

ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В АТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ

И.Б.Хрипович

Обсуждается возможность обнаружить несохранение четности в оптических переходах по вращению плоскости поляризации света в парах тяжелых металлов. Угол поворота может достигать 10^{-5} рад/м при давлении 100 мм.

Принципиальная возможность обнаружить слабое взаимодействие электрона с протоном и нейтроном путем наблюдения несохранения четности в атомных переходах была указана много лет назад Зельдовичем [1] и с тех пор неоднократно обсуждалась теоретиками [2 – 5] (см. также [6 – 9]). Среди этих статей следует особо отметить работу Бушиа [3], в которой было показано, что эффекты несохранения четности в тяжелых атомах усилены настолько, что их экспериментальное обнаружение оказывается на грани возможного. Однако конкретная оценка степени циркулярной поляризации фотонов в $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ переходе в цезии, данная в работе [3], по-видимому, является завышенной (см. [5]), так что соответствующий эксперимент представляется более трудным, чем это следовало бы из оценок Бушиа.

В настоящей статье я хотел бы обратить внимание на достаточно реальную возможность обнаружить несохранение четности в атомных переходах по вращению плоскости поляризации света в парах тяжелых металлов. То, что несохранение четности приводит к появлению оптической активности, было впервые отмечено в статье [1].

Коэффициенты преломления для право- и левополяризованных фотонов с частотой ω , близкой к резонансной ω_0 , запишем в виде

$$n_{\pm} = 1 + \frac{N |V_{\pm}|^2}{\hbar^2 \omega} \left\langle \frac{1}{\omega - \omega_0 - (v/c)\omega_0 + i\Gamma/2} \right\rangle. \quad (1)$$

Здесь N — плотность атомов среды, Γ — ширина возбужденного уровня, $|V_{\pm}|^2$ — квадраты матричных элементов поглощения право- и левополяризованных фотонов, усредненные по начальным и просуммированные по промежуточным поляризациям атомов. Скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по скоростям атомов v .

Если четность не сохраняется, матричные элементы V_{\pm} не равны между собой и могут быть представлены в виде

$$V_{\pm} = V \pm \frac{\xi}{2} V_1, \quad (2)$$

где ξ — безразмерный малый параметр, а V_1 — примесный матричный элемент "неправильной" четности. Угол поворота плоскости поляризации равен

$$\psi = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} l \operatorname{Re}(n_+ - n_-) = \frac{1}{2} N l \xi \frac{(V^* V_1 + V V_1^*)}{\hbar^2 c} < \frac{\omega - \omega_0 - (v/c)\omega_0}{\left(\omega - \omega_0 - \frac{v}{c}\omega_0\right)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} >, \quad (3)$$

где l — длина пути. Если основной переход, которому соответствует матричный элемент V , разрешен, то коэффициент поглощения α , определяемый соотношением

$$\alpha = -2 \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} n_{\pm} = 2 \frac{N |V|^2}{\hbar^2 c} < \frac{\Gamma/2}{\left(\omega - \omega_0 - \frac{v}{c}\omega_0\right)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} > \quad (4)$$

очень велик. А поскольку длина пути l не может заметно превышать α^{-1} , то достижимый угол поворота ψ при этом крайне мал.

Поэтому естественно рассмотреть случай, когда основным является М1 переход, а, соответственно, примесным — Е1. Как известно, М1 переход идет (без дополнительного подавления) лишь между компонентами тонкой структуры. Для наблюдения малого угла поворота ψ желательно, чтобы этот переход лежал в видимой части спектра или вблизи нее. Такая ситуация имеет место для тяжелых металлов: сурьмы, таллия, свинца и висмута.

Чтобы угол ψ не был слишком мал, расстройка $\Delta = \omega - \omega_0$ должна быть сравнима с доплеровским уширением Δ_D (предполагается, что $\Delta_D \gg \Gamma$). Поскольку ψ — нечетная функция Δ , ясно, что и стабильность частоты, и ширина линии источника должны быть, по крайней мере, сравнимы с $\Delta_D \approx 10^{-6} \omega_0$. При этом разрешается как сверхтонкая структура, так и изотопический сдвиг линии.

Предположим, что четность не сохраняется во взаимодействии электрона с нуклоном. Интересуясь суммарным вкладом в эффект от всех нуклонов ядра, усредним гамильтониал слабого взаимодействия по спину нуклона. В результате P -нечетное взаимодействие электрона с яд-

ром выглядит в нерелятивистском приближении так:

$$H = - \frac{G\hbar^3}{\sqrt{2}c^2} Zq \frac{1}{2m} [(\vec{\sigma}p)\delta(r) + \delta(r)(\sigma p)] . \quad (5)$$

Здесь $G = 10^{-5} m_p^{-2}$ – фермиевская константа; m , $\vec{\sigma}/2$, p и r – масса, спин, импульс и координата электрона. Величина q зависит от конкретного варианта теории. Для определенности воспользуемся моделью Вайнберга [10]. В ней

$$q = 1 - \frac{A}{2Z} - 2\sin^2\theta . \quad (6)$$

где A – атомный вес элемента, θ – угол смешивания, являющийся параметром модели; при расчетах примем $\sin^2\theta = 0,32$. Очевидно, гамильтониан (5) приводит к смешиванию лишь $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ состояний.

Рассмотрим переход $6p_{1/2} - 6p_{3/2}$ в таллии, лежащий в ближней инфракрасной области ($\lambda = 12833\text{Å}$). Этот переход может идти также, как электрический квадрупольный. Однако, как показывают простые оценки, матричный элемент E2 перехода достаточно мал для того, чтобы квадрупольным вкладом можно было пренебречь.

Расчет примеси состояний $6s^2ns_{1/2}$ ($n = 7, 8, \dots$) к основному состоянию $6s^26p_{1/2}$ сравнительно прост (см. [3]). Учет релятивистских эффектов приводит для таллия к поправочному множителю 8,8. Для нахождения амплитуд E1 переходов используются экспериментальные данные по силам осцилляторов в таллии [11]. Знаки этих амплитуд определяются с помощью таблиц Бэйтса – Дамгаард [12]. Вклад состояний с $n \geq 9$ (а также, по-видимому, непрерывного спектра самого по себе) несуществен. Найденный таким образом поворот плоскости поляризации для перехода $F = 1 \rightarrow F = 2$ в Tl^{205} при давлении 100 мм (что соответствует температуре 1196°C) и расстройке $\Delta = 2,4 \Delta_D$ составляет 10^{-5} рад/м. Коэффициент поглощения a равен при этом 100 см^{-1} .

Этот ответ для ψ справедлив лишь по порядку величины. Дело в том, что здесь не учтен вклад конфигураций $6s6p^2$. Сколько-нибудь точный расчет этого вклада представляет заметные трудности и пока не выполнен. Между тем, одна из этих конфигураций $6s6p^2^2P_{3/2}$ по-видимому, дает большой вклад в обсуждаемый эффект¹⁾. Можно надеяться однако, что учет указанных состояний не меняет порядок величины эффекта.

Примерно таким же будет вращение плоскости поляризации в парах свинца ($\lambda = 12789\text{Å}$) и висмута ($\lambda = 8757\text{Å}$, $\lambda = 6478\text{Å}$, $\lambda = 4617\text{Å}$, $\lambda = 3015\text{Å}$). На порядок меньшего эффекта (из-за меньшего Z) следует ожидать в парах сурьмы ($\lambda = 11748\text{Å}$, $\lambda = 10148\text{Å}$, $\lambda = 6099\text{Å}$, $\lambda = 5416\text{Å}$).

Наблюдение вращения плоскости поляризации на уровне 10^{-5} рад само по себе вполне осуществимо. Во всяком случае, большая часть видимой области, а также интервал $8200 + 8900\text{Å}$, перекрываются существующими перестраиваемыми лазерами с нужными параметрами.

¹⁾ Замечу, что и для цезия, вероятно, существен вклад конфигураций $5p^56s^2$, который, видимо, не был учтен в работе [3].

Серьезную проблему представляет устранение магнитного поля, которое также приводит к вращению плоскости поляризации. Для имитации эффекта на уровне 10^{-5} рад/ж достаточно среднее магнитное поле $10^{-5} + 10^{-4}$ эс. Для большинства переходов основной механизм имитации – различие в резонансных частотах для право- и левополяризованных квантов, возникающее из-за зеемановского расщепления линий¹⁾.

Я глубоко благодарен М.С.Золотореву за бесчисленные обсуждения экспериментальных возможностей и ценные критические замечания; без них эта работа едва ли была бы выполнена. Я искренне признателен также В.Е.Балакину, Л.М.Баркову, А.И.Вайнштейну, В.Ф.Дмитриеву, Л.Б.Окуню, К.К.Светашову, Г.И.Сурдутовичу и Г.М.Чумаку за полезные дискуссии.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
16 октября 1974 г.

Литература

- [1] Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 36, 964, 1959.
- [2] F. C. Michel. Phys. Rev., 138B, 408, 1965.
- [3] M. Bouchiat, C. Bouchiat. Phys. Lett., 42B, 111, 1974.
- [4] А.Н.Москалев. Письма в ЖЭТФ, 19, 229, 1974; Я.А.Азимов, А.А.Ансельм, А.Н.Москалев, Р.М.Рындин. ЖЭТФ, 67, 17, 1974.
- [5] И.Б.Хрипович. ЯФ, 21, 1975.
- [6] А.Н.Москалев. Письма в ЖЭТФ, 19, 394, 1974.
- [7] G. Feinberg, M. Y. Chen. Phys. Rev., 10D, 190, 1974.
- [8] J. Bernabeau, T. E. O. Ericson, C. Jarlskog. Phys. Lett., 50B, 467, 1974.
- [9] А.И.Вайнштейн, И.Б.Хрипович. Письма в ЖЭТФ, 20, 80, 1974.
- [10] S. Weinberg. Phys. Rev., D5, 1412, 1972.
- [11] A. Gallagher, A. Lurio. Phys. Rev., 136A, 87, 1964.
- [12] D. R. Bates, A. Damgaard. Phil. Trans., A242, 101, 1949.

¹⁾ Ввиду неизбежного отличия частоты лазера от резонансной, этот же механизм приводит в случае эксперимента, предложенного Бушиа [3], к ограничениям на магнитное поле более жестким, по-видимому, чем те, которые указаны в их работе.