Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 1, стр. 19 – 22 5 января 1975 г.

ЛИНЕЙНЫЙ ЭФФЕКТ ШТАРКА В АТОМАХ И МЕЗОАТОМАХ ПРИ НАЛИЧИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ СЛАБЫХ ТОКОВ

В.Г.Горшков, Л.Н.Лабзовский

Показано, что при наличии слабых нейтральных токов происходит расщепление штарковских уровней атома по знаку проекции полного момента. Вычислена величина возникающего расщепления.

В постоянном электрическом поле у атомов, находящихся в основном состоянии, происходит расщепление уровней с разными абсолютными значениями проекций полного момента M (эффект Штарка), но остается вырождение по знаку M. Это вырождение есть следствие T-инвариантности, в силу которой частицы не могут иметь дипольного момента $\mathbf{d}$. Однако, для нестабильных частиц наличие ширины имитирует нарушение T-инвариантности, которое в совокупности с нарушением пространственной четности приводит к появлению дипольного момента у таких частиц и атомов [1]. Возникающий при этом линейный эффект Штарка приводит к расщеплению уровней с разными знаками проекции M, ввиду пропорциональности $\mathbf{d} \sim \mathbf{J}$, где $\mathbf{J}$ – полный момент атома. Величина расщепления равна (поле F считаем направленным по оси z):

$$\Delta E = 2 < d_z > F . \tag{1}$$

Благоприятная ситуация возникает для возбужденного $2s_{1/2}$ уровня атома водорода и изоэлектронных ионов в силу близости уровня $2p_{1/2}$, обладающего противоположной четностью. Мы рассмотрим для простоты атомы ядра которых обладают равным нулю спином. Среднее значение дипольного момента для состояния $2s_{1/2}$ вычисляется с волновой функцией $\phi_{2s} + i\delta(\Gamma)\phi_{2p}$, где $\delta(\Gamma)$ – коэффициент примеси за счет слабого взаимодействия G с учетом мнимых частей, возникающих от нестабильности. Величина $\delta(0)$ без учета нестабильности является вещественной и была вычислена в [2]:

$$\delta(0) = -\frac{1}{32\pi}\sqrt{\frac{3}{2}}\,G m^2(aZ)^4 L^{-1} Q(ZN) = -1{,}2\cdot 10^{-11} Q(ZN) \qquad (2)$$

где $L = E_s - E_p$ – лэмбовское расщепление, $E_{s,p}$ – энергии уровней, m – масса электрона, a – постоянная тонкой структуры, $\hbar = c = 1$, Z – заряд ядра, $Q(ZN)$ – коэффициент, определяющий зависимость электронно-ядерных нейтральных токов от числа протонов Z и нейтронов N в ядре. В модели Вайнберга $Q(ZN) = -\frac{1}{2}[0{,}4Z + N]$. Для $\delta(\Gamma)$ имеем следующее соотношение

$$\delta(\Gamma) = \delta(0)\frac{1}{1 + i\dfrac{\Gamma}{L}}\,, \qquad (3)$$

где $\Gamma = \Gamma_s + \Gamma_p$, $\Gamma_{s,p}$ – полные ширины уровней. Дипольный момент атома равен

$$\langle d_z \rangle = 2\,\mathrm{Re}\, i\,\delta(\Gamma)\langle \phi_{2s} | ez | \phi_{2p}\rangle\,, \qquad (4)$$

где $e = \sqrt{a}$ – заряд электрона. Вычисляя матричный элемент $\langle \phi_{2s} | ez | \phi_{2p}\rangle = 2\sqrt{3}Mea$ ($a = 1/maZ = a_0/Z$, a_0 – боровский радиус) и подставляя (3), получаем ($M = 1/2$):

$$\langle d_z \rangle = \sqrt{3}\delta(0)\frac{\Gamma}{L}\,ea = 2{,}1\cdot 10^{-12} Q(ZN)\frac{1}{Z}\,ea_0 = 1{,}1\cdot 10^{-20}\frac{Q}{Z}\,\textit{см.М}. \qquad (5)$$

Выражение (5) справедливо при малых полях, когда обычное штарковское расщепление $S = 2\sqrt{3}eaF$ много меньше лэмбовского сдвига L. Величина расщепления согласно (1), (5) равна

$$\Delta E = \delta(0)\,\xi\,\Gamma = 1{,}2\cdot 10^{-3}\,\xi Q(ZN) Z^4 \;\textit{гц}, \qquad (6)$$

где $\xi = F/F_0 = S/L$, $F_0 = L/2\sqrt{3}la = 475Z^5$ *в/см*. Для наблюдения эффекта можно рассматривать переходы в основное состояние. Если при этом спин ядра равен нулю, то линия, соответствующая переходу $2s_{1/2} \to 1s_{1/2}$, должна расщепляться на две. Величина расщепления оказывается много меньше радиационной ширины уровня $2s_{1/2}$ с учетом штарковского уширения [3]: $\Gamma_s^{(S)} = \Gamma_p\xi^2$, $\Delta E/\Gamma_s^{(S)} = \delta(0)\xi^{-1} = 1{,}2\cdot 10^{-11} Q(ZN)\xi^{-1}$. Параметр ξ можно менять в пределах $\xi_0 \leqslant \xi \leqslant 1$, где величина $\xi_0 = 6\ 10^{-8} Z^3$ определяется значением напряженности F, при котором ширина $\Gamma_s^{(S)}$ становится равной ширине Γ_s в отсутствие поля. Ширина Γ_s определяется значением двухквантовой ширины $\Gamma(2\gamma) = 7 \cdot Z^6$ *сек*$^{-1}$. Кроме радиационной ширины следует учитывать также допплеровскую Γ_D, и "зеемановскую" Γ_H ширины. Последняя связана с появлением магнитного поля в системе покоя атома, движущегося в электрическом поле. В силу хаотичности движения атомов эффект Зеемана приводит к уширению линии, величина которого равна $\Gamma_H = \frac{e}{m} vF$, где v – средняя скорость атомов. Между Γ_H и Γ_D существует соотношение $\Gamma_H \approx a(aZ)^3 \Gamma_D$, т. е. $\Gamma_H << \Gamma_D$. Допплеровская ширина также значительно превосходит расщепление: $\Delta E / \Gamma_D = 5 \cdot 10^{-9}$. $\xi Q Z^2 v^{-1}$ *(см/сек)*. Наконец, наблюдению эффекта может препятствовать наличие систематических фоновых магнитных полей, также приводящих к расщеплению уровней. Критическая величина напряженности этих полей равна $H_{кр} = \frac{1}{\mu} \Delta E = 2\ 10^{-10} \xi Q(ZN) Z^4$*э*, где μ – магнитный момент электрона.

Перейдем теперь к мезоатомам. В наших формулах этот переход осуществляется с помощью соотношений [2].

$$\frac{L_\mu}{L_e} = 1{,}2 \cdot 10^2 \frac{m_\mu}{m_e}; \quad \frac{\delta_\mu(0)}{\delta_e(0)} = \left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^3 \frac{L_e}{L_\mu} = 0{,}9 \cdot 10^{-2} \left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2;$$

$$\frac{\Gamma_\mu}{\Gamma_e} = \frac{m_\mu}{m_e}.$$

Это приводит к следующим результатам для μ-мезоатомов: $\Delta E / \Gamma_s = 4{,}8 \cdot 10^{-9} Q(ZN) \xi^{-1}$, $F_0 = 2{,}6 \cdot 10^9 Z^5$ *в/см*, $H_{кр} = 3{,}2 \cdot 10^{-3} \xi Q(ZN) Z^4$*э*. Полная ширина Γ_s для мезоатомов при $Z \geqslant 2$ определяется значением $\Gamma(2\gamma)$.

Приведем теперь несколько примеров. Для водородоподобного иона с $Z = 16$ при $F \sim 10^6$ *в/см* получаем: $\Delta E = 2{,}2$ *гц*, $\Delta E / \Gamma_s = 1{,}0 \cdot 10^{-7}$, $\Delta E / \omega_s \sim 10^{-18}$, $\Delta E / \Gamma_D \sim 10^{-8} v^{-1}$ *(см/сек)*, $H_{кр}$ 10^{-5} *э*, $\omega_s = 2{,}5$ *кэв*, где ω_s – частота перехода. Для водородоподобного мезоатома с $Z = 2$ при $F \sim 10^7$ *в/см*. получаем $\Delta E = 0{,}32$ *гц*, $\Delta E / \Gamma_s = 4{,}3 \cdot 10^{-5}$, $\Delta E / \omega_s \sim 10^{-19}$, $\Delta E / \Gamma_D \sim 10^{-9} v^{-1}$ *(см /сек)*, $H_{кр} \sim 10^{-5}$ *э*, $\omega_s = 8{,}4$ *кэв*.

Оценим также величину расщепления уровней $2s_{1/2}$ и $1s_{1/2}$ сверхслабым нарушающим CP взаимодействием: $\Delta E_{hw}(2s_{1/2}) = \epsilon \frac{L}{\Gamma} \Delta E_w(2s_{1/2}) \approx 10 \epsilon \Delta E_w(2s_{1/2})$, где индексы hw и w относятся к сверхслабому и слабому взаимодействиям, $\epsilon = G_{hw} / G_w$. При $\epsilon \sim 10^{-3}$ имеем $\Delta E_{hw} / \Delta E_w \sim 10^{-2}$. Основное состояние атома в электрическом поле обладает барьерной шириной, однако эта ширина падает экспоненциально с уменьшением поля и уже для $F \sim 10^6$ *в/см* пренебрежимо мала. Поэтому основной уровень расщепляется только сверхслабым взаимодействием. Величина ΔE_{hw} имеет порядок $10^{-11} Z^5$ *гц* при $\epsilon \sim 10^{-3}$.

Авторы благодарны А.Н.Москалеву и Р.М.Рындину за обсуждение и критические замечания.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова

Поступила в редакцию
1 ноября 1974 г.

Литература

[1] Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 39, 483, 1960.

[2] А.Н.Москалев. Письма в ЖЭТФ, 19, 229, 394, 1974.

[3] Г.Бете, Э.Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, М., 1960.