Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.6, стр.449 - 453 © 1995г. 25 марта

НЕСОХРАНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В АТОМНОМ ИТТЕРБИИ

С.Г.Порсев, Ю.Г.Рахлина, М.Г.Козлов

Петербургский институт ядерной физики

188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 3 февраля 1995 г.

Сосчитана примесная P-нечетная амплитуда $E1_{PNC} = -(1,15 \pm 0,25) \cdot 10^{-9} i|e|a_0(-Q_w/N)$ (a_0 – боровский радиус, Q_w – слабый заряд ядра, N – число нейтронов) для запрещенного $M1$-перехода $^3D_1 \longrightarrow {}^1S_0$ в иттербии, что подтвердило усиление эффектов несохранения четности в иттербии по сравнению с цезием и таллием. Сосчитана штарковская амплитуда $\beta = -(138 \pm 30)a_0^3$, необходимая для интерпретации эксперимента по поиску несохранения P-четности.

Как известно, изучение несохранения пространственной (P) четности методами атомной физики оказалось весьма плодотворным. Был сделан целый ряд теоретических и экспериментальных работ по поиску несохранения P-четности, главным образом, в тяжелых атомах [1]. Наиболее впечатляющие результаты в настоящее время достигнуты в теоретических [2,3] и экспериментальных [4] работах по цезию.

В приближении бесконечно тяжелого нуклона часть P-нечетного гамильтониана, независящую от спина ядра, можно представить в виде

$$H_w = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} Q_w \rho_p(r) \gamma_5, \tag{1}$$

где $G_F = 10^{-5}/m_p^2$ – константа Ферми, $\rho_p(r)$ – плотность распределения нуклонов в ядре, Q_w – слабый заряд ядра, определяемый в рамках стандартной модели как

$$Q_w = -N + Z\,(1 - 4\sin^2\theta_W). \tag{2}$$

Здесь N и Z – числа нейтронов и протонов в ядре, θ_W – угол Вайнберга.

Для слабого заряда ядра цезия на данный момент получено следующее значение [2–4]:

$$Q_w(\mathrm{Cs}_{55}^{133}) = -71,04 \pm 1,58 \pm 0,88, \tag{3}$$

где первая погрешность – экспериментальная (главным образом, статистическая), вторая погрешность – теоретическая. С учетом указанных погрешностей величина слабого заряда совпадает со значением $Q_w(\mathrm{Cs})$, которое предсказывает стандартная модель на основе высокоточных измерений массы Z-бозона [5] $m_Z = 91,174 \pm 0,021$. Дальнейший прогресс, как в плане улучшения экспериментальной и теоретической точности определения Q_w для цезия, так и в плане поиска других атомов, где эффекты несохранения четности усилены по сравнению с цезием, может привести не только к более точной проверке стандартной модели, но и к выходу за ее пределы и изучению так называемой "новой" физики.

Примером такого атома может служить иттербий Yb ($Z = 70$), относящийся к редким землям. При рассмотрении $M1$-перехода из состояния ${}^3D_1$ в состояние ${}^1S_0$ (который в нерелятивистском пределе, очевидно, запрещен, поскольку орбитальное квантовое число L меняется на 2) и учете P-нечетного электрон-нуклонного взаимодействия, возникает примесная P-нечетная амплитуда $E1_{PNC}$, определяемая как

$$E1_{PNC} = \sum_n \left[\frac{\langle {}^1S_0| - \mathrm{d}\vec{\varepsilon}|n\rangle\langle n|H_w|{}^3D_1\rangle}{E_{{}^3D_1} - E_n} + \frac{\langle {}^1S_0|H_w|n\rangle\langle n| - \mathrm{d}\vec{\varepsilon}|{}^3D_1\rangle}{E_{{}^1S_0} - E_n} \right]. \tag{4}$$

Здесь H_w дается формулой (1), d – индуцированный дипольный момент атома, $\vec{\varepsilon}$ – электрическая составляющая электромагнитной волны. Суммирование ведется по всем промежуточным состояниям, удовлетворяющим правилам отбора по полному моменту J и четности.

Согласно полуэмпирическому расчету Д. ДеМилла и Д. Будкера [6], $\mathrm{Im}(E1_{PNC}) = 1,1\ (4) \cdot 10^{-9} ea_0$ (e – заряд электрона), то есть примерно в 100 раз больше, чем соответствующая P-нечетная амплитуда для перехода $6S$—$7S$ в цезии. Поскольку работа на запрещенном $M1$-переходе сильно затруднена, обычно (см.,например, [4, 7]) исследуемый образец помещают во внешнее постоянное электрическое поле $\mathbf{E}$, которое "приоткрывает" данный переход. В этом случае появляется так называемая, штарковская амплитуда (E_{st}), определяемая как

$$E_{st} = \sum_n \left[\frac{\langle {}^1S_0| - \mathrm{d}\vec{\varepsilon}|n\rangle\langle n| - \mathrm{d}\mathbf{E}|{}^3D_1\rangle}{E_{{}^3D_1} - E_n} + \frac{\langle {}^1S_0| - \mathrm{d}\mathbf{E}|n\rangle\langle n| - \mathrm{d}\vec{\varepsilon}|{}^3D_1\rangle}{E_{{}^1S_0} - E_n} \right]. \tag{5}$$

Несложно убедиться, что для перехода $|1, m\rangle \to |0, 0\rangle$ (где m – проекция момента $J = 1$) штарковскую амплитуду (5) можно представить в виде $E_{st} \equiv \beta i[\mathbf{E} \times \vec{\varepsilon}]_m$. Отсюда следует, что вклад в амплитуду дает лишь составляющая поляризации света, перпендикулярная внешнему электрическому полю.

На эксперименте обычно измеряют величину $\mathrm{Im}(E1_{PNC})/E_{st}$, и, как следует из сказанного выше, можно ожидать, что в иттербии она будет на два порядка больше, чем в цезии. Учитывая это усиление, а также принимая во внимание, что экспериментальная техника практически полностью аналогична той, которая использовалась для работы с цезием или таллием, экспериментаторы рассчитывают достигнуть уровня точности при измерении $\mathrm{Im}(E1_{PNC})/E_{st}$ лучше 1% [6]. Такая точность интересна по двум причинам. Во-первых, измерение P-нечетных эффектов на различных сверхтонких компонентах уровней изотопов с нечетным числом нейтронов (Yb^{171}, $\mathrm{I} = 1/2$; Yb^{173}, $\mathrm{I} = 5/2$) позволит измерить ядерный анапольный момент. Во-вторых, появляется возможность выхода за рамки стандартной модели и изучения "новой" физики.

Действительно, при учете радиационных поправок (в том числе петлевых) к электрослабым процессам, выражение для слабого заряда ядра произвольного атома B с числом нуклонов $A = Z + N$ модифицируется следующим образом [8]:

$$Q_w(B_Z^{N+Z}) = (0,9857 \pm 0,0004)\, \rho \left\{ -N + Z[1 - (4,012 \pm 0,010) \sin^2\theta_W] \right\}, \tag{6}$$

где $\rho = 1 + 0,0078T$, $\sin^2\theta_W = 0,2323 + 0,00365S - 0,00261T$.

Величины S и T были впервые введены в работе [9] для параметризации "новых" петлевых вкладов в терминах эффектов, сохраняющих (S) и нарушающих (T) изоспин.

Используя формулу (6), можно сосчитать Q_w для различных изотопов иттербия ($A = 168 \div 176$) с учетом поправок S и T. В результате найдем

$$Q_w(\mathrm{Yb}_{70}^{70+N}) = -91,93 \pm 0,20 - 1,01S - 0,01T + 0,986\,(98 - N)(1 + 0,008T). \quad (7)$$

Формула (7) написана таким образом, что последнее слагаемое в ней обращается в нуль для изотопа с наименьшим числом нейтронов ($N = 98$). Из (7) следует, что величина слабого заряда зависит как от S, так и от T, но значительно более чувствительна к S. Это обстоятельство оказывается важным для проверки различных расширений стандартной модели, в частности, теорий техницвета. Поскольку в этих теориях величина T не сильно превосходит S ($T/S \leq 10$ [8]), то в формуле (7) вкладом поправки T можно пренебречь. Для моделей с N_T техницветами и N_D $SU(2)$ технидублетами величину S можно грубо оценить [8–10] $S \sim 0,1 N_D N_T$. Таким образом, в минимальной модели техницвета (с одним дублетом и 4 техницветами) $S \approx 0.4$. В другой модели, с одним поколением технифермионов [9] $S \approx 2$. Отсюда легко заключить, что получение слабого заряда иттербия Q_w с точностью $\sim 1\%$ явится хорошей возможностью проверки предсказаний указанных моделей.

Понятно, что для определения Q_w с точностью $\sim 1\%$ помимо экспериментального измерения требуется теоретический расчет примесной P-нечетной и штарковской амплитуд с указанной точностью. Основной проблемой, лимитирующей точность расчета констант сверхтонкой структуры, примесной P-нечетной и штарковской амплитуд в случае редкоземельных атомов (и иттербия, в частности), является сильное конфигурационное взаимодействие и, следовательно, необходимость учитывать наложение большого количества конфигураций. Другая проблема, отчасти связанная с первой, – это учет поляризации кора. В свете сказанного понятно, что полуэмпирический метод расчета, столь успешно применяемый для цезия и таллия [1], здесь не является достаточно точным и надежным.

В настоящей работе выполнен численный расчет примесной P-нечетной и штарковской амплитуд для изотопа Yb^{173} методом наложения конфигураций. Для этого использовался следующий пакет компьютерных программ: 1) программа HFD (Hartree – Fock – Dirac) для расчета релятивистских одноэлектронных волновых функций [11]; 2) программа наложения конфигураций, позволяющая получить волновую функцию заданного состояния атома в виде линейной комбинации слэйтеровских детерминантов, построенных из одноэлектронных волновых функций [12]; 3) программа для вычисления одночастичной матрицы плотности, а также матричных элементов перехода между исследуемыми состояниями. Метод наложения конфигураций уже с успехом применялся для расчетов атома диспрозия [13] и более подробно изложен в этой работе.

Интересующие нас состояния иттербия ($^1S_0$ и $^3D_1$) определяются конфигурациями $5p^6\,4f^{14}\,6s^2$ и $5p^6\,4f^{14}\,6s\,5d$, соответственно. Главный вклад в амплитуды (4) и (5) дает примешивание уровня $^1P_1$, отделенного от $^3D_1$ энергетическим интервалом 579 см$^{-1}$. Терм $^1P_1$ принадлежит конфигурации $5p^6\,4f^{14}\,6s\,6p$, но к ней, за счет сильного конфигурационного взаимодействия (на уровне 15–17 %), примешивается конфигурация $5p^6\,4f^{14}\,6p\,5d$ [6]. Вследствие этого, вклад в примесную P-нечетную амплитуду дают одноэлектронные матричные элементы $\langle 6p|H_w|6s\rangle$, что и определяет величину эффекта.

При вычислении P-нечетной и штарковской амплитуд учитывалось, что, хотя формально в (4) и (5) суммирование производится по всем состояниям, удовлетворяющим правилам отбора, включая непрерывный спектр, фактически оказалось, что можно ограничиться в этих суммах несколькими P-термами, наиболее близко лежащими к $^1S_0$ и $^3D_1$ уровням. Основной вклад в амплитуды дает примешивание уровня $^1P_1$. Для остальных P-термов энергетические знаменатели, как минимум, на порядок больше.

Считая ядро равномерно заряженным шаром, то есть, полагая

$$\rho_p(r) = \frac{3}{4\pi R^3}\Theta(R-r), \quad R \approx A^{1/3}\cdot 1,2\cdot 10^{-13}\text{ см},$$

и пользуясь формулами (4) и (5), после определенных вычислений (подробности которых будут представлены в другой работе) мы получили

$$E1_{PNC} = -(1.15 \pm 0.25)\cdot 10^{-9} i|e|a_0 \left(-\frac{Q_w}{N}\right), \tag{8}$$

$$\beta = -(138 \pm 30)a_0^3. \tag{9}$$

При вычислении данных величин, помимо наложения валентных конфигураций, мы учитывали поляризацию кора (возбуждение электронов с оболочек $5s$, $5p$, $4f$). При этом оказалось очень существенным учесть вклад конфигурации $5p^5\,4f^{14}\,6s^2\,5d$ в терм $^1P_1$, что привело к изменению величины P-нечетной амплитуды примерно на 40 %. На первый взгляд это кажется удивительным, так как данная конфигурация лежит по энергии очень высоко. Однако можно заметить, что основная конфигурация $^3D_1$ терма $(5p^6\,4f^{14}\,6s\,5d)$ получается из $5p^5\,4f^{14}\,6s^2\,5d$ одноэлектронным переходом $6s-5p$, поэтому в выражение $\langle ^1P_1|H_w|^3D_1\rangle$ будет давать вклад амплитуда данной конфигурации (~ 0.04), а не ее квадрат, который действительно мал. Кроме того, надо учесть, что приведенный матричный элемент $\langle 5p||H_w||6s\rangle$ примерно в 4–5 раз больше, чем $\langle 6p||H_w||6s\rangle$.

Положив $N = 103$, $Z = 70$, $\sin^2\theta_W = 0,232$ и подставив это в формулы (2) и (8), найдем $E1_{PNC} \approx -1.1\cdot 10^{-9} i|e|a_0$, что находится в очень хорошем согласии с результатом, полученным американской группой [6].

Как видно из (8) и (9), точность нашего расчета находится на уровне 20 %. Проблема состоит в том, что количество слэйтеровских детерминантов, необходимое для построения более точной волновой функции, существенно больше 40–50 тысяч, которые мы можем учесть. Повышение точности может быть достигнуто, главным образом, за счет определенных модификаций наших программ, а также за счет использования более мощных компьютерных средств, чем 486 IBM PC, на котором проводились расчеты.

Зная $E1_{PNC}$ и β, несложно вычислить их отношение:

$$\mathrm{Im}\frac{E1_{PNC}}{\beta} \approx 40,8\ (\text{мВ/см}). \tag{10}$$

В штарковскую амплитуду (E_{st}), как уже отмечалось, основной вклад дает амплитуда $E1$-перехода ${}^1P_1 \longrightarrow {}^1S_0$. Для приведенного матричного элемента мы получили

$$\langle {}^1S_0||er||{}^1P_1\rangle \approx -5,6\ e\ a_0. \tag{11}$$

Воспользовавшись формулой для вычисления вероятности перехода $\gamma, J \longrightarrow \gamma', J'$ [14]

$$W(\gamma' J', \gamma J) = \frac{2\omega^3}{3}\frac{1}{2J+1}|\langle\gamma' J'||er||\gamma J\rangle|^2, \tag{12}$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – частота перехода между конечным и начальным состояниями, для $E1$-перехода ${}^1P_1 \longrightarrow {}^1S_0$ найдем $W = 1,67 \cdot 10^8 c^{-1}$. С учетом того, что вероятность распада состояния ${}^1P_1$ в другие состояния ничтожно мала по сравнению с распадом в основное состояние [15], можно найти время жизни τ состояния ${}^1P_1$, как $\tau = 1/W = 6.0$ нс. Учитывая,что экспериментальные значения для τ [16] лежат в пределах $5,1 \div 5,8$ нс, видим, что совпадение вполне удовлетворительно.

В качестве заключения можно сказать, что проведенный расчет подтвердил усиление P-нечетных эффектов в иттербии по сравнению с цезием и таллием и, тем самым, обоснованность претензий на "новую" физику. В работе сосчитана примесная P-нечетная амплитуда с точностью примерно в 2 раза лучшей, чем в [6]. Вычислена штарковская амплитуда, необходимая для интерпретации эксперимента. Получено значение для амплитуды $E1$-перехода из состояния ${}^1P_1$ в состояние ${}^1S_0$. Основной задачей сейчас, на наш взгляд, является постановка эксперимента по поиску несохранения P-четности на иттербии, а также улучшение точности теоретических вычислений.

Мы признательны Д.Будкеру и Д.ДеМиллу за то, что они привлекли наше внимание к данной задаче, а также Международному Научному Фонду за частичную финансовую поддержку этой работы (грант R3Q000).

---

1. И.Б.Хриплович, Несохранение четности в атомных явлениях, 1989, М.: Наука. (В переводе: I.B.Khriplovich, Parity Noncoservation in Atomic Phenomena, (Gordon and Breach, 1991, London)).
2. S.A.Blundell, W.R.Johnson, and J.Sapirstein, Phys. Rev. D **45**, 1602 (1992); Phys. Rev. Lett. **65**, 1411 (1990) (and references therein).
3. V.A.Dzuba, V.V.Flambaum, and O.P.Sushkov, Phys.Lett.A **141**, 147 (1989).
4. M.C.Noecker, B.P.Masterson, and C.E.Wieman, Phys. Rev. Lett. **61**, 310 (1988) (and references therein).
5. J.Alitti, R.Ansari, R.E.Ansorge et al., Phys. Lett. B **241**, 150 (1990).
6. D.DeMille and D.Budker, submitted to Phys. Rev. Lett.
7. P.S.Drell and E.D.Commins, Phys. Rev. Lett. **53**, 968 (1984); Phys. Rev. A **34**, 2196 (1985).
8. W.J.Marciano and J.L.Rosner, Phys. Rev. Lett. **65**, 2963 (1990).
9. M.E.Peskin and T.Takeuchi, Phys. Rev. Lett. **65**, 964 (1990).
10. D.Kennedy and B.Lynn, Nucl. Phys. B **322**, 1 (1989).
11. В.Ф.Братцев, Г.Б.Дейнека, И.И.Тупицын, Известия АН СССР, (сер. физ.) **41**, 2655 (1977).
12. S.A.Kotochigova and I.I.Tupizin, J. Phys. B **20**, 4759 (1987).
13. V.A.Dzuba, V.V.Flambaum, and M.G.Kozlov, Phys. Rev. A **50**, 3812 (1994).
14. И.И.Собельман, Введение в теорию атомных спектров, М.: Наука, 1977.
15. J.Migdalek and W.E.Baylis, J. Phys. B **24**, L99 (1991).
16. M.Baumann and G.Wandel, Phys. Lett. **22**, 283 (1966); F.M.K.Pambow and L.D.Schearer, Phys. Rev. **14**, 738 (1976); N.P.Penkin, K.B.Blagoev, and V.A.Komarovski, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **16**, 217 (1978).