

**ВКЛАД БЕСФОТОННОГО И НЕУПРУГОГО ПРОЦЕССОВ В 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  $^{115}\text{In}$  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  $\beta^+$ -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  $\beta^+$ -распаде. По

этой причине непосредственно из эксперимента определялось эффективное сечение  $\sigma_{\text{ef}}$  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  $\Gamma$  - 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  $\Gamma$  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]:

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

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)

$$n_p \approx \frac{\Gamma}{(\epsilon_{max} - \epsilon_p)}, \quad (4)$$

где  $\epsilon$  - соответствующие кинетические энергии, определяемые соотношением  $E = \epsilon + mc^2$ . Как правило, эта величина оказывается очень малой (если в качестве источника позитронов используются  $\beta^+$ -активные ядра) и вследствие этого  $\sigma_{ef}^p$  (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.

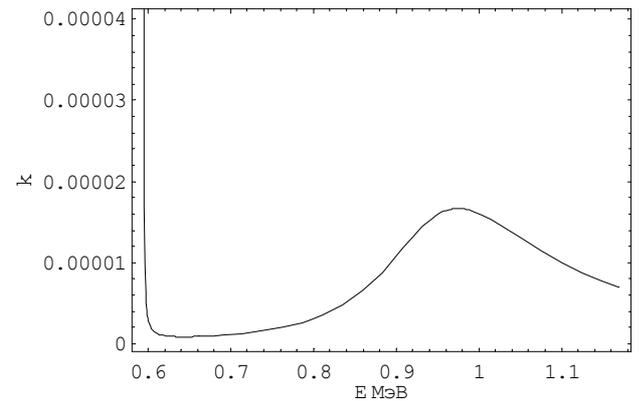
В работах [14, 15] для описания аннигиляционного возбуждения ядер используется модель “неразличимых квантовых осцилляторов” - ядерного и электрон-позитронного. Ширина  $\Gamma$  такой системы определяется как сумма ширин ядерной и ширины дырки в атомной оболочке. По сути – это некое обоснование идеи, постулируемой в [4]. При этом авторы получают очень хорошее согласие между вычисленными и экспериментально определенными резонансными сечениями для ядер  $^{115}\text{In}$  и  $^{111}\text{Cd}$ . 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  $^{115}\text{In}$  были рассчитаны  $\sigma_{ef}$  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  $^{115}\text{In}$ . Результат расчета приведен на рисунке.



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

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 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 область 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  $\Delta E$  (или имеется размытость по энергии пучка частиц  $\Delta E$ ), 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  $\Delta E$ . Поэтому в работах [19 - 21] вместо сечения упругого процесса определялось сечение процесса, в котором в излучение не перешло энергии, большей  $\Delta E$ . Оно равно сумме сечений упругого процесса, рассчитанного с учетом радиационных поправок, и неупругого процесса с излучением фотонов с энергией, меньшей  $\Delta E$ . 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  $\sigma_{tot}$ , в котором наряду с бесфотонным возбуждением ядра происходит возбуждение, при котором испускаются тормозные фотоны с энергией  $\omega$  в интервале  $0 \leq \omega < \Delta E$ , имеет вид

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

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  $\Delta E$ , 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  $\Gamma$ . 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  $\Delta E$  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  $\sigma_{tot}(E_+)$ . В предыдущей работе предложенный подход использовался в основном для анализа экспериментальных данных по возбуждению ядра  $^{115}\text{In}$  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  $\sigma_{ef}$  (1) в качестве  $\sigma(E_+)$  величину  $\sigma_{tot}(E_+)$  (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 оценку [12]

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

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  $\sigma_{ef}$  с помощью соотношения (7) сечение  $\sigma_p(E_p)$ , которое сопоставляется с теоретическими оценками  $\sigma_p^{theor}$ , 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  $\Gamma_m / \Gamma_0$ , который должен стоять в качестве множителя в правой части соотношения (7), где  $\Gamma_m$  и  $\Gamma_0$  - парциальная ширина возбужденного уровня по отношению к распаду на изомерное состояние и его полная ширина. Этот фактор связан с тем, что при определении  $\sigma_{ef}$  предполагался распад возбужденных при аннигиляции ядерных уровней только в изомер [11]. В качестве  $\Delta E$  берется величина  $\Delta E = 5$  кэВ, которая удовлетворяет требуемым условиям. Результаты расчетов приведены в таблице.

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

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 <sup>197</sup>Au). В случае E2-переходов ситуация значительно хуже, однако, возможно, она изменится, если использовать для расчетов экспериментальные значения вероятностей E2-переходов.

Величину  $\Delta E$  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  $\Delta E$ , 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  $\sigma_{ef}$  в случае достаточно широкого пучка позитронов. Поэтому предпочтительными являются эксперименты

с моноэнергетическими позитронами на тонких мишенях.

### Заключение

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. *Вишневецкий 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., Krctar M., Pisk K., Logan B.A.* // Phys. Rev. - 1984. - Vol. C30. - P. 2109; *Pisk K., Krctar 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. *Вишневецкий 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.

**ВКЛАД БЕЗФОТОННОГО ТА НЕПРУЖНОГО ПРОЦЕСІВ У 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.

**RADIATIONLESS AND INELASTIC PROCESSES CONTRIBUTION TO THE 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 case of positron beam with wide energy distribution, if we compare them with the theoretical calculations.

Поступила в редакцію 23.06.06,  
после доработки – 07.06.07.