ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2007, том 70, № 11, с. 1891–1896

ЯДРА

УМЕНЬШЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА ТРИТИЯ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Д. В. Филиппов*
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва
Поступила в редакцию 11.10.2006 г.; после доработки 27.02.2007 г.

Показано, что вероятность β-распада трития уменьшается при воздействии на атом внешнего однородного постоянного электрического поля. Для атома трития эффект связан, во-первых, с уменьшением граничной энергии β-распада и, во-вторых, с уменьшением плотности незанятых связанных электронных состояний на ядре. Оба обстоятельства приводят к уменьшению вероятности β-распада: первое — к уменьшению вероятности распада в непрерывный спектр электронов, второе — к уменьшению распада в связанное состояние.

PACS: 23.40.-s

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время изотопно-гелиевый масс-спектрометрический метод исследования [1, 2] позволяет определять постоянную β-распада трития (атомарного или ионизованного) с погрешностью ≈0.1%. Этой точности достаточно для измерения различий постоянных распада атома и иона трития, а также для исследования влияния внешнего электрического поля на вероятность β-распада. В работах [3, 4] теоретически исследовано изменение вероятности разрешенных и запрещенных β^--распадов полностью ионизованных атомов в поле интенсивной электромагнитной волны. При этом в качестве частного случая рассмотрено и постоянное электрическое поле. В [3] получено, что в постоянном электрическом поле полная вероятность β-распада λ увеличивается за счет увеличения граничной энергии распада. Эффект пропорционален квадрату напряженности электрического поля (здесь и далее будем пользоваться релятивистскими единицами $\hbar = c = m_e = 1$, где $\hbar$ — постоянная Планка, c — скорость света в вакууме, m_e — масса электрона, единица напряженности электрического поля $E_0 = 1.13 \times 10^{17}$ В/м $= 3.77 \times 10^{12}$ СГС):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{35}{64}\frac{\alpha E^2}{Q_0^3} \approx 82.8E^2, \qquad (1)$$

где Q_0 — граничная энергия β-распада (для трития $Q_0 = 18.6$ кэВ ≈ 0.0364); E — напряженность электрического поля; α — постоянная тонкой структуры. В электрическом поле $E \approx 10^{12}$ В/м $\approx$ $\approx 4 \times 10^7$ СГС $\approx 10^{-5}E_0$ оценка (1) дает $\Delta\lambda/\lambda \approx$ $\approx 10^{-8}$.

В работах [3, 4] не учитывалось электрическое поле ядра, а следовательно, не учитывались как β-распад в связанное состояние электрона, так и влияние атомной оболочки на вероятность β-распада. Хорошо известно, что β-распад ядра в составе нейтрального атома отличается от β-распада ядра полностью ионизованного атома [1, 2, 5–12]. В настоящей работе будет показано, что учет изменения атомной оболочки и распада в связанное состояние приводит к результату, противоположному [3]: внешнее электрическое поле уменьшает (а не увеличивает, как в [3]) вероятность β-распада трития, и этот эффект на шесть порядков превышает оценку (1).

Известно [1, 5], что при β-распаде трития вероятность распада в связанное состояние электрона для атомарного трития составляет

$$\nu_a \equiv \left(\frac{\lambda_b}{\lambda}\right)_a = (0.62 \pm 0.07)\%,$$

а для свободного иона трития (ядро трития без электронной оболочки)

$$\nu_t \equiv \left(\frac{\lambda_b}{\lambda}\right)_t = (1.07 \pm 0.04)\%.$$

Определим, как меняется плотность связанных атомных состояний на ядре под действием внешнего электрического поля.

2. ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРЕ

Задачу будем решать в нерелятивистском приближении во втором порядке теории возмущений

*E-mail: filippov-atom@yandex.ru

(для всех функций $Y = Y^{(0)} + Y^{(1)} + \frac{1}{2}Y^{(2)}$). Рассмотрим уравнение электрона в электрическом поле, которое является суперпозицией центрального кулоновского поля ядра и внешнего постоянного однородного электрического поля напряженностью E. Хорошо известно [13–15], что в таком уравнении переменные разделяются при использовании параболических координат

$$x = \sqrt{\xi\eta}\cos\varphi, \quad y = \sqrt{\xi\eta}\sin\varphi, \quad z = \frac{1}{2}(\xi - \eta), \tag{2}$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = \frac{1}{2}(\xi + \eta),$$

элемент объема $dV = \frac{1}{4}(\xi + \eta)\, d\xi d\eta d\varphi$. В уравнении Шредингера

$$\nabla^2\psi + 2[W - U(\mathbf{r})]\psi = 0 \tag{3}$$

для электрона энергии W, описываемого волновой функцией ψ, в поле с потенциальной энергией

$$U(x,y,z) = -\frac{\alpha Z}{r} + E\sqrt{\alpha}z = \tag{4}$$
$$= -\frac{2\alpha Z}{\xi + \eta} + \frac{E\sqrt{\alpha}}{2}(\xi - \eta)$$

делаем обычную для этой задачи замену:

$$\psi(\xi,\eta,\varphi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\psi_0 k^{3/2} f(k\xi)\, g(k\eta)\, e^{im\varphi}, \tag{5}$$
$$k = \sqrt{-2W},$$

где функции f и g нормированы:

$$\int\limits_0^\infty f^2(u)\, du = \int\limits_0^\infty g^2(u)\, du = 1. \tag{6}$$

Из условия нормировки $\int \psi^2 dV = 1$ получаем

$$\psi_0 = F^{-1/2}, \tag{7}$$
$$F \equiv \frac{1}{2}\int\limits_0^\infty u f^2(u)\, du + \frac{1}{2}\int\limits_0^\infty u g^2(u)\, du.$$

Уравнение (3) приводится к системе

$$\left(\hat{H} + \hat{V}\right) f(u) = C_f f(u), \tag{8}$$
$$\left(\hat{H} - \hat{V}\right) g(u) = C_g g(u)$$

с условием

$$C_f + C_g = \alpha Z/k, \tag{9}$$

где

$$\hat{H} \equiv -\frac{d}{du}\left(u\frac{d}{du}\right) + \frac{u}{4} + \frac{m^2}{4u}, \tag{10}$$
$$\hat{V} \equiv \frac{E\sqrt{\alpha}}{4k^3}u^2.$$

Для слабого внешнего поля решаем систему (8) стандартными методами теории возмущений [13–15]. При этом считаем энергию W фиксированным параметром. Возмущение строим по собственным значениям C (9), малым возмущающим параметром считаем V (10). Зависимость энергии W и волнового числа k от напряженности внешнего поля E получается из условия связи (9). При расчете функции распределения нужно учесть, что под действием возмущения меняются: волновое число k, функции f, g и множитель ψ_0, для которого (7) является точным выражением. Несложно проверить, что невозмущенными (в отсутствие внешнего поля E) решениями (8) являются [13]:

$$f^{(0)}_{n_1}(u) = I_{n_1+m,n_1}(u), \tag{11}$$
$$g^{(0)}_{n_2}(u) = I_{n_2+m,n_2}(u),$$
$$C^{(0)}_{n_{1,2}} = n_{1,2} + \frac{1}{2}(m+1),$$

где $n_{1,2}$ — параболические квантовые числа,

$$I_{n+m,n}(u) = \sqrt{\frac{n!}{(n+m)!}}e^{-u/2}u^{m/2}L_n^{(m)}(u)$$

— нормированные функции выраженные через полиномы Лагерра $L_n^{(m)}$ [16] (здесь и далее в выражениях для f и g под n будем понимать соответственно параметры n_1 или n_2). Для невозмущенного состояния условие связи (9) дает спектр

$$C^{(0)}_{n_1} + C^{(0)}_{n_2} = n_1 + n_2 + m + 1 = N, \tag{12}$$
$$k^{(0)} = \alpha Z/N,\ F^{(0)} = N,$$

где N — главное квантовое число невозмущенного состояния.

Точные решения системы с возмущением (8) раскладываем по невозмущенным функциям $I_{n+m,n}$, которые образуют ортонормированный базис при различных n и фиксированном m. Для вычисления изменения вероятности разрешенного β-распада необходимо определить изменение ненулевой плотности электронов на ядре, поэтому будем рассматривать состояния с $m = 0$. Первые два порядка теории возмущений дают:

$$\mathrm{C}_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) + \mathrm{C}^{(1)}_n + \frac{1}{2}\mathrm{C}^{(2)}_n, \tag{13}$$
$$\mathrm{C}^{(1)}_n = V_{nn},$$
$$\mathrm{C}^{(2)}_n = 2\sum_{l \neq n}\frac{V^2_{nl}}{n - l},$$

для f:

$$f_n = I_{n,n} + f_n^{(1)} + \tfrac{1}{2} f_n^{(2)}, \tag{14}$$
$$f_n^{(1)} = \sum_{l \neq n} \frac{V_{nl}}{n-l} I_{l,l},$$
$$f_n^{(2)} = 2 \sum_{l \neq n} \left[\sum_{s \neq n} \frac{V_{sn} V_{sl}}{(n-s)(n-l)} - \right.$$
$$\left. - \frac{V_{nn} V_{nl}}{(n-l)^2} \right] I_{l,l} - \sum_{s \neq n} \frac{V_{ns}^2}{(n-s)^2} I_{n,n},$$

выражения для g аналогичны. В (13) и (14) введены матричные элементы

$$V_{nn'} \equiv \int f_n^{(0)*} \hat{V} f_n'^{(0)} du = \pm U \int u^2 I_{n,n} I_{n',n'} du, \tag{15}$$

где знак “плюс” относится к f, а “минус” — к g,

$$U = \frac{1}{4} \frac{E\sqrt{\alpha}}{k^3}. \tag{16}$$

В (15) отличны от нуля только члены с $|n' - n| \leqslant 2$. Второй порядок возмущения функции f в (14) выбран так, что сохраняется нормировка (6). Расчет возмущений производим, считая, что есть только один параметр возмущения U (16), а затем, пользуясь условием связи (9), определяем зависимость этого параметра от напряженности внешнего электрического поля E. Во втором порядке следует учесть, что U зависит от k.

Из (13) с учетом известных значений интегралов, содержащих функции I [13, 16], следует:

$$\mathrm{C}_{n_1}^{(1)} = U \left[6 n_1 (n_1 + 1) + 2 \right], \tag{17}$$
$$\mathrm{C}_{n_1}^{(1)} + \mathrm{C}_{n_2}^{(1)} = U \cdot 6N (n_1 - n_2),$$
$$\mathrm{C}_{n_1}^{(2)} = -4U^2 \left[34 n_1^3 + 51 n_1^2 + 35 n_1 + 9 \right].$$

Для волнового числа k в зависимости от U и E из условия связи (9) в первом порядке получаем

$$k^{(1)}(U) = -\frac{\alpha Z}{N^2} \left(C_{n_1}^{(1)} + C_{n_2}^{(1)} \right) = \tag{18}$$
$$= -6U \frac{\alpha Z}{N} (n_1 - n_2),$$
$$k^{(1)}(E) = -\frac{3}{2} \frac{E\sqrt{\alpha}}{(\alpha Z)^2} N^2 (n_1 - n_2).$$

Учитывая соотношение между U и k (6), находим зависимость

$$U(E) = \frac{1}{4} \frac{E\sqrt{\alpha}}{(\alpha Z)^3} N^3 + \frac{9}{8} \frac{E^2}{\alpha^5 Z^6} N^6 (n_1 - n_2).$$

В итоге для k во втором порядке получаем

$$k^{(2)}(U) = \frac{2\alpha Z}{N^3} \left(C_{n_1}^{(1)} + C_{n_2}^{(1)} \right)^2 - \tag{19}$$
$$- \frac{\alpha Z}{N^2} \left(C_{n_1}^{(2)} + C_{n_2}^{(2)} \right) = 2U^2 \frac{\alpha Z}{N} \times$$
$$\times \left(17N^2 + 87 (n_1 - n_2)^2 + 19 \right),$$
$$k^{(2)}(E) = 2k^{(1)} \left(U^{(1)}(E) \right) + k^{(2)} \left(U^{(0)}(E) \right) =$$
$$= \frac{1}{8} \frac{E^2 N^5}{\alpha^4 Z^5} \left(17N^2 - 21 (n_1 - n_2)^2 + 19 \right).$$

В выражениях (19) различаются коэффициенты при втором слагаемом, как и следовало ожидать для второго порядка теории возмущений, из-за зависимости U от E и k (16). Учитывая соотношение (5), связывающее энергию W с числом k, получаем известный спектр эффекта Штарка [13–15]:

$$W^{(0)} = -\frac{1}{2} \left(k^{(0)} \right)^2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha Z}{N} \right)^2, \tag{20}$$
$$W^{(1)}(E) = -k^{(0)} k^{(1)} = \frac{3}{2} \frac{E (n_1 - n_2) N}{\sqrt{\alpha} Z},$$
$$W^{(2)}(E) = -\left(k^{(1)} \right)^2 - k^{(0)} k^{(2)} =$$
$$= -\frac{1}{8} \frac{E^2 N^4}{\alpha^3 Z^4} \left(17N^2 - 3 (n_1 - n_2)^2 + 19 \right).$$

Малым параметром разложения является отношение возмущения энергии к энергии невозмущенного уровня [13]:

$$\frac{W^{(1)}}{W^{(0)}} \approx E\sqrt{\alpha} \left(\frac{N}{\alpha Z} \right)^3 \approx \frac{E\sqrt{\alpha}}{k^3} = 4U \ll 1. \tag{21}$$

Первых два порядка теории возмущений — линейный и квадратичный эффекты Штарка — приводят к расщеплению состояний с главным квантовым числом N. В первом порядке теории возмущений суммарная плотность электронов на ядре не меняется. Если $n_1 = n_2$, то энергия (и волновое число k) в первом порядке не меняется, функции f и g имеют одинаковые по модулю, но противоположные по знаку возмущения (14), (15). Следовательно, произведение fg и сумма интегралов (7) не меняются, из чего следует неизменность ψ в точке $\xi = \eta = 0$ (5). Если $n_1 \neq n_2$, то пара состояний с параболическими квантовыми числами $(n_1,\ n_2)$ и $(n_2,\ n_1)$ в первом порядке имеют одинаковые по модулю, но разные по знаку изменения плотности, и суммарная плотность электронов расщепившегося состояния с главным квантовым числом N в первом порядке не меняется.

Во втором порядке изменения плотности отличны от нуля. Далее для краткости записи будем обозначать $I_{n,n} \equiv I_{[n]}$. Из (14) следует

$$f_n^{(1)}U^{-1} = \frac{1}{2}n(n-1)I_{[n-2]} - 4n^2 I_{[n-1]} + \quad (22)$$
$$+ 4(n+1)^2 I_{[n+1]} - \frac{1}{2}(n+2)(n+1)I_{[n+2]},$$
$$f_n^{(2)}U^{-2} = I_{[n-4]}\frac{1}{4}n(n-1)(n-2)(n-3) -$$
$$- I_{[n-3]}\frac{4}{3}n(n-1)(n-2)(3n-2) +$$
$$+ I_{[n-2]} \cdot 2n(n-1)(8n^2-14n+3) +$$
$$+ I_{[n-1]} \cdot 4n(n^3+33n^2+3n+3) -$$
$$- I_{[n]}\frac{1}{2}(65n^4+130n^3+199n^2+134n+34) +$$
$$+ I_{[n+1]} \cdot 4(n+1)(n^3-30n^2-60n-32) +$$
$$+ I_{[n+2]} \cdot 2(n+1)(n+2)(8n^2+30n+25) -$$
$$- I_{[n+3]}\frac{4}{3}(n+1)(n+2)(n+3)(3n+5) +$$
$$+ I_{[n+4]}\frac{1}{4}(n+1)(n+2)(n+3)(n+4).$$

Наибольшей плотностью на ядре обладает первый квантовый уровень $1s$ ($N=1$, $n_1=n_2=0$). Для этого уровня получаем следующие изменения:

$$f_0^{(1)} = -g_0^{(1)} = U(4I_{[1]} - I_{[2]}), \quad (23)$$
$$f_0^{(2)} = g_0^{(2)} =$$
$$= U^2(-17I_{[0]} - 128I_{[1]} + 100I_{[2]} - 40I_{[3]} + 6I_{[4]}),$$
$$k^{(1)} = 0, \quad k^{(2)} = 72U^2\alpha Z.$$

Изменение интеграла в (7) составляет

$$F^{(1)} = \int_0^\infty u(f^{(0)}f^{(1)} + g^{(0)}g^{(1)})du = 0, \quad (24)$$
$$F^{(2)} = 2U^2\int_0^\infty u(I_{[0]}(-17I_{[0]} - 128I_{[1]}) +$$
$$+ (4I_{[1]} - I_{[2]})^2)du = 360U^2.$$

Из (5) следует, что уменьшение плотности основного состояния электрона ρ_1 на ядре под действием внешнего электрического поля составляет

$$\frac{\Delta\rho_1}{\rho_1} = \frac{f^{(2)}}{f^{(0)}} + \frac{g^{(2)}}{g^{(0)}} + \left(\frac{f^{(1)}}{f^{(0)}}\right)^2 + \quad (25)$$
$$+ 4\frac{f^{(1)}}{f^{(0)}}\frac{g^{(1)}}{g^{(0)}} + \left(\frac{g^{(1)}}{g^{(0)}}\right)^2 + \frac{3}{2}\frac{k^{(2)}}{k^{(0)}} - \frac{1}{2}\frac{F^{(2)}}{F^{(0)}} =$$
$$= -248U^2 = -\frac{31}{2}\frac{E^2}{\alpha^5 Z^6}.$$

Аналогичные вычисления для изменения суммарной плотности возбужденного уровня $N=2$, $(n_1, n_2) = (1{,}0), (0{,}1)$ дают:

$$f_1^{(1)} = -g_1^{(1)} = U\left(-4I_{[0]} + 16I_{[2]} - 3I_{[3]}\right),$$
$$f_1^{(2)} = g_1^{(2)} = U^2\big(160I_{[0]} - 281I_{[1]} - 968I_{[2]} +$$
$$+ 756I_{[3]} - 256I_{[4]} + 30I_{[5]}\big),$$
$$k_{0,1}^{(1)} = -k_{1,0}^{(1)} = 3U\alpha Z, \quad k_{0,1}^{(2)} = k_{1,0}^{(2)} = 174U^2\alpha Z,$$
$$F_{0,1}^{(1)} = -F_{1,0}^{(1)} = 24U, \quad F_{0,1}^{(2)} = F_{1,0}^{(2)} = 2760U^2,$$
$$\frac{\Delta\rho_2}{\rho_2} = -860\,U^2.$$

Таким образом, на ядре плотность и основного, и возбужденного уровней атомных электронов уменьшается.

3. ИЗМЕНЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА В СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ

Вероятность распада в связанное состояние пропорциональна плотности электронов на ядре (того состояния, в которое происходит распад) и квадрату граничной энергии распада [6]. Изменение граничной энергии для распада в связанное состояние при воздействии внешнего электрического поля равно разности изменения потенциалов ионизации конечного и начального атомов (или ионов) [11, 12]:

$$\Delta Q = \left(\left|I_{\mathrm{He}}^{(E)}\right| - \left|I_{\mathrm{He}}^{(0)}\right|\right) - \left(\left|I_{\mathrm{H}}^{(E)}\right| - \left|I_{\mathrm{H}}^{(0)}\right|\right), \quad (26)$$

где $I^{(E)}$, $I^{(0)}$ — соответственно потенциалы ионизации во внешнем поле и невозмущенного атома (или иона). Во втором порядке теории возмущений энергия ионизации увеличивается по модулю, и увеличение обратно пропорционально Z^4 (20). При распаде атома трития в связанное состояние дочерним является нейтральный атом гелия с двумя электронами $Z=2$:

$$\left|I_{\mathrm{He}}^{(E)}\right| - \left|I_{\mathrm{He}}^{(0)}\right| = \frac{9}{2}\frac{E^2}{\alpha^3 Z^4} = \frac{9}{32}\frac{E^2}{\alpha^3}, \quad (27)$$
$$\left|I_{\mathrm{H}}^{(E)}\right| - \left|I_{\mathrm{H}}^{(0)}\right| = \frac{9}{4}\frac{E^2}{\alpha^3}.$$

Следовательно, граничная энергия распада атома трития в связанное состояние уменьшается на величину

$$\Delta Q_{ba} = -\frac{63}{32}\frac{E^2}{\alpha^3}. \quad (28)$$

При распаде иона трития в начальном состоянии атомная оболочка отсутствует, и энергия ионизации равна нулю. Следовательно, в (26) играет роль только разность потенциалов ионизации конечного водородоподобного иона гелия. Граничная энергия β-распада иона трития в связанное состояние увеличивается на величину

$$\Delta Q_{bt} = \left|I^{(E)}_{\mathrm{He}^+}\right| - \left|I^{(0)}_{\mathrm{He}^+}\right| = \frac{9}{4}\frac{E^2}{\alpha^3 Z^4} = \frac{9}{64}\frac{E^2}{\alpha^3}. \quad (29)$$

Уменьшение вероятности распада атома трития в связанное состояние составляет

$$\left(\frac{\Delta\lambda_b}{\lambda_b}\right)_a = \frac{\Delta\rho}{\rho} + 2\frac{\Delta Q}{Q_0} = \quad (30)$$
$$= -\frac{E^2}{2\alpha^5}\left(\frac{31}{Z^6} + \frac{63}{8}\frac{\alpha^2}{Q_0}\right)$$

(для конечного ядра $Z = 2$). Вклад второго члена (за счет изменения энергии) составляет $\approx 2.3\%$. Для иона трития:

$$\left(\frac{\Delta\lambda_b}{\lambda_b}\right)_t = \frac{\Delta\rho}{\rho} + 2\frac{\Delta Q}{Q_0} = \quad (31)$$
$$= -\frac{E^2}{2\alpha^5}\left(\frac{31}{Z^6} - \frac{9}{16}\frac{\alpha^2}{Q_0}\right) < 0,$$

вклад второго члена $\sim 0.17\%$.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА В СОСТОЯНИЯ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА

Вероятность разрешенного β-распада в состояния непрерывного спектра электронов определяется интегральной функцией Ферми [17]. При распаде атома трития в состояния непрерывного спектра конечной системой является водородоподобный ион гелия. В этом случае изменение граничной энергии распада аналогично (27), (29) составляет

$$\Delta Q_{ca} = \left(\left|I^{(E)}_{\mathrm{He}^+}\right| - \left|I^{(0)}_{\mathrm{He}^+}\right|\right) - \left(\left|I^{(E)}_{\mathrm{H}}\right| - \left|I^{(0)}_{\mathrm{H}}\right|\right) = \quad (32)$$
$$= \left(\frac{9}{64} - \frac{9}{4}\right)\frac{E^2}{\alpha^3} = -\frac{135}{64}\frac{E^2}{\alpha^3}.$$

Так как энергия распада трития $Q_0 \ll 1$, для оценки изменения интегральной функции Ферми при изменении граничной энергии распада учтем главный член разложения [17]:

$$S \equiv \int\limits_1^{E_0} E\sqrt{E^2-1}\,(E_0 - E)^2\,dE = \quad (33)$$
$$= \frac{1}{60}\sqrt{E_0^2-1}\,(2E_0^4 - 9E_0^2 - 8) + $$
$$+ \frac{1}{4}E_0\ln\left(E_0 + \sqrt{E_0^2-1}\right) \approx \frac{16\sqrt{2}}{105}Q_0^{7/2},$$

где $E_0 = 1 + Q_0$. Для изменения вероятности распада атома трития в состояния непрерывного спектра электронов получаем

$$\frac{\Delta\lambda_c}{\lambda_c} = \frac{\Delta S}{S} \approx \frac{8\sqrt{2}}{15}\frac{\Delta Q_{ca}}{Q_0} = -\frac{9\sqrt{2}}{8}\frac{E^2}{\alpha^3 Q_0}. \quad (34)$$

5. ИТОГОВОЕ УМЕНЬШЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА ТРИТИЯ

Для β-распада атома трития итоговое уменьшение вероятности распада λ при помещении в постоянное электрическое поле составляет

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_a = \left(\frac{\lambda_b}{\lambda}\right)_a\left(\frac{\Delta\lambda_b}{\lambda_b}\right)_a + \frac{\Delta\lambda_c}{\lambda} \approx \quad (35)$$
$$\approx -\frac{E^2}{2\alpha^5}\left[\nu_a\frac{31}{Z^6} + \frac{9\sqrt{2}}{4}\frac{\alpha^2}{Q_0}\right] \approx -1.85\times 10^8 E^2.$$

В этом случае изменение вероятности распада в связанное состояние за счет изменения плотности электронов на ядре (первое слагаемое) того же порядка, что и изменение вероятности распада в состояния непрерывного спектра за счет изменения энергии ионизации (второе слагаемое).

Для иона трития:

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_t = \left(\frac{\lambda_b}{\lambda}\right)_t\left(\frac{\Delta\lambda_b}{\lambda_b}\right)_t \approx \quad (36)$$
$$\approx -\nu_t\frac{E^2}{\alpha^5}\frac{31}{2Z^6} \approx -1.25\times 10^8 E^2,$$

что в 10^6 раз превышает оценку (1), полученную в [3], и имеет противоположный знак. Причина такого различия заключается в следующем. В [3] рассмотрен распад полностью ионизованного атома только в состояния непрерывного спектра электронов. Так как для такого распада атомная оболочка отсутствует и в начальном, и в конечном состояниях, то не происходит изменения граничной энергии распада из-за изменения энергии ионизации (26). Для этого канала единственная причина изменения вероятности β-распада заключается в увеличении граничной энергии из-за влиянии внешнего электрического поля на β-электрон, что и рассмотрено в [3]. Этот эффект мал (10^{-8}) по сравнению с влиянием внешнего электрического поля на изменение плотности электронов связанных состояний на ядре дочернего иона гелия (25). Распад в связанное состояние (λ_b) в [3] не учитывался, но этот канал всегда существует, и его доля ν_t не мала (1%). Именно изменения λ_b с учетом ν_t приводят к полученному результату (36). При распаде иона трития пределом применимости полученных оценок является условие (21) с $Z = 2$: $E \ll 3.7 \times 10^{-5} E_0 \approx 10^8$ СГС. В электрическом поле напряженностью 1.5×10^7 СГС $\approx 4 \times 10^{-6} E_0$ относительное уменьшение вероятности распада иона трития составит 0.2%, что является величиной, доступной для измерения [1].

Автор выражает благодарность Л.И. Уруцкоеву и А.А. Рухадзе за внимание к работе и обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. А. Акулов, Б. А. Мамырин, УФН **173**, 1187 (2003).
2. Б. А. Мамырин, В. А. Акулов, УФН **174**, 791 (2004).
3. Е. Х. Ахмедов, ЖЭТФ **85**, 1521 (1983).
4. Е. Х. Ахмедов, ЖЭТФ **87**, 1541 (1984).
5. P. M. Sherk, Phys. Rev. **75**, 789 (1949).
6. J. N. Bahcall, Phys. Rev. **124**, 495 (1961).
7. K. Takahashi and K. Yokoi, Nucl. Phys. A **404**, 578 (1983).
8. K. Takahashi, R. N. Boyd, G. J. Mathews, and K. Yokoi, Phys. Rev. C **36**, 1522 (1987).
9. M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2164 (1992).
10. F. Bosch, T. Faestermann, J. Friese, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5190 (1996).
11. С. В. Стародубцев, А. М. Романов, *Радиоактивные превращения ядер и атомная оболочка* (Изд-во АН УзССР, Ташкент, 1958), с. 238.
12. Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов, УФН **174**, 1355 (2004).
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика* (Физматлит, Москва, 2001), т. 3.
14. Г. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами* (Физматгиз, Москва, 1960).
15. А. Зоммерфельд, *Строение атома и спектры* (Гостехтеориздат, Москва, 1956), т. 1, 2.
16. *Справочник по специальным функциям*, под ред. М. Абрамовица, И. Стиган (Наука, Москва, 1979).
17. Б. С. Джелепов, Л. Н. Зырьянова, Ю. П. Суслов, *Бета-процессы* (Наука, Ленинград, 1972).

THE DECREASING OF PROBABILITY OF DECAY OF TRITIUM IN AN EXTERNAL ELECTRIC FIELD

D. V. Filippov

It is shown that the probability of β decay of tritium decreases due to the influence on the atom of an external homogeneous constant electric field. For the atom of tritium the effect is connected with two circumstances: first, with decreasing of boundary energy of β decay, and second, with decreasing of density of the free bound electron states at the nucleus. Both circumstances result in reduction of probability of β decay: the first phenomenon results in the reduction of probability of disintegration in the continuous electron states, the second phenomenon results in the reduction of decay to the bound electron states.