

## **ЭФФЕКТЫ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В ТЯЖЕЛЫХ ИОНАХ**

*В.Г.Горшков, Л.И.Лабзовский*

Показано, что для одноквантовых переходов в тяжелых ионах  $Cv$  и  $Cu$  XXVIII степень циркулярной поляризации фотонов, возникающая при наличии слабых взаимодействий, достигает  $10^{-3}$  в модели Вайнберга.

Нарушение четности в атомных процессах может происходить за счет слабых взаимодействий. При отсутствии нейтральных слабых токов, что предполагалось до последнего времени, нарушение четности

в атомах происходит только в членах порядка  $Gm^2a$ , где  $G$  и  $a$  — слабая и электродинамическая константы взаимодействия,  $m$  — масса электрона [1 — 3]. В недавних нейтринных экспериментах [4] были обнаружены нейтральные токи с константой порядка обычной слабой константы  $G$ . Это приводит к возможности обнаружения нарушения четности в членах порядка  $Gm^2$ . В работах [1, 3] были исследованы эффекты несохранения четности, проявляющиеся в возникновении круговой поляризации фотонов в излучении атома водорода. Оптические переходы в нейтральных тяжелых атомах (Cs), связанные с несохранением четности, рассматривались в [5]. В этой статье мы вычислим степень круговой поляризации фотонов в спектрах тяжелых ионов с двумя электронами и обсудим экспериментальные возможности ее измерения. В настоящее время существуют пучки тяжелых ионов с двумя электронами, интенсивности которых, по-видимому, достаточны для обнаружения предполагаемого эффекта [6].

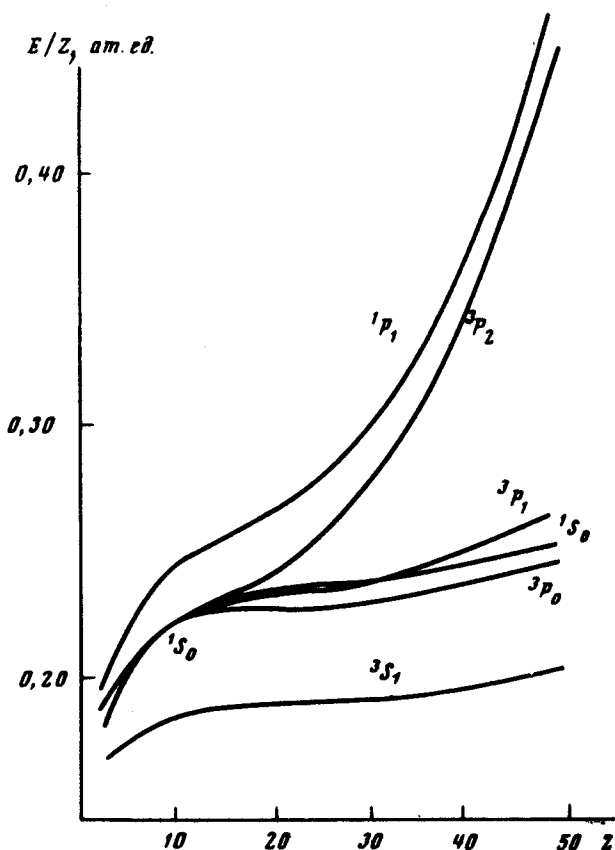


Схема уровней ионов с двумя электронами была рассчитана в работе [7] при всех значениях заряда ядра  $Z$  для конфигурации  $1s 2s + 1s 2p$  и приведена на рисунке. Рассмотрим однофотонный переход из состояния  $2^1S_0$  в основное состояние  $1^1S_0$  в ионах с ядрами, обладающими магнитным моментом. В результате сверхтонкого взаимодействия к состоянию  $2^1S_0$  примешивается состояние  $2^3S_1$ . Слабое взаимодействие электронов с ядром примешивает к  $2^1S_0$  состояние  $2^3P_1$  с другой чет-

ностью. Примесь других уровней дает пренебрежимо малый вклад. Состояния  $2^3S_1$  и  $2^3P_1$  переходят в основное состояние с испусканием  $M1$  и  $E1$  фотонов, интерференция амплитуд которых приводит к круговой поляризации. В результате амплитуда однофотонного перехода из состояния  $2^1S_0$  запишется в виде (мы используем релятивистские единицы  $\hbar = c = 1$ ):

$$A = A_s H + A_p i W, \quad (1)$$

$$A_s = \langle FM_F 2^3S_1 | \hat{A} | FM'_F 1^1S_0 \rangle; \quad w_s = \frac{4}{3} \omega_s |A_s|^2, \quad (2)$$

$$A_p = \langle FM_F 2^3P_1 | \hat{A} | FM'_F 1^1S_0 \rangle; \quad w_p = \frac{4}{3} \omega_p |A_p|^2,$$

$$H = \langle FM_F 2^3S_1 | V_H | FM_F 2^1S_0 \rangle \Delta E_H^{-1}, \quad (3)$$

$$W = \langle FM_F 2^3P_1 | V_w | FM_F 2^1S_0 \rangle \Delta E_W^{-1},$$

где  $V_H, V_w$  — эффективные операторы сверхтонкого и слабого взаимодействий,  $F, M_F, M'_F$  — полный момент атома и его начальная и конечная проекции,  $w_{s,p}$  — вероятности магнитного и электрического переходов,  $\omega_s \approx \omega_p \equiv \omega$  — частоты этих переходов,  $\Delta E_H = E(2^1S_0) - E(2^3S_1)$ ;  $\Delta E_W = E(2^1S_0) - E(2^3P_1)$ . Оператор  $V_w$  имеет вид

$$V_w = \frac{G}{\sqrt{2}} (a_{ZN} \gamma_5^{(\alpha)} + b_{ZN} \vec{\alpha}^{(\alpha)} \vec{\sigma}^{(\beta)}), \quad (4)$$

где  $\gamma_5, \vec{\alpha}$  и  $\vec{\sigma}$  — матрицы Дирака и Паули, значки  $\alpha, \beta$  относятся к электрону и ядру,  $a_{ZN}, b_{ZN}$  — коэффициенты, определяющие зависимость электронно-ядерных нейтральных токов от числа протонов  $Z$  и нейтронов  $N$  в ядре. В нашем случае работает только второй член в (4), содержащий зависимость от ядерного спина. Согласно модели Вейнберга [8]

$$b_{ZN}^W = \frac{1}{2} (4 \sin^2 \Theta_w - 1) (N - Z) f_A \approx 0,24 (N - Z). \quad \text{В других моделях}$$

$b_{ZN}^W \leq b_{ZN} \leq A$ , где  $A$  — массовое число. Вероятность одноквантового перехода равна

$$w_{1\gamma} = w_s H^2 + w_p |W|^2 + 2 \operatorname{Re} \sqrt{w_s w_p} H W^* (in[ee^*]), \quad (5)$$

где  $\mathbf{n}, \mathbf{e}$  — направление излучения и поляризация фотона. Поскольку в нашем случае  $w_s H^2 \gg w_p |W|^2$ , степень поляризации определится соотношением

$$\mathcal{P} = \frac{2 \operatorname{Re} W}{H} \sqrt{\frac{w_p}{w_s}}. \quad \text{Для различных величин, входящих в } \mathcal{P},$$

мы получаем следующие значения

$$H = -\frac{9}{8} \sqrt{\frac{20}{3}} (aZ)^4 m^2 g / A M_p \Delta E_H, \quad (6)$$

$$W = \frac{3}{64\pi} \sqrt{\frac{5}{2}} Gm^3 b_{ZN} (aZ)^4 (R/a_0)^{-aZ} / \Delta E_W + \frac{i}{2} \Gamma_W, \quad (7)$$

где  $g$  – гиромангнитный множитель,  $M_p$  – масса протона,  $R$  – радиус ядра,  $a_0$  – боровский радиус. В выражение для  $W$  мы ввели ширину  $\Gamma_W$ , так как  $\Delta E_W$  может быть весьма мало. Для  $\mathcal{P}$  теперь получается:

$$\mathcal{P} = \frac{27\sqrt{3}}{512\pi\sqrt{2}} Gm^2 b_{ZN} A M_p (R/a_0)^{-aZ} \operatorname{Re} \frac{\Delta E_H}{\Delta E_W + \frac{i}{2} \Gamma_W} \sqrt{\frac{w_p}{w_s}}. \quad (8)$$

Поскольку  $\sqrt{\frac{w_p}{w_s}} \sim \frac{1}{aZ}$ , из (8) следует, что зависимость  $\mathcal{P}(Z)$  в основном определяется отношением  $\Delta E_H / \Delta E_W + \frac{i}{2} \Gamma_W$ . Таким образом, на-

иболее выгодными являются значения  $Z$ , при которых уровни  $2^3P_1$  и  $2^1S_0$  пересекаются. Как видно из рисунка, это происходит при  $Z = 6$  (C V) и  $Z = 29$  (Cu XXVIII). Значения энергетических разностей для точек пересечения таковы:  $\Delta E_H(C) \approx \Delta E_H(\text{Cu}) = 0,050 \text{ ма}^2 Z$ ;  $\Delta E_W(C) = 6,0 \cdot 10^{-4} \text{ ма}^2$ ;  $\Gamma_W(C) \ll \Delta E_W(C)$ ;  $\Delta E_W(\text{Cu}) = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ ма}^2$ ;  $\Gamma_W(\text{Cu}) = 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ ма}^2$ . Значения  $w_s(\text{Cu}) = 1,0 \cdot 10^{-12} \text{ м}$  и  $w_p(\text{Cu}) = 1,0 \cdot 10^{-7} \text{ м}$  мы заимствовали из [9]. В результате для степени поляризации в модели Вайнберга мы получаем  $\mathcal{P}^W(C) = 1,6 \cdot 10^{-3}$  (для изотопа  $A = 13$ ),  $\mathcal{P}^W(\text{Cu}) = 2,4 \cdot 10^{-3}$  (для изотопа  $A = 65$ ). Для других моделей  $\mathcal{P} = \mathcal{P}^W (b_{NZ} / b_{NZ}^W) \geq \mathcal{P}^W$ . Укажем также значения частоты перехода:  $\omega(C) = 330 \text{ эв}$ ;  $\omega(\text{Cu}) = 8,34 \text{ кэв}$ ,

Основной модой распада уровня  $2^1S_0$  является двухквантовый распад. Его вероятность  $w_{2\gamma}(\text{Cu}) = 4,7 \cdot 10^{-12} \text{ м}$  [6]. Отношение последнего члена в (6), отвечающего за несохранение четности, к  $w_{2\gamma}$  составляет для Cu  $\sim 10^{-5}$ , для C  $\sim 10^{-9}$ . Абсолютная величина последнего члена в (5) равна (для  $Z = 29$ )  $0,3 \cdot 10^{-16} \text{ м} = 0,3 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ , что на четырнадцать порядков больше соответствующей величины в атоме водорода [3]. Это дает возможность не опасаться влияния посторонних фоновых полей [10] на эффект. Для  $Z = 6$  запас по сравнению с водородом составляет четыре порядка.

Можно использовать также другие переходы и другие ионы. Благоприятным для измерения является одноквантовый M1-переход из состояния  $2^3S_1$  в основное состояние, интерферирующий с E1-переходом от примеси состояния  $2^1P_1$ . Степень поляризации в этом переходе оказывается порядка  $10^{-5}$  при  $Z = 26$  (Fe XXV), но двухквантовый переход в этом случае подавлен запретом по спину и мода M1 является основной. Существует также возможность отдельного измерения электрон-электронных нейтральных токов. Например, к  $s$ -состояниям можно примешивать такие состояния другой четности, волновые функции которых ведут себя при  $\gamma \rightarrow 0$  так, что матричные элементы электронно-ядерных слабых токов обращаются в нуль ( $d$ ,  $f$ -состояния). В этом случае нарушение четности за счет взаимодействия с ядром отсутствует. Если нейтральных токов не существует, то, как отмечалось выше, мы получаем для степени поляризации величину на один – два порядка меньше приведенной выше (в этом случае  $b_{NZ} \sim aZ$ ). При современном состо-

янии эксперимента измерение таких величин, по-видимому, также является возможным.

Авторы благодарны А.Н.Москалеву за многочисленные обсуждения, а также Я.И.Азимову, А.А.Ансельму, Н.П.Попову, Р.М.Рындину, М.Г.Рыскину, Л.Л.Франкфурту за критические замечания.

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

Поступила в редакцию  
27 апреля 1974 г.

### Литература

- [1] Я.Б.Зельдович, ЖЭТФ, **36**, 964, 1959.
  - [2] F.Curtis-Michel. Phys. Rev., **138B**, 408, 1965.
  - [3] А.Н.Москалев. Письма в ЖЭТФ, **19**, 229, 1974.
  - [4] F.J.Nasert et al. Phys. Lett., **46B**, 138, 1972.
  - [5] М.А.Бouchiat, С.С.Бouchiat. Phys. Lett., **48B**, 111, 1974.
  - [6] R.Marrus. Nucl. Inst. **110**, 333, 1973.
  - [7] Г.Л.Климчицкая, Л.Н.Лабзовский. Оптика и спектроскопия, **34**, 633, 1973.
  - [8] S.Weinberg. Phys. Rev., **D5**, 1412, 1972.
  - [9] Г.Л.Климчицкая, У.И.Сафронова, Л.Н.Лабзовский. Оптика и спектроскопия (в печати).
  - [10] Я.И.Азимов, А.А.Ансельм, А.Н.Москалев, Р.М.Рындин. Письма в ЖЭТФ, (в печати)
-