

С. Н. Федоткин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ, ИСПУЩЕННЫХ ПРИ β^+ -РАСПАДЕ

Исследован процесс ионизации атома при аннигиляции позитрона с электроном дочернего атома при β^+ -распаде. Рассмотрен процесс выбивания электрона с различных атомных оболочек при аннигиляции позитрона, испущенного при β^+ -распаде, с К-электроном дочернего атома. Найден относительный вклад вероятностей этих процессов для случаев выбивания электронов с ns-оболочек ($n = 1, 2, 3, 4$). Показано, что наиболее вероятный процесс связан с выбиванием другого электрона с К-оболочки.

Ключевые слова: аннигиляция, β^+ -распад, атомная оболочка, L, M, N-слои атома.

Введение

При β^+ -распаде возможны процессы возбуждения дочернего ядра или атомной оболочки при аннигиляции позитрона с одним из электронов дочернего атома. Эти процессы аналогичны ранее изученным безрадиационным процессам, когда происходит ионизация атомной оболочки [1] или возбуждение ядра [2 - 5] при падении пучка позитронов на атом.

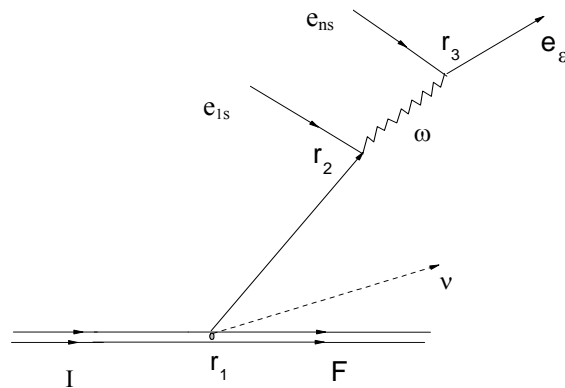
Возбуждение дочернего ядра при аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с электроном дочернего атома исследовалось экспериментально [6]. В этой работе исследовалось заселение возбужденного состояния ядра ^{45}Sc с энергией $E = 1801$ кэВ при β^+ -распаде ядра ^{45}Ti . Для объяснения экспериментального результата было предположено, что этот уровень заселяется посредством внутреннего аннигиляционного возбуждения ядер при β^+ -распаде. Теоретический расчет для вероятности этого процесса дает величину, которая значительно меньше экспериментального значения [7].

Представляет интерес исследование других процессов, возможных при β^+ -распаде. В работе [8] был рассмотрен процесс аннигиляции позитрона, испущенного при β^+ -распаде, с К-электроном дочернего атома с передачей части энергии другому К-электрону. Ниже будет рассмотрен аналогичный процесс, в котором в результате аннигиляции позитрона и К-электрона дочернего атома энергия передается электрону с орбитальным моментом $l = 0$ из L, M или N-слоя, в результате чего он покидает атом.

Вклад электронов внешних оболочек в ионизацию атома при аннигиляции позитрона с К-электроном в процессе β^+ -распада

Рассмотрим процесс аннигиляции позитрона, испущенного при β^+ -распаде, с электроном дочер-

него атома с передачей части энергии другому атомному электрону. В отличие от работы [9] исследован случай, когда аннигиляция позитрона происходит с К-электроном, а избыток энергии передается не другому К-электрону, а s-электрону (с орбитальным моментом $l = 0$) из L, M или N-слоя ($n = 2, 3, 4$). Диаграмма Фейнмана, соответствующая этому процессу, изображена на рисунке.



Диаграмма, описывающая аннигиляцию испущенного в процессе β^+ -распада позитрона с К-электроном e_{1s} с передачей энергии ω e_{ns} -электрону ($n = 2, 3, 4$).

Здесь I и F - начальное и конечное состояния ядра (E_I и E_F - энергии начального и конечного состояний ядра соответственно); e_{1s} и e_{ns} - s-электроны К и n-оболочек атома соответственно; ω - энергия, передаваемая в результате аннигиляции позитрона и e_{1s} -электрона другому электрону e_{ns} ; e_ε - электрон, вылетающий в непрерывный спектр с энергией ε и с импульсом \mathbf{p}_ε ; ν - нейтрино. Для разрешенного фермиевского перехода амплитуду вероятности рассматриваемого процесса можно записать в следующем виде (здесь и далее используется система единиц $\hbar = c = 1$):

$$S_{fi} = -\frac{ie^2}{16\pi^3} G_V M_{FI}^\beta \bar{\psi}_\nu \int \int d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 (\bar{\psi}_\varepsilon(\mathbf{r}_3) \gamma_\mu \psi_{ns}(\mathbf{r}_3)) \frac{e^{i\omega|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|}}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|} (S_{E_{03}}(\mathbf{r}_2) \gamma_\mu \psi_{1s}(\mathbf{r}_2)) \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu). \quad (1)$$

Здесь ψ_{ns} , $\bar{\psi}_\varepsilon$ - волновые функции ns-электронов и электрона, покинувшего атом; $\bar{\psi}_\nu$ - волновая функция нейтрино; M_{FI}^β - ядерный матричный элемент, соответствующий переходу ядра из состояния I в F; e - заряд электрона; G_V - константа векторной части слабого взаимодействия. Для волновой функции ψ_{ns} используется выражение [9]

$$\psi_{ns}(r) = \frac{\eta_n^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\eta_n r}}{n} L_{n-1}^1(2\eta_n r), \quad (2)$$

где $L_{n-1}^1(2\eta_n r)$ - присоединенный полином Лаггера; $\eta_n = \eta/n$; $\eta = Zm\alpha$; Z - заряд ядра; m - масса электрона; α - постоянная тонкой структуры.

Максимальная энергия электрона E_3 , покинувшего атом, имеет вид

$$E_3 = E_{IF} + E_{1S} + E_{nS}, \quad (3)$$

а энергию E_{03} , входящую в функцию $S_{E_{03}}(\mathbf{r}_2)$, можно представить как

$$E_{03} = E_{1S} + E_{nS} - \varepsilon. \quad (4)$$

$$S_{fi} = -\frac{ie^2 \eta^{3/2} \eta_n^{3/2}}{16\pi^4} G_V M_{FI}^\beta (\bar{u}_\varepsilon \gamma_\mu u_{ns}) (\bar{u}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) B_3 \gamma_\mu u_{1s}) \int \frac{d\mathbf{q}}{q^2} I_3^n(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q}) I_2(\mathbf{q}) \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu). \quad (7)$$

Здесь \bar{u}_ν , \bar{u}_ε , u_{ns} ($n=1, 2, 3, 4$) - биспинорные части волновых функций нейтрино, вылетевшего из атома электрона с энергией ε и s-электронов соответствующих оболочек, соответственно. Функции $I_3^n(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q})$ и $I_2(\mathbf{q})$ в интеграле по \mathbf{q} в выражении (7) представлены как

$$I_3^n(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q}) = \frac{1}{n} \int d\mathbf{r}_3 e^{i\mathbf{r}_3(\mathbf{q} - \mathbf{p}_\varepsilon) - \eta_n r_3} L_{n-1}^1(2\eta_n r_3), \quad (8)$$

$$I_2(\mathbf{q}) = \int \frac{d\mathbf{r}_2}{r_2} e^{i\mathbf{r}_2 \mathbf{q} + (ib_3 - \eta) r_2} = \frac{4\pi}{q^2 + (\eta - ib_3)^2}. \quad (9)$$

Введем обозначение $(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q}) = \mathbf{k}$ и приведем значение первых трех интегралов $I_3^n(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q})$ для $n=1, 2, 3$:

$$I_3^1(\mathbf{k}) = \frac{8\pi\eta}{[k^2 + \eta^2]^2}, \quad \eta = \eta_1,$$

$$I_3^2(\mathbf{k}) = \frac{16\pi\eta_2}{[k^2 + \eta_2^2]^3} (k^2 - \eta_2^2),$$

В дальнейшем будет рассматриваться отношение вероятности исследуемого процесса к вероятности обычного β^+ -распада, вычисленного в тех же приближениях, либо отношение вероятностей процессов для электронов из разных оболочек. Поэтому в расчетах пренебрегается влиянием кулоновского поля на функцию Грина позитрона и, следовательно, функцию $S_{E_{03}}(\mathbf{r}_2)$ можно записать как [8]

$$S_{E_{03}}(\mathbf{r}) = 2\pi^2 B_3 \frac{e^{ib_n r}}{r}, \quad (5)$$

где величины B_3 и b_3 определены следующим образом:

$$B_3 = \beta E_{03} + m, \quad b_n = \sqrt{E_{03}^2 - m^2}. \quad (6)$$

Используя приближение плоских волн для волновой функции вылетающего из атома электрона $\bar{\psi}_\varepsilon(\mathbf{r}_3)$ и пренебрегая запаздыванием, представим амплитуду вероятности рассматриваемого процесса S_{fi} в следующем виде:

$$I_3^3(\mathbf{k}) = \frac{8\pi\eta_3}{[k^2 + \eta_3^2]^4} (3k^4 - 10k^2\eta_3^2 + 3\eta_3^4). \quad (10)$$

Интеграл $I_{23}^n = \int \frac{d\mathbf{q}}{q^2} I_3^n(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q}) I_2(\mathbf{q})$, входящий в выражение (7), можно вычислить, используя соотношения (10) для $I_3^n(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q})$, и затем определить амплитуду вероятности S_{fi} (7) стандартным образом

$$S_{fi} = 2\pi U_{fi} \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu), \quad (11)$$

где U_{fi} имеет вид

$$U_{fi} = -\frac{ie^2 \eta^{3/2} \eta_n^{3/2}}{32\pi^5} \times$$

$$\times G_V M_{FI}^\beta (\bar{u}_\varepsilon \gamma_\mu u_{ns}) (\bar{u}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) B_3 \gamma_\mu u_{1s}) I_{23}^n. \quad (12)$$

Вероятность рассматриваемого процесса в единицу времени с выбиванием электрона из атом-

ной оболочки ns с определенной энергией ε выражается через U_{fi} следующим образом:

$$W_{fi}(\varepsilon) = 2\pi |U_{fi}|^2 \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu). \quad (13)$$

Полная вероятность процесса $W_{\beta^+K,n}$ определяется интегрированием выражения (13) по всем конечным состояниям выбитого из атома электрона и нейтрино, а также суммированием по проекциям спинов всех частиц:

$$W_{\beta^+K,n} = 2\pi \sum_{s_e, s_\nu} \int \frac{d\mathbf{p}_\varepsilon}{(2\pi)^3} \frac{d\mathbf{p}_\nu}{(2\pi)^3} |U_{fi}|^2 \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu). \quad (14)$$

Выполняя суммирование по проекциям спинов всех частиц в начальном и конечном состояниях способом, указанным в [8], усредняя по спинам начальных состояний и выполняя интегрирование по углам вылета частиц и по энергии нейтрино, получаем окончательное выражение для вероятности $W_{\beta^+K,n}$ аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки с квантовым числом n s-электрона

$$W_{\beta^+K,n} = \frac{4\alpha^2 (Z m \alpha)^6}{\pi^3 n^3} |M_{FI}^\beta|^2 I_{\beta^+K,n}, \quad (15)$$

а для интеграла $I_{\beta^+K,n}$ имеется выражение

$$I_{\beta^+K,n} = \int_m^{E_3} d\varepsilon \frac{(E_3 - \varepsilon)^2 \sqrt{\varepsilon^2 - m^2} [(\varepsilon + m)(\varepsilon - 3m)^2 + 3(\varepsilon - m)^3] |3\eta - ib_n|^2}{|\varepsilon^2 - m^2 + 4\eta^2 - b_n^2 - 4i\eta b_n|^2 |\eta - ib_n|^2} f_n(\varepsilon). \quad (16)$$

Функции $f_n(\varepsilon)$ для различных значений n имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} f_1(\varepsilon) &= \frac{1}{(\varepsilon^2 + \eta^2 - m^2)^2}, & f_2(\varepsilon) &= \frac{(\varepsilon^2 - \eta_2^2 - m^2)^2}{(\varepsilon^2 + \eta_2^2 - m^2)^4}, \\ f_3(\varepsilon) &= \frac{[(\varepsilon^2 - m^2)^2 - \frac{10}{3}(\varepsilon^2 - m^2)\eta_3^2 + \eta_3^4]^2}{(\varepsilon^2 + \eta_3^2 - m^2)^6}, \\ f_4(\varepsilon) &= \frac{[(\varepsilon^2 - m^2)^3 - 7(\varepsilon^2 - m^2)^2\eta_4^2 + 7(\varepsilon^2 - m^2)\eta_4^4 - \eta_4^6]^2}{(\varepsilon^2 + \eta_4^2 - m^2)^8}. \end{aligned} \quad (17)$$

Определим теперь отношение вероятности аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки второго К-электрона $W_{\beta^+K,1}$ к вероятности β^+ -распада W_{β^+} [8]:

$$\frac{W_{\beta^+K,1}}{W_{\beta^+}} = 8\alpha^2 (Z m \alpha)^6 \frac{I_{\beta^+K,1}}{I_{\beta^+}}. \quad (18)$$

Формулы для вероятности, полученные выше, являются общими и могут быть применимы для любого атома. В случае β^+ -распада ^{45}Ti получаем следующую оценку для числа случаев аннигиляции позитрона с К-электроном с выбиванием другого К-электрона на один акт β^+ -распада [8]:

$$\frac{W_{\beta^+K,1}}{W_{\beta^+}} \approx 6 \cdot 10^{-6}. \quad (19)$$

Используя соотношения (15), (16) и (17), определим отношения вероятности аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании s-электрона из атомной оболочки с квантовым числом n $W_{\beta^+K,n}$ к вероятности $W_{\beta^+K,1}$:

$$\begin{aligned} \frac{W_{\beta^+K,2}}{W_{\beta^+K,1}} &= \frac{1}{2^3} \frac{I_{\beta^+K,2}}{I_{\beta^+K,1}} \approx 0,17, \\ \frac{W_{\beta^+K,3}}{W_{\beta^+K,1}} &= \frac{1}{3^3} \frac{I_{\beta^+K,3}}{I_{\beta^+K,1}} \approx 0,057, \\ \frac{W_{\beta^+K,4}}{W_{\beta^+K,1}} &= \frac{1}{4^3} \frac{I_{\beta^+K,4}}{I_{\beta^+K,1}} \approx 0,025. \end{aligned} \quad (20)$$

Таким образом, процесс аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки второго К-электрона является значительно более вероятным по сравнению с процессами, в которых атомный электрон выбивается из более удаленных слоев L, M, N. Причем чем с более удаленного слоя выбивается электрон, тем меньше вероятность этого процесса. Согласно оценкам (20), отношение интегралов $I_{\beta^+K,n} / I_{\beta^+K,1}$ достаточно слабо зависит от n , поэтому в грубом приближении можно считать, что уменьшение вероятности процесса с участием электрона из оболочки с квантовым числом n в значительной мере определяется фактором n^{-3} .

Выводы

Исследован процесс ионизации атомной оболочки при аннигиляции позитрона, испущенного при β^+ -распаде с атомным электроном. Расчет выполнен для случая аннигиляции позитрона с К-электроном и последующего выбивания с атомной оболочки К, L, M или N другого s-электрона. Показано, что доминирующим является процесс с выбиванием другого электрона

К-оболочки. Уменьшение вероятности процесса с участием электрона из оболочки с квантовым числом n в значительной мере определяется фактором n^{-3} . Электроны с орбитальным моментом, отличным от нуля, для каждого слоя являются менее связанными, чем s-электроны, поэтому аналогичное уменьшение вероятности рассмотренных процессов с увеличением квантового числа n должно происходить и для них.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shimizu S., Mucoyama T., Nakayama Y. Radiationless annihilation of positron in lead // Phys. Rev. - 1968. - Vol. 173, No. 2. - P. 405 - 416.
2. Present R., Chen S. Nuclear desintegration by positron-K-electron annihilation // Ibid. - 1952. - Vol. 85. - P. 447 - 451.
3. Mukoyama T., Shimizu S. Nuclear excitation by positron annihilation // Ibid. - 1972. - Vol. C5. - P. 95 - 99.
4. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Свято В.П., Тришин В. В. Ядерное возбуждение под действием бесфотонной аннигиляции позитронов // Письма в ЖЭТФ. - 1979. - Т. 30. - С. 394.
5. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Возбуждение ядра при аннигиляции позитронов на К-оболочке тяжелых атомов // ЖЭТФ. - 1978. - Т. 74. - С. 13 - 22.
6. Борозенец Г.П., Вишневский И.Н., Желтоножский В.А. Возбуждение ядра при аннигиляции позитронов в процессе β^+ -распада // Ядерная физика. - 1986. - Т. 43, вып. 1. - С. 14 - 16.
7. Коломиец В. М., Пунинский О.Г., Федоткин С.Н. Возбуждение ядра при аннигиляции позитрона с К-электроном в процессе β^+ -распада // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1988. - Т. 52, № 1. - С. 12 - 17.
8. Федоткин С.Н. Аннигиляция позитронов, испущенных при β^+ -распаде, с электронами дочернего атома // Ядерная физика та енергетика. - 2010. - Т. 11, № 3. - С. 233 - 238.
9. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. - М.: Физматгиз, 1959. - 656 с.

С. М. Федоткін

ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ, ВЫПУЩЕННЫХ ПРИ β^+ -РОЗПАДІ

Досліджено процес іонізації атома при аннігіляції позитрона з електроном дочірнього атома при β^+ -розпаді. Розглянуто процес вибивання електрона з різних атомних оболонок при аннігіляції позитрона, випущеного при β^+ -розпаді, з К-електроном дочірнього атома. Знайдено відносний вклад імовірностей цих процесів у випадку вибивання електронів з ns-оболонок ($n = 1, 2, 3, 4$). Показано, що найбільш імовірний процес пов'язаний з вибиванням другого електрона з К-оболонки.

Ключові слова: аннігіляція, β^+ -розпад, атомна оболонка, L, M, N-шари атома.

S. N. Fedotkin

ATOMIC IONIZATION AT ANNIHILATION OF POSITRONS EMITTED AT β^+ -DECAY

Atomic ionization at annihilation of positron with another electron of daughter's atom at β^+ -decay is studied. Processes of the different atomic shells ionization at annihilation of positron, emitted at β^+ -decay, with K-electron of daughter's atom are considered. The relative contribution of probabilities of these processes in case of electron emission from different ns-shells ($n = 1, 2, 3, 4$) is found. It is shown that the most probable process is related to emission of other K-electron.

Keywords: annihilation, β^+ -decay, atomic shell, K-electron, L, M, N-atomic shells.

Поступила в редакцію 17.10.11,
после доработки - 11.11.11.