

К ПРОБЛЕМЕ ЗАДЕРЖАННОЙ АННИГИЛЯЦИИ АНТИПРОТОНОВ В ЛЕГКИХ АТОМАХ

А.Ю.Воронин, О.Д.Далькаров

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 февраля 1994 г.,
После переработки 17 июня 1994 г.

Проводится рассмотрение механизма задержанной аннигиляции в кластерах $\text{He}^+\bar{p}$ и $\text{Li}^+\bar{p}$ в рамках модели связанных каналов. Показано, что каскад виртуальных оже-переходов является основным механизмом девозбуждения метастабильных антипротонных состояний в атомах с $Z > 2$. Предсказывается, что время жизни долгоживущей фракции ($\sim 1\%$) антипротонов, захваченных в атомарном Li, составляет величину порядка 10^{-7} с.

В недавнем эксперименте [1], выполненном на накопительном кольце антипротонов низких энергий (LEAR) в ЦЕРН'e, было подтверждено обнаруженное ранее [2] явление необычно большого времени жизни антипротонов, остановившихся в гелии ($\sim 10^{-6}$ с), по сравнению со временем, характерным для атомных процессов ($\sim 10^{-12}$ с). Столь большое время жизни характерно лишь для небольшой части ($\sim 3\%$) остановившихся антипротонов, и наблюдалось только в He, в то время как в случае многоэлектронных атомов (Ar, Ne, N) указанное явление задержанной аннигиляции полностью исчезало. Аналогичное наблюдение было сделано в реакции захвата K^- -мезонов [3], однако его исследование было затруднено малым собственным временем жизни K^- -мезона. Возможный механизм [4], позволяющий качественно понять причины подобного явления, предполагает образование атомного кластера $(\alpha e\bar{p})^*$ в реакции:



Состояния антипротона в кластере $(\alpha e\bar{p})^*$ характеризуются большим главным квантовым числом ($N \sim 40$) и большим угловым моментом ($L \sim N - 1$), в то же время оставшийся электрон находится в $1s$ -состоянии. Время жизни антипротона в таком кластере (речь идет только об изолированном кластере, явления, обусловленные взаимодействием со средой, в настоящей работе не рассматриваются) до его аннигиляции с ядром будет определяться двумя процессами: оже-переходами, возникающими за счет взаимодействия антипротона с электроном, и радиационными переходами. В работах [5] было показано, что прямой оже-переход из начального состояния антипротона ($N \sim 40$, $L \sim 39$) в конечное состояние ($\bar{N} \sim 33$, $\bar{L} \sim 32$), отвечающее открытию канала с испусканием электрона, оказывается существенно подавлен по сравнению с каскадом радиационных переходов, которые и определяют время задержанной компоненты ($\sim 10^{-6}$ с).

В настоящей работе мы исследуем динамику оже-переходов в изолированном кластере $(\alpha e\bar{p})^*$. Трехтельная кулоновская система рассматривается в рамках модели связанных каналов, примененной ранее для исследования системы $\text{H}\bar{p}$ [6]. Предлагаемый подход позволяет естественным образом учесть девозбуждение антипротона через каскад виртуальных оже-переходов. Будет показано,

что интенсивность такого механизма девозбуждения существенно больше, чем интенсивность прямого оже-перехода в интересующей нас области N и L . Мы оценим время жизни и фракцию антипротонов, отвечающую явлению задержанной аннигиляции в гелии и литии. Время жизни узких метастабильных состояний в гелии определяется интенсивностью радиационных переходов, в то же время в атомном кластере с двумя электронами $(\text{Li}^+\bar{p})$, образующемся после захвата \bar{p} атомом Li , время жизни будет определяться каскадом виртуальных оже-переходов и составляет величину не более 10^{-7} с для 1% остановившихся антипротонов, что обусловлено резким усилением механизма виртуальных каскадных оже-переходов в многоэлектронных кластерах. В атомах с большим числом электронов время жизни будет близко к нормальному атомному ($\sim 10^{-12}$ с).

Для получения ширин метастабильных состояний используется формализм, развитый ранее в работах [6, 7]. Основная идея используемого подхода состоит в введении двух компонент трехтельной волновой функции, каждая из которых описывает один из двух асимптотических кластеров: $(\alpha e)\bar{p}$ и $(\alpha\bar{p})e$. Кластер $(\alpha e)\bar{p}$ отвечает состояниям, в которых электрон находится в связанном состоянии в поле α -частицы, а антипротон удален на большое расстояние, в кластере же $(\alpha\bar{p})e$ антипротон находится в поле α -частицы, а электрон удален на большое расстояние. После разложения каждой из двух указанных компонент трехтельной волновой функции по базисам двухчастичных волновых функций соответствующих кластеров мы приходим к системе уравнений связанных каналов. Преимуществом подобной системы уравнений является правильное описание асимптотического поведения трехтельной волновой функции и, как следствие, возможность использования сравнительно небольшого числа базисных функций (каналов) для оценки величины оже-ширин и положений метастабильных уровней в первом приближении.

Остановимся более подробно на механизме де-возбуждения метастабильных антипротонных состояний через каскад виртуальных оже-переходов, который, как будет показано ниже, оказывается более вероятным, чем прямой оже-переход из высоковозбужденных антипротонных состояний $N, L > 40$ в низколежащие состояния $N, L \sim 32$, отвечающие ионизации кластера $(\alpha\bar{p})e$.

Для упрощения изложения рассмотрим в качестве примера случай трех связанных каналов, каждому из которых соответствует состояние антипротона с определенными N и L . Будем считать первый и второй каналы закрытыми. Первый канал описывает связанное состояние антипротона с квантовыми числами (N, L) в поле α , частично экранированном $1s$ -электроном, второй канал – виртуальное возбуждение $2p$ -состояния электрона при переходе антипротона из состояния (N, L) в состояние $(N-1, L-1)$. Третий канал будем считать открытым и описывающим состояние кластера $(\alpha e\bar{p})^*$, в котором электрон может покинуть систему. Уравнения, описывающие указанную простейшую модель связанных каналов, имеет вид

$$|g_1\rangle = \hat{G}_1(E_1)\hat{W}_{12}|g_2\rangle,$$

$$|g_2\rangle = \hat{G}_2(E_2)\hat{W}_{21}|g_1\rangle + \hat{G}_2(E_2)\hat{W}_{23}|g_3\rangle, \quad (2)$$

$$|g_3\rangle = \hat{G}_3(E_3)\hat{W}_{32}|g_2\rangle.$$

Здесь g_i – канальная волновая функция, $\hat{G}_i(E_i)$ – канальный оператор Грина, E_i – канальная энергия, причем $E_1 < 0$, $E_2 < 0$, $E_3 > 0$, W_{ik} – переходный

потенциал. Для простоты мы положим $W_{13} = W_{31} = 0$. Эта система может быть сведена к одному уравнению для волновой функции метастабильного состояния g_1 за счет введения эффективного нелокального комплексного потенциала. Отрицательноопределенная мнимая часть этого потенциала приводит к появлению ширины метастабильного состояния. Используя теорию возмущений по переходному потенциалу, легко получить выражение для эффективного потенциала и ширины:

$$\hat{V}_{eff} = \hat{W}_{12} \hat{G}_2 \hat{W}_{23} \hat{G}_3 \hat{W}_{32} \hat{G}_2 \hat{W}_{21}, \quad (1)$$

$$\Gamma(N, L) = -2\langle g_1^0 | \text{Im} V_{eff} | g_1^0 \rangle. \quad (4)$$

Здесь g_1^0 – невозмущенная волновая функция антипротона (без учета связи каналов) в поле α , экранированном $1s$ -электроном.

Каскад виртуальных оже-переходов рассматривался в реалистической многоканальной модели [7] на примере одного метастабильного состояния ($N = 44$, $L = 43$). Было получено аналогичное (4) выражение (в рамках теории возмущений по переходному потенциалу) для ширины метастабильного состояния:

$$\Gamma = -2\langle \psi_{1s} \chi_{N,L} | W G_{N-1, L-1} f_{N-1, L-1} \dots W \text{Im} G_{\tilde{N}, \tilde{L}} W \dots f_{N-1, L-1} G_{N-1, L-1} | \chi_{N,L} \psi_{1s} \rangle. \quad (5)$$

Здесь ψ_{1s} – волновая функция $1s$ -состояния электрона, $\chi_{N,L}$ – невозмущенная волновая функция антипротона в состоянии с главным квантовым числом N и угловым моментом L , $G_{n,l}$ – функция Грина промежуточных состояний электрона, $G_{\tilde{N}, \tilde{L}}$ – электронная функция Грина открытого канала, $W = 1/|R - r|$ – потенциал взаимодействия электрон-антипротон (R – координата антипротона, r – координата электрона). При получении формулы (5) предполагалось, что отличны от нуля лишь переходы между состояниями антипротона, для которых $\Delta L < 2$. Это упрощение оправдывается тем, что матричные элементы переходного потенциала по состояниям с различным L быстро убывают с увеличением ΔL (изменение ΔL на единицу приводит к уменьшению на порядок величины матричного элемента переходного потенциала). Как видно из (5), выражение для ширины метастабильного состояния, возникающей вследствие де-возбуждения антипротона через каскад виртуальных переходов, содержит произведение $2\Delta L$ членов, где $\Delta L = L - \tilde{L}$ определяется разностью между угловым моментом исследуемого состояния ($N = 44$, $L = 43$) и угловым моментом открытого канала ($\tilde{N} = 33$, $\tilde{L} = 32$).

Полученное в результате численного расчета значение $\Gamma(N, L)$ оказалось равным $4 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1}$ для $N = 44$, $L = 43$. Для сравнения этого результата с характерной атомной шириной $\Gamma_{atom} = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ удобно представить его в следующей форме:

$$\Gamma(N, L) = \beta^{2\Delta L}(N, L) \Gamma_{atom}. \quad (6)$$

Учитывая структуру формулы (5), мы ввели фактор подавления оже-переходов $\beta^{2\Delta L}(N, L) = \Gamma(N, L) / \Gamma_{atom}$, для состояния $N = 44$, $L = 43$ ($\Delta L = 11$) его величина составляет 10^{-11} . Параметр $\beta(N, L)$ дает представление о средней величине фактора подавления на один переход, его значение для состояния $N = 44$, $L = 43$ оказывается $\sim 0,3$. (Подчеркнем, что $\beta(N, L)$ представляет собой усредненную по каскаду величину, полученное значение $\beta(N, L)$ относится к определенному метастабильному состоянию и было бы неверно использовать

его для вычисления оже-ширин других состояний.) Выражение (6) позволяет явно продемонстрировать тот факт, что малая интенсивность оже-переходов обусловлена большим числом переходов внутри каскада, в то же время средняя интенсивность отдельного виртуального перехода, характеризуемая параметром β , не мала. Заметим, что интенсивность каскадного оже-перехода, оцененная выше, оказывается существенно больше прямого оже-перехода из состояния $N = 44$, $L = 43$ в состояние, отвечающее открытому каналу $N = 33$, $L = 32$ (разница составляет два порядка). Столь малая величина прямого оже-перехода объясняется тем, что начальное состояние электрона — $1s$ -состояние, а конечное — состояние непрерывного спектра с угловым моментом ΔL , перекрытие же волновых функций этих состояний чрезвычайно мало и резко убывает с увеличением ΔL .

Время жизни \bar{p} в состоянии $N = 44$, $L = 43$ в кластере $(\alpha e \bar{p})^*$ за счет оже-переходов оказывается равным $3 \cdot 10^{-2}$ с, что значительно превосходит время жизни для радиационных переходов [8, 9], составляющее величину порядка 10^{-6} с, поэтому именно радиационные переходы определяют время жизни задержанной компоненты антипротонов в гелии.

Оценка роли каскада виртуальных оже-переходов оказывается существенной для объяснения того факта, что явление задержанной аннигиляции не наблюдается при использовании в качестве мишени многоэлектронных атомов. Действительно, если предположить, что в многоэлектронном кластере, образующемся при захвате атомом антипротона, последний взаимодействует независимо с каждым из электронов кластера, то в рамках теории возмущений интенсивность каждого из виртуальных переходов возрастет в n раз, где n — число электронов в кластере ($n = Z - 1$, где Z — заряд ядра многоэлектронного атома). Это означает, что ширина метастабильного состояния многоэлектронного кластера может быть оценена по формуле

$$\Gamma_{multi}(N, L) = (n\beta(N, L))^{2\Delta L} \Gamma_{atom}. \quad (7)$$

Таким образом, ширина метастабильного состояния многоэлектронного кластера, возникающая за счет каскада виртуальных оже-переходов, увеличивается по сравнению с гелием в $n^{2\Delta L}$ раз (для тех же значений N и L). Для антипротонов в литии оцененное по формуле (7) время жизни состояния с $N = 44$, $L = 43$ не превышает 10^{-7} с. Для атомов с $Z > 3$ время жизни захваченных антипротонов оказывается порядка обычных атомных времен и явление задержанной аннигиляции не наблюдается.

Оценим теперь величину фракции антипротонов, остановившихся в гелии и имеющих большое (по сравнению с атомным) время жизни. Фактически следует оценить вероятность P захвата антипротона атомом He на орбиты с большим угловым моментом ($L \sim 40$), поскольку, как это видно из приведенного выше анализа, время жизни определяется величиной $\Delta L = L - \bar{L}$. Для получения качественной оценки будем рассматривать движение антипротона как движение классической частицы вдоль прямолинейной траектории. Будем также считать, что антипротон захватывается атомом He только в том случае, если энергия антипротона не превышает порога развала мишени (25 эВ), а прицельный параметр не превышает боровского радиуса. Кроме того, предположим, что энергия захватываемых антипротонов распределена равномерно в диапазоне от 0 до 25 эВ, поскольку начальная энергия пучка антипротонов, попадающего в гелиевую мишень, много больше 25 эВ (она составляет десятки

кэВ). В рамках этих предположений получается следующее выражение для вероятности захвата [8]:

$$P \sim 1 - 2(L/L_{max})^2 (\ln(L_{max}/L) + 0,5). \quad (8)$$

Здесь $L_{max} = 52$ – максимальный угловой момент, которым может обладать захватываемый антипротон, отвечающий максимальной энергии в 25 эВ и максимальному прицельному параметру

$$L_{max} = r_{1s} \sqrt{2M E_{ion}}. \quad (9)$$

Здесь r_{1s} – радиус $1s$ -состояния электрона в гелии, E_{ion} – потенциал ионизации. Для фракции антипротонов в гелии, имеющих время жизни порядка 10^{-6} с, получена величина порядка 4%, что близко к экспериментально наблюдаемому значению. (Более детально вопрос о фракции долгоживущих антипротонов в гелии исследован в работе [10]). Для получения оценки, аналогичной (8) в случае Li, следует изменить значение L_{max} , подставив в выражение (9) радиус $2s$ -состояния и потенциал ионизации внешнего электрона Li. Для 1% антипротонов, остановившихся в Li, оцененное время жизни составляет величину порядка 10^{-7} с.

Полученные в настоящей работе оценки носят полуколичественный характер, в то же время предложенный формализм позволяет провести вычисление энергий и ширин метастабильных состояний кластера $(\alpha e p)^*$ с заданной точностью. Результаты этих расчетов будут опубликованы.

В заключение авторы выражают благодарность И.С.Шапиро за многочисленные плодотворные обсуждения, а также Т.Ямазаки за предоставление экспериментальных данных.

-
1. M.Iwasaki, S.N.Nakamura, K.Shigaki et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 1246 (1991).
 2. T.Yamazaki, E.Widmann, R.S.Hayano et al., Nature **361**, 238 (1993).
 3. T.Yamazaki, M.Aoki, M.Iwasaki et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1590 (1989).
 4. G.T.Condo, Phys. Lett. **9**, 65 (1964).
 5. J.E.Russel, Phys. Rev. Lett. **23**, 63 (1969); Phys. Rev. **188**, 187 (1969); Phys. Rev. A **1**, 721 (1970); **1**, 735 (1970); **1**, 742 (1970).
 6. А.Ю.Воронин, ЖЭТФ **102**, 760 (1992).
 7. O.D.Dalkarov and A.Yu.Voronin, "On the possible mechanism of the antiproton delayed annihilation in the light atoms", Preprint N°42 P.N.Lebedev Phys. Inst.
 8. T.Yamazaki and K.Ohtsuki, Phys. Rev. A **45**, 6202 (1992).
 9. N.Morita, K.Ohtsuki and T.Yamazaki, Nucl. Inst. meth. A **330**, 439 (1992).
 10. B.L.Drujinin, A.E.Kudryavtsev, and V.E.Markushin, Preprint ИТЭР-2-93, М.1993.