

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ С АТОМНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

С. Н. Федоткин, В. А. Желтоножский

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Рассмотрен процесс возбуждения ядер при аннигиляции позитронов с электронами атомной оболочки. На основе нового определения доли позитронов, аннигиляция которых приводит к возбуждению ядра, проанализированы экспериментальные данные о сечениях этого процесса для нескольких ядер в случае пучка позитронов с широким распределением по энергии и проведено сопоставление их с теоретическими расчетами.

Введение

При рассеянии позитронов на атомах наряду с одноквантовой и двухквантовой аннигиляцией с атомными электронами возможно также возбуждение ядра. Впервые этот процесс был рассмотрен теоретически в работе [1], где сечение возбуждения ядра при аннигиляции позитронов было рассчитано в борновском приближении. Последующее изучение аннигиляционного возбуждения ядер экспериментальными группами [2, 3] показало, что сечение этого процесса на 4 - 5 порядков превышает теоретические оценки [4 - 11]. При этом предполагалось два разных механизма возбуждения ядер: бесфотонное (резонансное) [1, 4, 7, 8] и неупругое возбуждение [5, 6, 9]. Относительно роли неупругого механизма существуют противоположные точки зрения [5, 6, 7]. В работе [12] предположено, что экспериментально извлекаемая информация имеет отношение не к бесфотонному или неупругому процессу, а содержит их совместный вклад. Согласно этому подходу по-новому определяется доля n_p тех позитронов, аннигиляция которых с атомными электронами приводит к возбуждению ядра и проанализированы экспериментальные данные по возбуждению ядра ^{115}In пучком моноэнергетических позитронов на тонких мишенях [13]. В настоящей работе подход, предложенный в работе [12], применяется для определения сечений возбуждения нескольких ядер пучком позитронов с широким распределением по энергии, поэтому вкратце изложим основу этого подхода.

Резонансный и неупругий процессы

В экспериментах [2, 3] в качестве источника позитронов использовались β^+ -активные ядра, поэтому в падающем пучке было широкое распределение $S(E_+)$ позитронов по энергии $mc^2 \leq E_+ \leq E_{\max}$, где E_+ и E_{\max} - полная и максимальная энергии позитронов при β^+ -распаде. По этой причине непосредственно из эксперимента определялось эффективное сечение σ_{ef} для всего спектра $S(E_+)$ позитронов [11], которое можно представить как

$$\sigma_{\text{ef}} = \int_{mc^2}^{E_{\max}} dE_+ S(E_+) \sigma(E_+), \quad (1)$$

где m - масса электрона; $\sigma(E_+)$ - сечение аннигиляционного возбуждения ядра при энергии позитрона E_+ , а спектральное распределение $S(E_+)$ нормировано на единицу. В дальнейшем будем обозначать сечение $\sigma(E_+)$ как $\sigma_p(E_+)$ для бесфотонного и $\sigma_{\text{np}}(E_+)$ для неупругого процессов.

В бесфотонном (резонансном) процессе в возбуждении ядра участвуют лишь позитроны с полной энергией E_+ в интервале $E_p - \Gamma/2 \leq E_+ \leq E_p + \Gamma/2$, где Γ - ширина К-дырки в атомной оболочке [4], а E_p - резонансная энергия позитрона, при которой возбуждается определенный ядерный уровень. Для резонансного процесса соответствующее сечение $\sigma_p(E_+)$ пропорционально функции распределения Брейта - Вигнера, ширина которой определяется шириной К-дырки Γ в атомной оболочке, образуемой после аннигиляции позитрона с атомным электроном [4]. Поскольку распределение $S(E_+)$ является плавной функцией энергии, а сечение $\sigma_p(E_+)$ носит резонансный характер, то эффективное сечение (1) можно оценить следующим образом [11]:

$$\sigma_{ef}^p \approx \sigma_p(E_p) \frac{\Gamma}{(E_{\max} - E_p)}, \quad (2)$$

где $\sigma_p(E_p)$ - сечение бесфотонного процесса при резонансной энергии позитрона E_p , определяемой как

$$E_p = E_{ex} - E_K, \quad (3)$$

E_K и E_{ex} - энергии электрона на К-оболочке и возбуждения ядра соответственно. Отметим, что доля позитронов n_p , реально возбуждающих ядро при аннигиляции, является множителем при $\sigma_p(E_p)$ в выражении (2)

$$n_p \approx \frac{\Gamma}{(\varepsilon_{\max} - \varepsilon_p)}, \quad (4)$$

где ε - соответствующие кинетические энергии, определяемые соотношением $E = \varepsilon + mc^2$. Как правило, эта величина оказывается очень малой (если в качестве источника позитронов используются β^+ - активные ядра) и вследствие этого σ_{ef}^p (2) оказывается на несколько порядков меньше сечения $\sigma_p(E_p)$ в резонансе.

Если процесс является неупругим, то сечение $\sigma_{np}(E_+)$ не является резонансным, поэтому в аннигиляционном возбуждении ядра участвуют все позитроны с энергией $E_+ \geq E_p$, так как избыток энергии уносится тормозным фотоном. Относительно вклада обоих механизмов существуют противоположные точки зрения. Проанализируем два подхода, в которых утверждается, что достигнуто хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными оценками.

В работах [14, 15] для описания аннигиляционного возбуждения ядер используется модель “неразличимых квантовых осцилляторов” - ядерного и электрон-позитронного. Ширина Γ такой системы определяется как сумма ширин ядерной и ширины дырки в атомной оболочке. По сути – это некое обоснование идеи, постулируемой в [4]. При этом авторы получают очень хорошее согласие между вычисленными и экспериментально определенными резонансными сечениями для ядер ^{115}In и ^{111}Cd . Однако теоретический расчет авторов, сделанный на основе работы [16], предполагает, что ширину резонанса определяет ширина ядерного уровня, в то время как экспериментальные сечения получены в предположении, что ширина резонанса равна ширине К-дырки в атомной оболочке. Поскольку эти ширины отличаются на четыре порядка, то утверждать, что получено согласие теоретических и экспериментальных значений сечений ошибочно.

В работе [6] в плосковолновом приближении для ядра ^{115}In были рассчитаны σ_{ef} с учетом деформации формы спектра позитронов при движении их по мишени, получено неплохое согласие с экспериментом и сделан вывод о преобладающей роли неупругого механизма. Однако плосковолновое приближение для тяжелых ядер не является корректным [17]. Кроме того, в этом приближении рассчитывалось эффективное сечение только неупругого процесса, для расчета резонансного эффективного сечения использовались результаты работы [4], учитывающей влияние кулоновского поля на позитрон, поэтому их сопоставление в работе [6] неправомерно. Более того, выводы работы [6] противоречат результатам работ [7, 9] и, в силу вышеприведенных соображений, их нельзя считать надежными. Относительно корректным в плосковолновом приближении можно считать только отношение $\kappa(E_+)$, приведенное в работе [6]

$$\kappa(E_+) = \sigma_{np}(E_+) / \sigma_p(E_+). \quad (5)$$

Нами был проведен расчет величины $\kappa(E_+)$ (5) как функции энергии налетающего позитрона E_+ при возбуждении состояния с $E_{ex} = 1078$ кэВ в ядре ^{115}In . Результат расчета приведен на рисунке.

Очевидно, что отношение $\kappa(E_+)$ на всем интервале энергий величина порядка 10^{-5} , за исключением области энергий, очень близких к резонансной. Следовательно, расширение интервала энергий позитронов приблизительно в 10^4 раз за счет испускания тормозного фотона не дает возможности

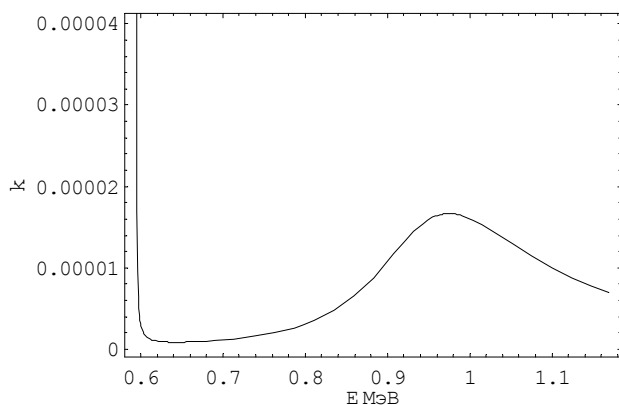


Рис. 1. Отношение $\kappa(E_+)$ (5) как функция энергии позитронов E_+ для ^{115}In .

сделать неупругое эффективное сечение больше резонансного, тем более на два порядка. Поэтому вывод авторов о доминирующей роли неупругого процесса с нашей точки зрения связан с некорректным распространением нижнего предела интегрирования по E_+ при вычислении эффективного сечения в области вблизи резонансной энергии позитронов $E_p \approx 0,595$ МэВ. В этой области сечение $\sigma_{np}(E_+)$ расходится как $1/\omega$ [6, 7], где $\omega = (E_+ - E_p)$ - энергия тормозного фотона и, следовательно, эффективное сечение $\sigma_{ef}^{np}(E_+)$ (1) будет существенным образом зависеть от того, насколько близко энергия E_+ приближается к резонансной E_p .

Анализ экспериментальных данных

Как было отмечено в работе [12], аналогичная проблема существует в любом процессе рассеяния электронов и позитронов, когда излучаются фотоны с предельно малыми энергиями [17, 18] и связана она с так называемой инфракрасной расходимостью, которая была успешно устранена в работе [19]. В любых процессах рассеяния электронов и позитронов детекторы частиц имеют конечное энергетическое разрешение ΔE (или имеется размытость по энергии пучка частиц ΔE), поэтому никогда не удастся экспериментально отделить вклад чисто упругого процесса (или процесса без излучения фотонов) от неупругого процесса, в котором излучаются фотоны с энергией, меньшей ΔE . Поэтому в работах [19 - 21] вместо сечения упругого процесса определялось сечение процесса, в котором в излучение не перешло энергии, большей ΔE . Оно равно сумме сечений упругого процесса, рассчитанного с учетом радиационных поправок, и неупругого процесса с излучением фотонов с энергией меньшей ΔE . Расходящиеся вклады в сечение от излучения тормозных фотонов с предельно малой энергией в точности сокращаются при этом с расходящимися вкладами от радиационных поправок к упругому сечению [19]. В общем случае было доказано применимость этого метода для любого процесса рассеяния частиц, где возникает инфракрасная расходимость [17].

Этот метод мы использовали в [12] при рассмотрении аннигиляционного возбуждения ядра, где рассматривался совместный вклад от бесфотонного процесса, рассчитанного с учетом радиационных поправок, и неупругого процесса, в котором испускаются фотоны с энергией $0 \leq \omega < \Delta E$. При этом расходящиеся вклады в точности сокращаются и сечение процесса σ_{tot} , в котором наряду с бесфотонным возбуждением ядра происходит возбуждение, при котором испускаются тормозные фотоны с энергией ω в интервале $0 \leq \omega < \Delta E$ имеет вид

$$\sigma_{tot}(E_+) \approx \sigma_p(E_p) \left(1 + \alpha \cdot f(E_+) \cdot \ln \frac{\Delta E}{E_p} \right), \quad (6)$$

где $f(E_+)$ - некоторая функция импульсов частиц, а $\Delta E \ll E_p$. Отметим, что поправка к сечению бесфотонного возбуждения мала, так как второе слагаемое в круглых скобках много меньше единицы, поэтому сечение $\sigma_{tot}(E_+)$ по величине мало отличается от сечения $\sigma_p(E_p)$ в резонансе. Однако если падающий пучок позитронов имеет некоторый разброс по энергиям, то давать вклад в возбуждение ядра, в котором могут быть испущены фотоны с энергией, меньшей ΔE , будут позитроны в диапазоне энергий $E_p \leq E_+ \leq E_p + \Delta E$, а не только те, которые имеют энергию, отличающуюся от резонансной на величину ширины К-дырки Γ . Поэтому доля позитронов, которые возбуждают ядро и при этом могут испустить тормозные фотоны с энергией $0 \leq \omega < \Delta E$ в $\Delta E/\Gamma$ раз больше, чем в случае чисто бесфотонного процесса.

Отметим, что сечение $\sigma_{tot}(E_+)$ (6) уже нельзя разделить на два слагаемых, одно из которых соответствует бесфотонному, а другое - неупругому процессу, так как второй член в круглых скобках содержит совместный вклад от радиационных поправок к бесфотонному процессу и неупругого процесса.

Величина ΔE не является строго определенной, однако при условии $\Delta E \ll E_p$ выражение (6), учитывающее совместный вклад двух процессов, всегда справедливо. Таким образом, вместо того, чтобы учитывать либо бесфотонный, либо неупругий процессы, мы предлагаем рассматривать их совместный вклад, который описывается сечением $\sigma_{\text{tot}}(E_+)$. В предыдущей работе предложенный подход использовался в основном для анализа экспериментальных данных по возбуждению ядра ^{115}In пучком моноэнергетических позитронов [13]. В настоящей работе этот подход применяется для определения сечений возбуждения нескольких ядер пучком позитронов с широким распределением по энергии.

В этом случае, используя для эффективного сечения σ_{ef} (1) в качестве $\sigma(E_+)$ величину $\sigma_{\text{tot}}(E_+)$ (6) и учитывая, что вклад в него будут давать позитроны, энергия которых находится в интервале $\varepsilon_p \leq \varepsilon_+ \leq \varepsilon_p + \Delta E$, получаем как [12]

$$\sigma_{\text{ef}} \approx \int_{E_p}^{E_p + \Delta E} dE_+ S(E_+) \sigma_{\text{tot}}(E_+) \approx \sigma_p(E_p) \frac{\Delta E}{(\varepsilon_{\text{max}} - \varepsilon_p)}. \quad (7)$$

Отметим, что приближение (7) справедливо, если $\Delta E \ll E_p$ и спектральное распределение $S(E_+)$ является достаточно плавной функцией в интервале $E_p \leq E_+ \leq E_p + \Delta E$. Если при этом $\Delta E \gg \Gamma$, то извлекаемое из экспериментальных эффективных сечений σ_{ef} с помощью соотношения (7) сечение $\sigma_p(E_p)$, которое сопоставляется с теоретическими оценками σ_p^{theor} , может оказаться на несколько порядков меньше вычисленного с помощью соотношения (2).

Проведем расчеты для нескольких ядер, используя предложенный подход. Экспериментальные данные по эффективным сечениям взяты нами из работы [11], а теоретические расчеты выполним с помощью [4], где для приведенных вероятностей $V(E\lambda)$ используются одночастичные оценки. Кроме того, при извлечении из экспериментальных эффективных сечений величин $\sigma_p(E_p)$ будем учитывать фактор Γ_m / Γ_0 , который должен стоять в качестве множителя в правой части соотношения (7), где Γ_m и Γ_0 - парциальная ширина возбужденного уровня по отношению к распаду на изомерное состояние и его полная ширина. Этот фактор связан с тем, что при определении σ_{ef} предполагался распад возбужденных при аннигиляции ядерных уровней только в изомер [11]. В качестве ΔE берется величина $\Delta E = 5$ кэВ, которая удовлетворяет требуемым условиям. Результаты расчетов приведены ниже в таблице.

Ядро	Энергия, кэВ	Спин I	Тип перехода	σ_{ef} , см ²	$\sigma_p(E_p)$, см ²	σ_p^{theor} , см ²
^{115}In	1078	5/2 ⁺	E2	$1,5 \cdot 10^{-31}$	$9 \cdot 10^{-29}$	$2 \cdot 10^{-31}$
^{107}Ag	1259	3/2 ⁺	E1	$5 \cdot 10^{-28}$	$5 \cdot 10^{-26}$	$4,7 \cdot 10^{-25}$
^{111}Cd	1330	3/2 ⁺	E1	$5 \cdot 10^{-32}$	$3,2 \cdot 10^{-28}$	$4,6 \cdot 10^{-25}$
^{176}Lu	1083	5 ⁻	E2	$2 \cdot 10^{-29}$	$6 \cdot 10^{-26}$	$1,4 \cdot 10^{-31}$
^{197}Au	1200	5/2 ⁻	E1	$1 \cdot 10^{-28}$	$7,9 \cdot 10^{-25}$	$5,1 \cdot 10^{-26}$
^{103}Rh	1482	3/2 ⁺	E1	$1 \cdot 10^{-30}$	$4,5 \cdot 10^{-28}$	$3 \cdot 10^{-25}$

Отметим, что в таблице мы не указывали ошибки в определении экспериментальных данных, обычно они составляют 20 - 30 % и не превышают 50 %. Если учесть, что E1- переходы для этих ядер, как правило, замедлены на 2 - 3 порядка по отношению к одночастичным оценкам, то для них имеется неплохое согласие между экспериментальными и теоретическими результатами (за исключением ^{197}Au). В случае E2-переходов ситуация значительно хуже, однако, возможно, она изменится, если использовать для расчетов экспериментальные значения вероятностей E2-переходов.

Величину ΔE мы использовали одну и ту же для всех ядер, хотя для тяжелых ядер ее можно брать в несколько раз больше. Следует использовать максимально возможное значение для ΔE , при котором не нарушаются условия вывода соотношений (6) и (7). В некотором смысле это указывает на значительную неопределенность при определении $\sigma_p(E_p)$ из экспериментальных эффективных сечений σ_{ef} в случае достаточно широкого пучка позитронов. Поэтому предпочтительными являются эксперименты с моноэнергетическими позитронами на тонких мишенях.

Заклучение

Таким образом, также как и в случае моноэнергетического пучка позитронов, причина очень большого расхождения между экспериментальными значениями и теоретическими оценками для сечений аннигиляционного возбуждения ядер, облучаемых позитронными пучками с широким распределением по энергиям, может быть связана с недостаточно корректной интерпретацией экспериментальных данных. Если предположить, что экспериментально извлекаемая информация имеет отношение не к бесфотонному или неупругому процессу, а содержит их совместный вклад, то удастся, по крайней мере в случае E1-переходов, значительно лучше согласовать между собой экспериментальные результаты и теоретические расчеты. Однако более определенной и ясной оказывается ситуация с моноэнергетическим пучком позитронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Present R., Chen S.* // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 85. - P. 447 - 451.
2. *Mukoyama T., Shimizu S.* // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C5. - P. 95 - 99; *Watanabe Y., Mukoyama T., Shimizu S.* // Phys. Rev. - 1979. - Vol. 195. - P. 32 - 37.
3. *Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Свято В.П., Тришин В. В.* // Письма ЖЭТФ. - 1979. - Т.30. - С. 394; Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1979. - Т. 43. - С. 214.
4. *Гречухин Д.П., Солдатов А.А.* // ЖЭТФ. - 1978. - Т. 74. - С. 13 - 22.
5. *Raghavan R.S., Mills A.P.* // Phys. Rev. - 1981. - Vol. 24. - P. 1814.
6. *Баткин И.С., Чуракова Т.* // Ядер. физика. - 1982. - Т. 35. - С. 282.
7. *Lubicic A., Krmar M., Pisk K., Logan B.A.* // Phys. Rev. - 1984. - Vol. C30. - P. 2109; *Pisk K., Krmar M., Lubicic A., Logan B.A.* // Phys. Rev. - 1985. - Vol. C32. - P. 83.
8. *Kolomietz V.M.* // J. Phys. G. - 1990. - Vol. 16. - P. 615.
9. *Коломиец В.М., Федоткин С.Н.* // Ядер. физика. - 1990. - Т. 52. - С. 426.
10. *Horvat R., Pisk K., Logan B.A.* // Phys. Lett. - 1988. - Vol. C214. - P. 492.
11. *Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Коломиец В.М.* // ЭЧАЯ. - 1988. - Т. 19. - С. 237.
12. *Федоткин С.Н., Желтоножский В.А.* // Ядерная физика та енергетика. - 2006. - № 1 (17). - С. 39 - 44.
13. *Cassidy D.B., Hunt A.W. et al.* // Phys. Rev. - 2001. - Vol. C64. - P. 054603.
14. *Lubicic A., Logan B.A.* // Phys. Lett. - 1994. - Vol. B325. - P. 297.
15. *Dobrinic J., Lubicic A., Bradley D.A.* // Radiat. Phys. and Chem. - 2004. - Vol. 69. - P. 189.
16. *Kaliman Z., Pisk K., Logan B.A.* // Phys. Rev. - 1987. - Vol. C35. - P. 1661.
17. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.К.* Квантовая электродинамика. - М., 1959.
18. *Берестецкий В.К., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1980.
19. *Bloch F., Nordsieck A.* // Phys. Rev. - 1937. - Vol. 52. - P. 54.
20. *Schwinger J.* // Phys. Rev. - 1949. - Vol. 75. - P. 898.
21. *Meister N.T., Griffy T.A.* // Phys. Rev. - 1964. - Vol. B133. - P. 1032.

NUCLEAR EXCITATION AT THE POSITRON-ATOMIC ELECTRON ANNIHILATION

S. N. Fedotkin, V. A. Zheltonozhskii

The process of nuclear excitation at the positron-atomic electron annihilation was considered. It is offered a new definition for the part of positrons which excite nuclei at the annihilation. As result it is proposed a new interpretation of the experimental data on cross section for this process in a case of positron beam with wide energy distribution if we compare them with the theoretical calculations.

ЗБУДЖЕННЯ ЯДЕР ПРИ АНІГІЛЯЦІЇ ПОЗИТРОНІВ З АТОМНИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ

С. М. Федоткін, В. О. Желтоножський

Розглянуто процес збудження ядер при анігіляції позитронів з електронами атомної оболонки. На підставі нового визначення частини позитронів, анігіляція яких веде до збудження ядра, по-новому інтерпретуються експериментальні дані про перерізи процесів у випадку пучка позитронів з широким розподілом по енергії для кількох ядер та проведено порівняння їх з теоретичними розрахунками.