ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS
т. 48, вып. 5(11), 1988

19

P-НЕЧЕТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВОДОРОДА, КАЛИЯ И ЦЕЗИЯ

ГОРШКОВ В. Г., ЕЖОВ В. Ф., КОЗЛОВ М. Г., МИХАЙЛОВ А. И.

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АН СССР

(Поступила в редакцию 19 октября 1987 г.)

Вычисляется амплитуда $E1$-перехода между компонентами сверхтонкой структуры H, K и Cs. Для H эта амплитуда обусловлена $V-A$-частью электрон-нуклонного слабого взаимодействия, а для K и Cs – электромагнитным взаимодействием электрона с анапольным моментом ядра. Обсуждается возможность экспериментов с использованием водородного мазера и магнитных ячеек па парах K и Cs. Показано, что при достигнутых в настоящее время в этих ячейках ширинах линий эксперимент по наблюдению P-нечетной $E1$-амплитуды в K и Cs вполне реален.

1. Введение

Большинство предположений по наблюдению P-нечетных эффектов в атомной физике основано на поиске атомных систем, где эти эффекты максимально усилены. Поскольку все P-нечетные эффекты связаны со смешиванием уровней противоположной четности, то одним из основных факторов усиления является наличие близких уровней противоположной четности. Такая ситуация имеет место, в частности, для молекул, где уровни разной четности разделены вращательным интервалом, а также для некоторых возбужденных состояний атомов, где классическим примером являются $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ уровни атома водорода. Эксперименты по поиску P-нечетных эффектов в этих системах неоднократно обсуждались, а на метастабильном $2s_{1/2}$-состоянии водорода уже проводились эксперименты. Однако в них пока не удалось достигнуть необходимой точности измерений. Возникшие здесь проблемы связаны со сложностью работы с возбужденным состоянием, а также с принципиальными ограничениями на точность измерений, связанными с малым временем жизни этого состояния.

Альтернативный подход к проблеме заключается в выборе атомных систем не по величине эффекта, а по возможности проводить на них прецизионные измерения. Недавний эксперимент по измерению P- и T-четных эффектов на ксеноне [1] продемонстрировал перспективность такого подхода. В этом эксперименте было получено ограничение на величины P-, T-нечетных взаимодействий не менее жесткое, чем в экспериментах на молекуле TlF, хотя в последней фактор усиления примерно на пять порядков больше.

В настоящей работе мы хотим привлечь внимание к возможности использования для наблюдения эффектов несохранения четности водородного мазера и магнитных ячеек на K, Rb и Cs, где в настоящее время достигнуты рекордно узкие линии и высокая стабильность частоты [2].

Во всех этих случаях имеет место переход между компонентами сверхтонкой структуры (СТС) основного электронного состояния соответствующего атома. В таких переходах можно наблюдать эффекты, связанные с P-нечетными взаимодействиями, зависящими от спина ядра. Именно эти взаимодействия и представляют сейчас наибольший интерес. К ним относится $V-A$-часть электрон-нуклонных нейтральных токов и электромагнитное взаимодействие электрона с анапольным моментом ядра.

Важно отметить, что в водороде имеет место только первое из этих взаимодействий, тогда как в тяжелых атомах доминирует второе.

В следующих двух разделах мы приведем расчет P-нечетной $E1$-амплитуды перехода между компонентами СТС для H, K и Cs, а в конце статьи кратко обсудим возможные эксперименты.

2. Расчет P-нечетной амплитуды для водорода

Для основного состояния водорода нет близколежащего состояния противоположной четности, которое давало бы основной вклад в амплитуду, поэтому необходимо учитывать все состояния, включая сплошной спектр. Однако надо иметь в виду сингулярный характер оператора слабого взаимодействия, который требует осторожности при использовании нерелятивистской функции Грина. Поэтому мы начнем с релятивистских выражений.

Оператор слабого взаимодействия электрона с протоном имеет вид ($\hbar=e=1$)

$$H_P=2^{-1/2}G\alpha\left\{(-\varkappa_1\gamma_5+\varkappa_2\boldsymbol{\sigma}_p\boldsymbol{\alpha})\,\delta(\mathbf{r})+\frac{\alpha\varkappa_3}{2m}\gamma_0[\boldsymbol{\sigma}_p,\boldsymbol{\sigma}]\,(\nabla\delta(\mathbf{r})-\delta(\mathbf{r})\,\nabla)\right\},\quad (1)$$

где G — постоянная Ферми, α — постоянная тонкой структуры, $\mathbf{r}$, m — координата и масса электрона, γ_0, γ_5 и $\boldsymbol{\alpha}$ — матрицы Дирака для электрона, $\boldsymbol{\sigma}$ и $\boldsymbol{\sigma}_p$ — матрицы Паули для электрона и протона, а $\varkappa_i$ — безразмерные постоянные. В модели Вайнберга — Салама

$$\varkappa_1={}^1/_2(1-4\sin^2\theta),\quad \varkappa_2\approx-0{,}63(1-4\sin^2\theta),\quad \varkappa_3=O(\alpha).\quad (2)$$

Амплитуда $E1$-перехода между компонентами СТС, которым соответствуют спиновые функции χ_F, равна

$$A_{\text{нч}}=\sum_n\{\langle 1s,\chi_1|H_P|np_{1/2},\chi_1\rangle\,\langle np_{1/2},\chi_1|\mathbf{rE}|1s,\chi_0\rangle+$$
$$+\langle 1s,\chi_1|\mathbf{rE}|np_{1/2},\chi_0\rangle\,\langle np_{1/2},\chi_0|H_P|1s,\chi_0\rangle\}\,(E_{1s}-E_{np})^{-1}.\quad (3)$$

В этом выражении учтено, что из-за наличия δ-функции в (1) в сумму по промежуточным состояниям дают вклад только $np_{1/2}$-функции.

Волновые функции можно записать в следующем виде:

$$|1s,\chi_F\rangle=(4\pi)^{-1/2}\begin{pmatrix} g_{1s}\\ -i(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})f_{1s}\end{pmatrix}\chi_F,\quad (4)$$

$$|np_{1/2},\chi_F\rangle=(4\pi)^{-1/2}\begin{pmatrix} -(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})\,g_{np_{1/2}}\\ if_{np_{1/2}}\end{pmatrix}\chi_F.\quad (5)$$

В низшем порядке по α в $1s$-функции можно отбросить нижнюю компоненту, а в $np_{1/2}$ — верхнюю. Оставшиеся компоненты можно выразить через нерелятивистские функции R_{1s} и R_{np}:

$$g_{1s}=R_{1s},\quad f_{np_{1/2}}=-(3\alpha/2mr)R_{np}.\quad (6)$$

При этом входящие в (3) матричные элементы приобретают следующий вид:

$$\langle 1s,\chi_F|H_P|np_{1/2},\chi_F\rangle=i\frac{3G\alpha^2}{8\sqrt{2}\,\pi m}\left.\frac{R_{1s}R_{np}}{r}\right|_{r=0}\{\varkappa_1+(\varkappa_2+{}^2/_3\varkappa_3)\,(2F(F+1)-3)\},\quad (7)$$

$$\langle np_{1/2},\chi_1|\mathbf{rE}|1s,\chi_0\rangle=-\frac{1}{3}\int dr\,r^3R_{1s}R_{np}\,\langle\chi_1|\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}|\chi_0\rangle.\quad (8)$$

При подстановке (7) и (8) в (3) возникает парциальная функция

Грина:

$$A_{нч}=i\frac{G\alpha^2}{2\sqrt{2}\,\pi m}F\left(\varkappa_2+\frac{2}{3}\varkappa_3\right)\langle\chi_1|\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}|\chi_0\rangle,$$

$$F=\int dr\,dr'\,\delta(r)\,r^{-1}R_{1s}(r)\,G_{E_1,1}(r,r')\,r'^{\,3}R_{1s}(r'). \tag{9}$$

Поскольку в выражении для F $r\leqslant r'$, для функции Грина удобно использовать представления через функции Уиттекера:

$$G_{E_1,1}(r,r')\,|_{r\leqslant r'}=-\frac{1}{6mrr'}M_{1,3/2}(2mr)\,W_{1,3/2}(2mr').$$

При этом интеграл по r' в (9) представляет собой преобразование Лапласа от функции $W_{1,3/2}(2mr')r'^{\,2}$. В результате получаем, что $F=-4m^2$ и

$$A_{нч}=-i2^{1/2}(G\alpha^2m/\pi)(\varkappa_2+{}^2/_3\,\varkappa_3)\langle\chi_1|\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}|\chi_0\rangle. \tag{10}$$

Интересно проследить, как соотносятся вклады разных промежуточных состояний. Легко вычислить, что вклад $2p$-состояния дает 35% результата, а остальные дискретные уровни дают еще примерно 12%. Таким образом, на долю сплошного спектра приходится 53%.

Отметим, что согласно (10) $A_{нч}\sim m$, тогда как амплитуда P-четного $M1$-перехода

$$A_{ч}=(\alpha/2m)\langle\chi_1|\boldsymbol{\sigma}\mathbf{H}|\chi_0\rangle. \tag{11}$$

Таким образом, для мезоводорода отношение $A_{нч}$ к $A_{ч}$ растет более чем на четыре порядка.

3. *P*-нечетная амплитуда в цезии и калии

P-нечетная амплитуда СТС-перехода в Cs уже вычислялась [3]. Расчет для К проводится тем же способом. Поэтому коротко напомним ход вычислений.

Для атомов с $Z\gg1$ удобно записать P-нечетный гамильтониан так:

$$H_P=(G\alpha/\sqrt{2}(I+1))\,\varkappa\mathbf{I}\boldsymbol{\alpha}n(\mathbf{r}), \tag{12}$$

где $\mathbf{I}$ — спин ядра, а $n(\mathbf{r})$ — нормированная на единицу ядерная плотность. В оболочечной модели ядра стабильные изотопы цезия и калия (^{133}Cs и ^{39,41}K) имеют неспаренный протон в состояниях $g_{7/2}$ и $d_{3/2}$. При этом константа $\varkappa$ следующим образом выражается через константу нейтрального тока протона $\varkappa_2$ и константу анапольного момента ядра k_a:

$$\varkappa=I^{-1}\{[I(I+1)+s(s+1)-l(l+1)]\varkappa_2+(-1)^{I+s+l}(I+{}^1/_2)k_a\}=$$
$$=\begin{cases}-\varkappa_2+{}^8/_7k_a & \text{для Cs},\\ -\varkappa_2+{}^4/_3k_a & \text{для K},\end{cases} \tag{13}$$

где s и l — спиновый и орбитальный моменты валентного протона. Расчет анапольного момента ядра цезия [4] дал $k_a\approx0{,}25$, а для калия эта величина должна быть примерно вдвое меньше. Таким образом, в обоих случаях $k_a>\varkappa_2$ и константа $\varkappa$ определяется в основном анапольным моментом этих ядер.

Расчет амплитуды $A_{нч}$ для Cs и К основан на следующем экспериментальном факте: амплитуды $E1$-переходов между основным состоянием n_0s и возбужденными $np_{1/2}$-состояниями для $n>n_0$ пренебрежимо малы (см., например [5]). Это позволяет оставить в сумме (3) только один член с $n=n_0$. Для матричного элемента оператора H_P используем квазиклассическое выражение [6], а для матричного элемента дипольного момента — экспериментальное значение [5]:

$$\rho(n_0s,n_0p_{1/2})\equiv\int dr\,r^3R_sR_p=\begin{cases}-5{,}54 & \text{для Cs},\\ -4{,}84 & \text{для K}.\end{cases}$$

Запишем амплитуду аналогично (10):

$$A_{\text{нч}}=iD\varkappa\langle\chi_2|\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}|\chi_1\rangle, \tag{14}$$

где χ_1 и χ_2 — спиновые функции уровней СТС. Тогда

$$D=\frac{Gm\alpha^2Z^2R}{6\sqrt{2}\,\pi\,(\nu_s\nu_p)^{3/2}\,\Delta E}\,\frac{2\gamma+1}{3}\,\frac{2I+1}{I+1}\,\rho\,(n_0s,\,n_0p_{1/2}), \tag{15}$$

где ν_s и ν_p — эффективные квантовые числа s- и p-состояний, $\gamma=(1-(\alpha Z)^2)^{1/2}$, $\Delta E=E_{n_0p_{1/2}}-E_{n_0s}$, а R — релятивистский фактор, равный 2,8 для Cs и 1,2 для K.

Численные значения D таковы:

$$D_{\text{Cs}}=-1{,}1\cdot10^{-12}\text{ ат.ед.},\quad D_{\text{K}}=-4{,}2\cdot10^{-14}\text{ ат.ед.} \tag{16}$$

Для сравнения из (10) следует, что для H

$$D_{\text{H}}=-5{,}17\cdot10^{-17}\text{ ат.ед.} \tag{17}$$

4. Обсуждение эксперимента

Обсудим теперь возможность постановки эксперимента на переходах между компонентами СТС основного состояния атома. За основу возьмем схему, предложенную в [7] для водородного пучка.

Пусть на поляризованный атом последовательно действуют три радиочастотных импульса, причем в одном из них переменное поле — электрическое, а в двух других — магнитное. В магнитном поле происходит обычный $M1$-переход между компонентами СТС, а в электрическом поле — между теми же уровнями имеет место индуцированный P-нечетным взаимодействием $E1$-переход. При изменении относительной фазы полей в импульсах меняется форма резонансной линии, что позволяет выделять P-нечетную амплитуду.

Пусть радиочастотные поля в импульсах следующие:

$$1)\ H\mathbf{n}\cos(\omega t),\quad 2)\ E\mathbf{n}\cos(\omega t+\varphi),\quad 3)\ H\mathbf{n}\cos(\omega t+\theta),$$

где φ и θ задают фазовые сдвиги, а $\mathbf{n}$ — поляризацию. Если длительности первого и третьего импульсов τ, а длительность второго T, то вероятность перехода под действием всех трех импульсов равна:

$$W(\Omega,\,\theta,\,\varphi)=4\Omega^{-2}\{A_{\text{ч}}^2\cos^2(\Omega T+\theta/2)\sin^2\Omega\tau-$$

$$-A_{\text{ч}}(-iA_{\text{нч}})\sin(\Omega\tau+\varphi)\cos(\Omega T+\theta/2)\sin\Omega\tau\sin\Omega T\},\qquad \Omega={}^1/_2(E_2-E_1+\omega), \tag{18}$$

где мы для простоты пренебрегли шириной линии и отбросили член $\sim A_{\text{нч}}^2$. Амплитуда $M1$-перехода $A_{\text{ч}}$ определяется формулой (11), а P-нечетная амплитуда $A_{\text{нч}}$ — формулами (10), (14).

Из (18) видно, что P-нечетный интерференционный член выделяется по зависимости от фазы φ. Максимальный эффект достигается при $A_{\text{ч}}\tau\sim1$ и $\Omega=\theta=0$:

$$R=|W(0,0,\pi/2)-W(0,0,-\pi/2)|=8|A_{\text{ч}}A_{\text{нч}}|\tau T\sim A_{\text{нч}}T. \tag{19}$$

Из этой формулы видно, что данная постановка эксперимента позволяет получить прямой выигрыш в величине эффекта за счет большого времени спиновой релаксации.

Для обсуждаемых атомов достигнуты времена релаксации ~1 с. Если подставить $T\sim1$ с и $E\sim10^3$ В/см, то для Cs из (16) и (19) получаем $R\sim10^{-2}$.

Наиболее существенный паразитный эффект связан с P-четной амплитудой во время второго импульса. Она порождается магнитным полем, которое неизбежно сопровождает переменное электрическое поле. Это приводит к дополнительной спиновой релаксации, а при не строгой параллельности полей в импульсах всех трех видов к интерференционным эффектам типа (18). Поэтому необходимо максимально подавить эту амплитуду. Если разместить ячейку так, чтобы среднее по объему магнитное поле обращалось в нуль, то магнитная амплитуда будет усредняться тепловым движением атомов.

Дополнительно можно подавить амплитуду магнитного перехода, приложив сильное постоянное магнитное поле. Если СТС будет разорвана, то амплитуды переходов между состояниями, отличающимися проекцией ядерного спина m_I, будут пропорциональны не электронному магнетону, а ядерному. В этом случае паразитная $M1$-амплитуда может быть сделана достаточно малой.

В сильном магнитном поле изменяется также вид амплитуды $A_{нч}$. Для перехода между зеемановскими подуровнями $|m_I, m_s\rangle$ и $|m_I-1, m_s\rangle$ вместо (14) имеем

$$A_{нч}=iDE(2I+1)^{-1}((I+m_I)(I-m_I+1))^{1/2}. \quad (20)$$

Видно, что в отличие от магнитной амплитуды $A_ч$ P-нечетная амплитуда меняется незначительно.

В заключение отметим одно существенное преимущество калия по сравнению с цезием: для него частота обсуждаемых переходов много ниже, и для создания соответствующих радиочастотных полей не требуются резонаторы. Это обстоятельство существенно упрощает эксперимент.

Авторы благодарят А. Н. Москалева, Л. Н. Лабзовского, О. П. Сушкова и особенно В. В. Фламбаума за полезные обсуждения.

Литература

1. *Vold T. G., Raab F. J., Heckel B., Fortson E. N.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 2229.
2. *Ораевский А. Н.* Молекулярные генераторы. М.: Наука, 1964. *Александров Е. Б., Бонч-Бруевич В. А., Проваторов С. В., Якобсон Н. Н.* // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. С. 953.
3. *Новиков В. Н., Хриплович И. Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 162.
4. *Flambaum V. V., Khriplovich I. B., Sushkov O. P.* // Phys. Lett. 1984. V. 146B. P. 367.
5. *Радциг А. А., Смирнов Б. М.* Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.
6. *Хриплович И. Б.* Несохранение четности в атомных явлениях. М.: Наука, 1981.
7. *Adelberger E. G. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1981. V. 179. P. 181.

P-ODD EFFECTS IN TRANSITIONS BETWEEN H, K, AND Cs FINE-STRUCTURE COMPONENTS

GORSHKOV V. G., EZHOV V. F., KOZLOV M. G., MIKHAILOV A. I.

The $E1$ amplitude is calculated for transitions between the H, K, and Cs fine-structure components. For H this amplitude is induced by the $V-A$ part of the electron-nucleon weak interaction. The K and Cs $E1$ transition is a result of the electron electromagnetic interaction with the anapole moment of the nucleus. Possibility is discussed to make experiments using a hydrogen maser and magnetic cells in K and Cs vapour. We show that, with the line widths reached now in these cells, the experimental observation of the P-odd $E1$ amplitude in K and Cs becomes fairly real.