ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1984, т. 25, № 6

УДК 539.12.01:539.184.2

О СМЕШИВАНИИ УРОВНЕЙ $2S_{1/2}$ И $2P_{1/2}$ В ВОДОРОДЕ

В. В. Старшенко, Р. Н. Фаустов

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Из числа эффектов, обусловленных слабым взаимодействием электрона с ядром в атоме, наибольший интерес вызывают эффекты, связанные с нарушением пространственной четности. Подробное обсуждение этого вопроса можно найти в работе [1]. В настоящей работе рассматривается смешивание уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ в водороде. Они разделены лишь лэмбовским сдвигом, поэтому коэффициент смешивания достигает величины, позволяющей надеяться на экспериментальное обнаружение нарушения четности в переходах с участием этих уровней. В [1] рассчитан коэффициент смешивания в приближении бесконечно тяжелого ядра. Квазипотенциальный подход [2] позволяет последовательно учесть отдачу протона.

Квазипотенциал слабого взаимодействия электрона с протоном может быть получен тем же способом, что и в работе [3]. В первом приближении квазипотенциал равен амплитуде рассеяния при нулевой относительной энергии частиц, а квазипотенциальное уравнение в нерелятивистском пределе переходит в обычное уравнение Шрёдингера в импульсном представлении. При этом квазипотенциал слабого взаимодействия V_Z является малой добавкой к кулоновской части квазипотенциала однофотонного обмена, и для расчетов может быть использована квантовомеханическая теория возмущений, где в качестве исходного приближения берется решение уравнения Шрёдингера с кулоновским потенциалом.

В амплитуду рассеяния входит матричный элемент нейтрального слабого тока, который в стандартной теории электрослабых взаимодействий записывается следующим образом [4]:

$$\langle \mathbf{q} | J_\mu{}^Z | \mathbf{p} \rangle = (\sqrt{2}G)^{1/2} m_Z \bar{u}(\mathbf{q}) \{ g_V \gamma_\mu + g_A \gamma_\mu \gamma^5 + g_M (i/(2m)) \sigma_{\mu\nu} k^\nu + \\ + g_T \gamma^5 k_\mu \} u(\mathbf{p}), \tag{1}$$

где $k=p-q$, $k^0=0$; m_Z — масса Z-бозона; m — масса рассматриваемого фермиона; $u(\mathbf{p})$ — дираковские спиноры; $G=1{,}027 \cdot 10^{-5}\ m_p^{-2}$ — фермиевская константа слабого взаимодействия; g_V, g_A, g_M и g_T — нейтральные слабые векторный, аксиальный, магнитный и тензорный формфакторы соответственно.

Мы ограничиваемся нерелятивистским приближением для потенциала V_Z. Приведем значения формфакторов в (1) при нулевой передаче импульса (θ_W — угол Вайнберга):

для электрона $g_V{}^e = -1/2 + 2\sin^2\theta_W$, $g_A{}^e = -1/2$, $g_M{}^e = (\alpha/(2\pi)) g_V{}^e$ (вычисляется аналогично аномальному магнитному моменту электрона);

для протона $g_V{}^p = -g_V{}^e$, $g_A{}^p = -\lambda g_A{}^e$, $g_M{}^p = (1/2)(\varkappa_p - \varkappa_n) - 2\varkappa_p \sin^2\theta_W$, где $\lambda = 1{,}25$, $\varkappa_p$ и $\varkappa_n$ — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона.

Слагаемое $g_T \gamma^5 k_\mu$ в нерелятивистском приближении вклада в потенциал не дает.

В итоге получаем для P-нечетной части потенциала V_Z:

$$V_Z^0 = \sqrt{2}\,G\left\{\frac{g_V^e g_A^p}{2\mu}(\mathbf{p}+\mathbf{q})\cdot\boldsymbol{\sigma}_p - \frac{g_A^e g_V^p}{2\mu}(\mathbf{p}+\mathbf{q})\cdot\boldsymbol{\sigma}_e - \right.$$
$$\left. -\left[\frac{g_A^p(g_V^e+g_M^e)}{2m_e} + \frac{g_A^e(g_V^p+g_M^p)}{2m_p}\right] i\,(\mathbf{k}\cdot[\boldsymbol{\sigma}_e\times\boldsymbol{\sigma}_p])\right\},$$

где $\mu = m_e m_p/(m_e+m_p)$, $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули (потенциал действует в пространстве двухкомпонентных волновых функций).

Этот потенциал приводит к смешиванию состояний с противоположной четностью, в частности уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ в водороде. Нам необходимо учитывать сверхтонкое расщепление этих уровней: каждый из них состоит из двух компонент с различными значениями полного момента F. Смешиваться будут состояния с одинаковыми значениями F; разность энергий этих состояний обозначим Δ_F. Тогда коэффициент смешивания равен

$$\eta_F = (1/\Delta_F)\langle 2P_{1/2}, F|V_Z^0|2S_{1/2}, F\rangle,$$

где $F=0$ или 1.

Матричный элемент потенциала V_Z^0 может быть вычислен по теореме Вигнера—Эккарта с использованием формулы редукции приведенного матричного элемента прямого произведения тензорных операторов [5]. Для вычисления приведенных матричных элементов операторов $\mathbf{p}$ и $\mathbf{q}$ используется явный вид кулоновских волновых функций состояний $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ в импульсном представлении. Окончательно получаем

$$\eta_F = -\frac{\sqrt{6}\,G\alpha^2 R_N \mu^2}{16\pi\Delta_F}\left\{g_1 + \frac{(-1)^F\cdot 2}{2F+1}\left[\frac{1}{2}\lambda g_1 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{\mu}{m_e}\left(1+\frac{\alpha}{2\pi}\right)\lambda g_1 + \frac{\mu}{m_p}(g_1+g_2)\right]\right\}, \qquad (2)$$

где введены обозначения

$g_1 = -g_V^e g_A^e = 1/4 - \sin^2\theta_W$, $\quad g_2 = g_A^e g_M^p = (1/4)(\varkappa_p - \varkappa_n) - \varkappa_p \sin^2\theta_W$, $R_H = R_\infty(1+m_e/m_p)^{-1}$ — постоянная Ридберга.

При $m_p \to \infty$ результат совпадает с [1]. Учет эффектов отдачи приводит не только к замене m_e на μ, но и к появлению дополнительного слагаемого, обусловленного нейтральным слабым магнетизмом протона (последнее слагаемое в (2)).

Из (2) получаем

$$\eta_0 = -1{,}166\cdot 10^{-10}(g_1 + 2{,}3\cdot 10^{-4} g_2), \quad \eta_1 = 0{,}615\cdot 10^{-11}(g_1 + 1{,}45\cdot 10^{-3} g_2).$$

При $\sin^2\theta_W = 0{,}23$ вклад эффектов отдачи составляет 0,6% для η_0 и 4% — для η_1.

Эксперимент пока позволяет лишь оценить величину смешивания сверху [6]: $|\eta| < 1{,}5\cdot 10^{-8}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Хриплович И. Б. Несохранение четности в атомных явлениях. М.: Наука, 1981, с. 38—53. [2] Фаустов Р. Н. ЭЧАЯ, 1977, 3, с. 238. [3] Старшенко В. В., Фаустов Р. Н. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 3, с. 47. [4] Тейлор Дж. Калибровочные теории слабых взаимодействий. М.: Мир, 1981, с. 92. [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974, с. 503—515. [6] Levy L. P., Williams W. L. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, N 9, p. 607.

Поступила в редакцию
22.03.84