

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В СИЛЬНО ЗАПРЕЩЕННЫХ T1-ПЕРЕХОДАХ В ТАЛИИ И СВИНЦЕ

О.П.Сушкое, В.В.Фламбаум, И.Б.Хриплович

Рассмотрены переходы в талии и свинце, перспективные с точки зрения поисков нейтральных токов. Рассчитаны эффекты несохранения четности в этих переходах.

Первый достаточно реальный эксперимент по обнаружению несохранения четности в атомных переходах был предложен Бушиа [1]. Речь

идет о поиске циркулярной поляризации фотонов в сильно запрещенном $M1$ -переходе $6s - 7s$ в цезии. Эта поляризация возникает, если существует слабое взаимодействие между нуклонным и электронным нейтральными токами, несохраняющее четность. К настоящему времени удалось измерить магнитный момент самого перехода [2] и установить верхнюю границу на степень циркулярной поляризации [3]: $|P| < 2,6 \cdot 10^{-2}$. В рамках популярной модели Вайнберга в этом переходе следует ожидать $P = 2 \cdot 10^{-4}$ [3].

Вскоре после появления работы [1], было отмечено, что на порядок величины большую циркулярную поляризацию можно ожидать, в сильно запрещенных $M1$ -переходах в таллии [4, 5] и свинце [5]. Соответствующие переходы лежат в диапазоне, доступном для перестраиваемых лазеров с использованием удвоения частоты. Сейчас, когда эксперименты с таллием ведутся [6] и уже позволили определить магнитный момент перехода $6p_{1/2} \rightarrow 7p_{1/2}$ (см. табл. 1), подробный расчет несохранения четности в сильно запрещенных $M1$ -переходах в таллии и свинце представляется своевременным. Его результаты изложены в настоящей статье.

Техника вычислений амплитуд $E1$ -переходов в таллии и свинце, обусловленных несохранением четности, довольно подробно рассмотрена в работе [7], посвященной расчету оптической активности паров металлов вблизи обычных $M1$ -переходов. В связи с этим, мы приведем здесь лишь некоторые детали вычислений.

Матричный элемент P -нечетного взаимодействия электрона с ядром выглядит следующим образом [8]

$$\langle s_{1/2} | H_w | p_{1/2} \rangle = i \frac{G m_e^2 \alpha^2 Z^2 R}{\pi \sqrt{2}} \frac{m_e l^4}{2 \hbar^2} \frac{1}{\nu_s^{3/2} \nu_{p_{1/2}}^{3/2}} \left[Zq + \frac{2\gamma + 1}{3} g_I 2I_{Я} j_{\mathcal{E}} \right], \quad (1)$$

где $G = 10^{-5} / m_p^2$ — фермиевская константа, $\gamma = \sqrt{1 - Z^2 \alpha^2}$; ν_s , $\nu_{p_{1/2}}$ — эффективные главные квантовые числа электрона; R — релятивистский фактор ($R_{Tl} = 8,5$; $R_{Pb} = 8,9$) В модели Вайнберга (при $\sin^2 \theta = 0,32$) $q_{Tl} = q_{Pb} = -0,9$; $g_I (Pb^{207}) = 0,12$.

Наиболее просто эффект рассчитывается для переходов $6p_{1/2} \rightarrow 7p_{1/2}$ в таллии. В этом случае вклад второго слагаемого в квадратных скобках в формуле (1) мал по сравнению с первым ($\sim 1/Z$) и поэтому реально измеряется константа q , характеризующая взаимодействие нуклонного векторного и электронного аксиального нейтральных токов. К начальному и конечному состояниям примешиваются как обычные уровни противоположной четности ns ($n \geq 7$), включая непрерывный спектр, так и возбуждения вида $6s \ 6p_{\pi r}$ внутренней $6s^2$ подоболочки. Необходимые для вычислений радиальные интегралы мы извлекаем из экспериментальных данных, если они имеются, или из численных расчетов [7, 9]. Наиболее существенные радиальные интегралы даны в табл. 2.

Таблица 1

	Начальное состояние	Конечное состояние	$\lambda, \text{Å}$	$\langle f M_z i \rangle / \mu_B $	$\langle f D_z i \rangle / i l a_0$	P
	ниже		2927	$-2,11 \cdot 10^{-5}$	$-0,95 \cdot 10^{-10}$	$-2,5 \cdot 10^{-3}$
Тl	$6p_{1/2}$	$7p_{1/2}$	2417	—	$-0,53 \cdot 10^{-10}$	—
		$8p_{1/2}$	2253	—	$-0,40 \cdot 10^{-10}$	—
		$9p_{1/2}$				
Рь	$6p^2(^3P_0^o)$	$6p7p(^3P_1^o)$	2330	—	$1,07 \cdot 10^{-10}$	—
		$6p7p(^3D_1^o)$	2238	—	$-1,25 \cdot 10^{-10}$	—
		$6p^2(^1S_0^o)$	3394	$0,81 \cdot 10^{-6}$	$0,95 \cdot 10^{-13}$	$-6,5 \cdot 10^{-5}$
		$6p7p(^3P_0^o)$	2252	—	$-0,95 \cdot 10^{-13}$	—

Результаты наших расчетов для амплитуд $E1$ -переходов приведены в табл. 1. Для перехода $6p_{1/2} - 7p_{1/2}$ эта величина рассчитывалась ранее в работе Бушиа [10]. Их результат ($D_z = i |e| a_0 \cdot 0,78 \cdot 10^{-10}$) отличается от нашего, так как они не учли вклад в эффект от возбужденный типа $6s$ $6p7p$. Найденное нами значение степени циркулярной поляризации в этом переходе

$$P = -2\text{Im} \frac{\langle 7p_{1/2} | D_z | 6p_{1/2} \rangle}{\langle 7p_{1/2} | M_z | 6p_{1/2} \rangle} = -2,5 \cdot 10^{-3}. \quad (2)$$

согласуется с оценкой Нойфера, приведенной в работе [6]. В связи с тем, что магнитные моменты переходов $6p_{1/2} \rightarrow 7p_{1/2}$, вероятно, убывают с ростом m , в двух остальных переходах² (см. табл. 1) можно ожидать такой же или даже несколько большей циркулярной поляризации.

Перейдем теперь к свинцу. Здесь мы рассмотрим переходы $6p^2(^3P_0^o) \rightarrow 6p7p(^3P_1^o, ^3D_1^o)$, в которых также можно измерить константу q . Анализ спектра свинца показывает, что оба верхних уровня являются почти чистыми jj состояниями: $6p_{1/2}7p_{1/2}$ и $6p_{1/2}7p_{3/2}$ соответственно¹⁾. Радиальные интегралы, использованные в расчетах, приведены в табл. 2. Наши результаты для амплитуд $E1$ -переходов содержатся в табл. 1. В обоих переходах можно ожидать циркулярной поляризации $\sim 3 \cdot 10^{-3}$.

Т а б л и ц а 2

Радиальные интегралы в единицах боровского радиуса

	Г1				Рь		
	$6p_{1/2}$	$7p_{1/2}$	$8p_{1/2}$	$9p_{1/2}$	$6p_{1/2}$	$7p_{1/2}$	$7p_{3/2}$
6s	-1,8	-0,13	-0,06	-0,04	-1,6	-0,09	-0,2
7s	2,22	-7,62	-0,90	-0,40	1,75	-7,10	-6,67
8s	0,67	7,38	-14,7	-1,77	0,66	6,65	8,10
9s	0,37	1,58	14,3	-23,8	0,37	1,49	1,35
10s	0,28	0,79	2,74	23,5	0,25	0,79	0,68

В связи с тем, что вклады различных состояний в эффект в значительной мере взаимно компенсируются, погрешность наших расчетов может быть довольно велика. В отличие от авторов работы [4], мы считаем, что из-за неточностей в атомных вычислениях едва ли удастся

¹⁾ Эти функции мы определяем так, что в формализме вторичного квантования они равны соответственно $b_{6,1/2}^+ b_{7,1/2}^+ |0\rangle$ и $\left[\frac{\sqrt{3}}{2} b_{6,1/2}^+ - \frac{1}{2} c_{7,1/2}^+ - \frac{1}{2} b_{6,1/2}^+ c_{7,1/2}^+ \right] |0\rangle$ (см. [7]).

установить изотопическую структуру нейтральных токов, сравнивая эффекты несохранения четности в таллии и цезии. Более перспективным с этой точки зрения представляется исследование оптической активности паров разных изотопов таллия и свинца [7].

Остановимся теперь на $M1$ -переходах в нечетном изотопе свинца, идущих за счет сверхтонкого смешивания электронных состояний с моментами 0 и 1. В своей работе [4] Бушиа отметили, что наблюдение циркулярной поляризации в переходе $6p^2\ ^3P'_0 \rightarrow 6p^2\ ^1S'_0$ позволило бы обнаружить другой тип слабого взаимодействия — между нуклонным аксиальным и электронным векторным токами (т. е., определить константу q_I в формуле (1)).

В нашей работе [11] вычислен магнитный момент этого перехода: $\langle ^1S'_0 | M_z | ^3P'_0 \rangle = 0,81 \cdot 10^{-6} | \mu_B |$. (Бушиа [4] дают для численного коэффициента значение $(0,27 \div 0,69) \cdot 10^{-6}$). Найденный нами дипольный момент $E1$ -перехода представлен в табл. 1. Отметим, что расчет в этом случае несколько более надежен, чем изложенные выше, поскольку основной вклад в эффект дает примесь одной конфигурации ($6p7s\ ^3P'_1$). Полученный результат для степени циркулярной поляризации в этом переходе $P = -0,65 \cdot 10^{-4}$ почти на порядок величины меньше оценки из [4].

Мы рассмотрели также аналогичный переход $6p^2\ ^3P'_0 - 6p7p^3P'_0 (6p_{1/2}7p_{1/2})$. В нем можно ожидать большей циркулярной поляризации из-за меньшего значения $\langle M_z \rangle$. Важным преимуществом в данном случае является, по-видимому, наличие разрешенного перехода из возбужденного состояния, что облегчает наблюдение процесса.

В заключение заметим, что эффекты, подобные рассмотренным выше, можно наблюдать также в аналогичных переходах в индии и олове.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
28 сентября 1976 г.

Литература

- [1] M.A.Bouchiat, C.C.Bouchiat. Phys. Lett., 48B, 111, 1974.
- [2] M.A.Bouchiat, L.Pottier. J. Phys., 37, L-79, 1976.
- [3] M.A.Bouchiat, L.Pottier. Phys. Lett., 62B, 327, 1976.
- [4] M.A.Bouchiat, C.C.Bouchiat. J. Phys., 35, 899, 1974.
- [5] И.Б.Хриплович. ЯФ, 21, 1046, 1975.
- [6] S. Chu, E.D.Commins, R.Conti. Berkeley preprint, 1976.
- [7] В.Н.Новиков, О.П.Сушков, И.Б.Хриплович. ЖЭТФ, 71, 1665, 1976.
- [8] В.Н.Новиков, И.Б.Хриплович. Письма в ЖЭТФ, 22, 162, 1975.
- [9] О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Оптика и спектроскопия, в печати.

[10] M.A.Bouchiat, C.C.Bouchiat. *J. Phys.*, 36, 493, 1975.

[11] О.П.Сушков, В.В.Фламбаум, И.Б.Хриплович. Оптика и спектроскопия, в печати.
