). Кроме того в обзоре С.Н. Llewellyn Smith (Preprint CERN, TH 1710) имеется упоминание об исследованиях С. Bouchiat на эту же тему. Автор благодарен Л.Б.Окуню, сообщившему ему об этом.

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

Поступила в редакцию  
21 декабря 1973 г.

### Литература

- [1] F. J. Hasert, H. Faissner, W. Krenz et. al. Phys. Lett., 46B, 138, 1973.
- [2] Г.Бете, Э.Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., Физматгиз, 1960.