

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 64, ВЫПУСК 3
 10 АВГУСТА, 1996

Письма в ЖЭТФ, том 64, вып.3, стр.129 - 133

© 1996г. 10 августа

**УСКОРЕНИЕ $r\pi$ -АТОМОВ В ПРОЦЕССЕ КАСКАДНОГО
 КУЛОНОВСКОГО ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ**

*Л.И.Пономарев, Е.А.Соловьев**¹⁾

*Российский научный центр "Курчатовский институт"
 123182 Москва, Россия*

** Академия наук и искусств Македонии
 Скопье, Македония*

Поступила в редакцию 20 июня 1996 г.

Улучшенный адиабатический подход (УАП), предложенный ранее в атомной физике, развит на случай столкновений мезоатомов в возбужденных состояниях $n \geq 2$. Вычисленные скорости $\lambda_{n,n'}^C(E)$ кулоновского девозбуждения $(r\pi)_n + p \rightarrow (r\pi)_{n'} + p$ существенно отличаются от результатов, полученных с помощью программы атомных расчетов УАП. Показано, что скорости кулоновского девозбуждения $\lambda_{n,n'}^C(E)$ достаточно высоки, чтобы объяснить появление мезоатомов $r\pi$ с кинетической энергией ~ 70 эВ, наблюдавшихся в [4].

PACS: 32.10.-f

1. Введение. Возможность ускорения возбужденных мезоатомов в процессе каскадного девозбуждения обсуждалась во многих статьях, начиная с [1]. В настоящее время появились экспериментальные указания [2, 3], подтверждающие это допущение. В последние годы "горячие" $r\pi$ -атомы наблюдались непосредственно [4]. Феноменологический анализ этих экспериментов [5] подтверждает гипотезу каскадного ускорения, но дать теоретическое описание процесса каскадного ускорения мезоатомов *ab initio* до сих пор не удалось [6, 7].

Метод, пригодный для описания процессов столкновения возбужденных атомов в атомной физике, был развит несколько лет назад [8]. Он был успешно применен для описания процессов столкновения в горячей плазме [9]. Недавно [10] он был распространен на различные мезоатомные процессы, перечисленные ниже, $(a, b) = (p, d, t)$:

¹⁾Постоянный адрес: Петербургский университет, Санкт-Петербург, Россия.

перезарядка

$$(a\mu)_n + b \rightarrow (b\mu)_{n'} + a, \quad (1)$$

кулоновское возбуждение

$$(a\mu)_n + b \rightarrow (a\mu)_{n'} + b, \quad (2)$$

штарковское смешивание

$$(a\mu)_{nl} + b \rightarrow (a\mu)_{n'l'} + b. \quad (3)$$

Несмотря на очевидную схожесть атомных и мезоатомных столкновений (1)–(3), для описания последних атомная версия улучшенного адиабатического подхода (УАП) должна быть существенно модифицирована²⁾. Основные особенности этих процессов обусловлены сравнительно большой массой мюона ($m_\mu/m_e = 206.769$), что приводит к малости мезоатомного борковского радиуса ($a_\mu = a_0 m_e/m_\mu = 2.56 \cdot 10^{-11}$ см), относительно малой приведенной массе сталкивающихся частиц ($M \sim m_p/m_\mu \sim 10$) и большой м.а.е. энергии ($\epsilon_\mu = 2(m_\mu/m_e)Ry \approx 5.6$ кэВ). Благодаря этому, процессы (1)–(3) являются существенно адиабатическими в интервале энергий $E \lesssim 100$ эВ (скорости столкновений $v/\alpha c \lesssim 0.1$), а также квазиклассическими для всех состояний $n \geq 2$ [12]. Кроме того, классическое описание относительного движения ядер, принятое в атомной физике, неприменимо в данном случае, а число парциальных волн невелико ($J \sim Mvp \lesssim 10$), чтобы использовать приближение прицельного параметра.

Далее мы покажем, что нетермализованная часть $p\pi$ -атомов в квантовом состоянии $n = 3$, обнаруженная в экспериментах [2, 3], может быть естественно объяснена ускорением $p\pi$ -атомов в процессе кулоновского девозбуждения

$$(p\pi)_n + p \rightarrow (p\pi)_{n'} + p, \quad n' = n - 1. \quad (4)$$

Мы используем пакет программ ARSENY [13], модифицированный применительно к мезоатомной физике с учетом всех упомянутых особенностей [10].

2. Скорости кулоновского девозбуждения $p\pi$ -атомов. В настоящее время достаточно надежно установлено, что мезоатомы $(p\mu)_{nl}$ и $(p\pi)_{nl}$ образуются в возбужденных состояниях $n = 11 \div 13$ практически со статистическим распределением по орбитальному моменту l и с распределением по кинетической энергии, локализованным вблизи $E \sim 1$ эВ [14]. Однако в измерениях по времени пролета нейтрона в реакции

$$(p\pi)_n \rightarrow n + \pi^0 \quad (5)$$

было обнаружено, что существенная часть $p\pi$ -атомов ($\sim 40\%$) в возбужденных состояниях $n = 3$ имеет кинетическую энергию ~ 70 эВ [4]. Это близко к энергии, которую $p\pi$ -атом может получить в процессе кулоновского девозбуждения (4) из состояния $n = 4$ в состояние $n' = 3$.

Другие каскадные процессы:
радиационные переходы

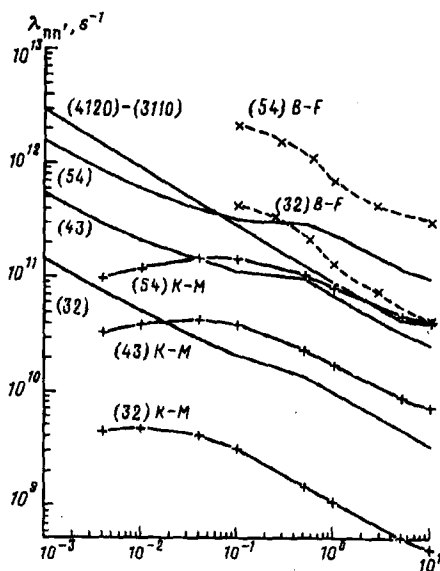
$$(p\pi)_n \rightarrow (p\pi)_{n'} + \gamma, \quad (6)$$

внешние оже-переходы

$$(p\pi)_n + H_2 \rightarrow (p\pi)_{n'} + H_2^+ + e \quad (7)$$

не могут ускорить $p\pi$ -атом, поскольку легкие частицы в конечном состоянии уносят практически всю энергию, выделяемую в каскадном переходе.

²⁾По этой причине предыдущие расчеты [6, 11] процессов (1), (2) являются недостоверными и должны быть тщательно проанализированы. Подробнее см. [10].



Скорости $\lambda_{nn'}^C$ кулоновского девозбуждения: данная работа (сплошные кривые), вычисления Кравцова и Михайлова [6] (К и М), результаты Браччи и Фиорентини [15] (В и F)

Усредненные скорости кулоновского девозбуждения (4), вычисленные с помощью новой программы [10], представлены на рисунке как функции кинетической энергии π -атомов E в с.д.и., вместе с предыдущими результатами [6, 15]. Удивительно, что скорости $\lambda_{nn'}^C$, вычисленные много лет назад Браччи и Фиорентини [15], отличаются от наших всего на порядок величины, хотя использовавшийся ими подход, очевидно, неадекватен задаче. В табл.1 приведены парциальные скорости кулоновского девозбуждения $[n n_1 n_2 m] \rightarrow [n' n'_1 n'_2 m]$ (4) для переходов $(n = 4) \rightarrow (n' = 3)$. Легко видеть, что недавние вычисления Кравцова и Михайлова [6] в несколько раз отличаются от наших. Причины этого различия будут подробнее обсуждены в [10].

Таблица 1

Скорости кулоновского девозбуждения $\lambda_{nn'}^C$ (с⁻¹) для разрешенных переходов $(n = 4) \rightarrow (n' = 3)$ как функции энергии столкновения³⁾

E, эВ	Парциальные скорости переходов $[n n_1 n_2 m] \rightarrow [n' n'_1 n'_2 m]$					Усредненные скорости $\lambda_{nn'}^C$ [9]	
	4030-3020	4120-3110	4021-3011	4111-3101	4012-3002	Настоящая работа	[6]
$10 \cdot 10^{-2}$	1	$.298 \cdot 10^{13}$	1	1	$.288 \cdot 10^{13}$	$.545 \cdot 10^{12}$	-
$40 \cdot 10^{-2}$	$.12 \cdot 10^{12}$	$.149 \cdot 10^{13}$	$.137 \cdot 10^{12}$	1	$.144 \cdot 10^{13}$	$.298 \cdot 10^{12}$	$.336 \cdot 10^{11}$
$10 \cdot 10^{-1}$	$.21 \cdot 10^{12}$	$.941 \cdot 10^{12}$	$.235 \cdot 10^{12}$	1	$.909 \cdot 10^{12}$	$.215 \cdot 10^{12}$	$.397 \cdot 10^{11}$
$40 \cdot 10^{-1}$	$.32 \cdot 10^{12}$	$.471 \cdot 10^{12}$	$.343 \cdot 10^{12}$	1	$.455 \cdot 10^{12}$	$.149 \cdot 10^{12}$	$.438 \cdot 10^{11}$
10	$.39 \cdot 10^{12}$	$.298 \cdot 10^{12}$	$.307 \cdot 10^{12}$	1	$.288 \cdot 10^{12}$	$.117 \cdot 10^{12}$	$.401 \cdot 10^{11}$
50	$.51 \cdot 10^{12}$	$.134 \cdot 10^{12}$	$.374 \cdot 10^{12}$	1	$.130 \cdot 10^{12}$	$.103 \cdot 10^{12}$	$.244 \cdot 10^{11}$
$10 \cdot 10^1$	$.36 \cdot 10^{12}$	$.958 \cdot 10^{11}$	$.266 \cdot 10^{12}$	1	$.926 \cdot 10^{11}$	$.734 \cdot 10^{11}$	$.180 \cdot 10^{11}$
$50 \cdot 10^1$	$.17 \cdot 10^{12}$	$.458 \cdot 10^{11}$	$.126 \cdot 10^{12}$	$.280 \cdot 10^{10}$	$.443 \cdot 10^{11}$	$.353 \cdot 10^{11}$	$.926 \cdot 10^{10}$
$10 \cdot 10^2$	$.14 \cdot 10^{12}$	$.417 \cdot 10^{11}$	$.961 \cdot 10^{11}$	$.215 \cdot 10^{10}$	$.340 \cdot 10^{11}$	$.277 \cdot 10^{11}$	$.756 \cdot 10^{10}$
$10 \cdot 10^3$	$.13 \cdot 10^{12}$	$.498 \cdot 10^{11}$	$.930 \cdot 10^{11}$	$.164 \cdot 10^{11}$	$.425 \cdot 10^{11}$	$.305 \cdot 10^{11}$	

³⁾ Все скорости нормированы на плотность жидкого водорода (п.ж.в., $N_0 = 4.25 \cdot 10^{22}$ см⁻³). Скорости $\lambda_{nn'}^C$ усреднены согласно (9).

3. Обсуждение. В табл.2 представлены скорости процессов (4)–(7) вместе со скоростями термализации $p\pi$ -атомов и скоростей шарковского смешивания



Усредненные скорости [12]

$$\lambda_{nn'}^C = \frac{1}{2} \sum_{n_1 n_2 n'_1 n'_2 mp} \frac{2 - \delta_{om}}{n^2} \lambda_{nn_1 n_2 mp, n'_1 n'_2 mp}^C \quad (9)$$

представлены при комнатной температуре ($E = 0,04$ эВ), поскольку скорости замедления λ_n^{sd} мезоатомов $(p\pi)_n$ в состоянии $n = 4$ превышают скорости неупругих переходов $\lambda_{nn'}^A$ и $\lambda_{nn'}^C$ на порядок величины⁴.

Таблица 2

Скорости переходов $\lambda(\text{с}^{-1})$ различных каскадных процессов $(p\pi)_n \rightarrow (p\pi)_{n'}$ ⁵

Процесс	$\lambda, \text{с}^{-1}$	$n = 5$	$n = 4$	$n = 3$	Ссылки
Термализация	λ_n^{sd}	$2.5 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^{13}$	$8 \cdot 10^{12}$	[5]
Штарковское смешивание (8)	λ_{n_i, n'_i}^{St}	$2.2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{13}$	$1.6 \cdot 10^{13}$	[16]
Ядерное поглощение (5)	λ_n^{nuc}	$4.1 \cdot 10^{11}$	$9.5 \cdot 10^{11}$	$1.3 \cdot 10^{12}$	[17]
Радиационные переходы (6)	λ_n^{rad}	$2.4 \cdot 10^9$	$6.2 \cdot 10^9$	$2.1 \cdot 10^{10}$	[18]
Оже-переходы (7)	$\lambda_{nn'}^A$	$2.3 \cdot 10^{12}$	$6.1 \cdot 10^{11}$	$8.1 \cdot 10^{10}$	[19]
Кулоновское девозбуждение (4)	$\lambda_{nn'}^C$	$4.1 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{11}$	$3.1 \cdot 10^{10}$	Настоящая работа

Из таблицы 2 очевидно, что каскад в $p\pi$ -атоме заканчивается в состоянии $n = 3$, где доминирует ядерный захват (5). Поэтому переход $(n = 4) \rightarrow (n' = 3)$ определяет наибольшую энергию (~ 75 эВ), которую $p\pi$ -атом может получить в состоянии $n = 3$ перед ядерным захватом. Из табл.2 видно, что скорости $\lambda_{nn'}^A$ (7) и $\lambda_{nn'}^C$ (4) становятся сравнимыми для перехода $(n = 4) \rightarrow (n' = 3)$. Это означает, что начальная доля "горячих" $p\pi$ -атомов в состоянии $n = 3$ должна быть существенной. Реальные распределения возбужденных мезоатомов $(p\pi)_n$ по кинетической энергии E для разных n могут быть, в принципе, вычислены с помощью соответствующих кинетических программ.

Заселенность ρ_n^{hot} "горячих" $(p\pi)_n$ -атомов зависит, в основном, от отношения скоростей $\lambda_{nn'}^C / \lambda_{nn'}^A$. Неожиданно большая доля таких "горячих" атомов, наблюдавшаяся в экспериментах [4, 20] ($\rho_n^{hot} \sim 40\%$), может быть естественно объяснена только в том случае, если при $n = 4$ отношение $\lambda_{nn'}^C / \lambda_{nn'}^A \sim 1$, вместо нынешнего значения $\sim 0,3$ (см. табл.2). Этот вывод является сильным аргументом в пользу необходимости нового вычисления $\lambda_{nn'}^A$, особенно при энергиях столкновения $E < 1$ эВ, где традиционные методы (борновское и эйкональное приближения) не годятся.

Для описания *ab initio* упомянутых экспериментов [2, 5] необходимо также аккуратно вычислить скорости λ_n^{sd} и λ_{n_i, n'_i}^{St} . До сих пор энергетические зависимости этих скоростей неизвестны, особенно при малых энергиях столкновения, $E < 1$ эВ.

⁴Расчет кинетики мезоатомного каскада [20] и теоретический анализ эксперимента [2] приводят к выводу, что распределение по кинетической энергии мезоатомов в основном состоянии не является Максвелловским. Вопрос об энергетическом распределении возбужденных атомов еще не изучен.

⁵Все скорости $\lambda_{nn'}^C$ представлены при комнатной температуре ($E = 0,04$ эВ) и нормированы на п.ж.в. Скорости $\lambda_{nn'}^{nuc}$ взяты из работы [16] с современным значением $\Gamma_{1S} = 0,9$ эВ [17], скорости λ_n^{sd} и λ_{n_i, n'_i}^{St} получены экстраполяцией результатов [5] и [16] к $E = 0,04$ эВ, $\lambda_{nn'}^{rad} = \sum_{n'} \lambda_{nn'}^{rad}$ [18].

Из анализа таблиц 1 и 2 можно заключить, что доля "горячих" $p\pi$ -атомов должна увеличиваться при понижении температуры, поскольку скорости λ_{nn}^C , при $E = 0,004$ эВ (жидкий водород) в несколько раз выше, чем при $E = 0,04$ эВ, в противоположность скоростям λ_{nn}^A , которые, по-видимому, слабо зависят от энергии столкновения [16,19].

Разумеется, все эти предварительные выводы должны быть дополнены детальными расчетами кинетики, учитывающими все каскадные процессы при столкновениях мезоатомов. Эта работа сейчас ведется.

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17279а). Мы признательны Л.Н.Богдановой и В.Е.Маркушину за помощь. Один из нас (Л.И.П.) благодарен проф. С.С.Герштейну, К.Петижану, Х.Лейзи, М.Дауму, Р.Фрошу, Ф.Коттманну, Д.Такку и др. за обсуждения и Институту Пауля Шеррера за гостеприимство.

-
1. С.С.Герштейн, ЖЭТФ **43**, 706 (1962); P.Kammel, Lett. Nuovo Cim. **43**, 349 (1985).
 2. J.V.Kraiman, G.Chen, P.P.Gauss et. al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1942 (1989).
 3. E.C.Aschenauer, K.Gabathuler et. al., Phys. Rev. A **51**, 1965 (1995).
 4. J.E.Crowford, M.Daum, R.Frosch et. al., Phys. Lett. B **213**, 391 (1988); Phys. Rev. D **43**, 46 (1991).
 5. E.C.Aschenauer and V.E.Markushin, Proc. of μ CF-95, Dubna, June 19-24, 1995, Hyperfine Interaction, в печати.
 6. А.В.Кравцов, А.И.Михайлов, ЖЭТФ **107**, 1473 (1995).
 7. L.Menshikov, Muon Catalyzed Fusion **2**, 173 (1988).
 8. Е.А.Соловьев, УФН **157**, 437 (1989).
 9. Е.А.Солов'ев, *The Low Energy Atomic Collision Theory*, Book of Invited Lectures of ICPEAC, Eds. J.B.A.Mitchell, J.W.Mc Conkey, C.E.Brion, Whistler, 1995.
 10. L.N.Bogdanova, L.I.Ponomarev, and E.A.Solov'ev, to be published.
 11. W.Czaplinski, A.Gula, A.Kravtsov et. al., Phys. Rev. A **50**, 525 (1994).
 12. L.I.Menshikov and L.I.Ponomarev, Z. Phys. D **2**, 1 (1986).
 13. Е.А.Солов'ев, Proc. of the Workshop *Hidden Crossings in Ion-Collisions and in Other Nonadiabatic Transitions*, Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, 1991.
 14. G.Ya.Korenman, Proc. of μ CF-95, Dubna, June 19-24, 1995, Hyperfine Interactions, в печати.
 15. L.Bracci and G.Fiorentini, Nuovo Cim. **43A**, 9 (1978).
 16. M.Leon and H.Bethe, Phys. Rev. **127**, 636 (1962).
 17. R.Koch, Nucl. Phys. A **448**, 707 (1986).
 18. H.A.Bethe and E.E.Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Academic Press, New York, 1957.
 19. А.П.Бухвостов, Н.П.Попов, ЖЭТФ **82**, 23 (1982).
 20. V.E.Markushin, Phys. Rev. **50**, 1137 (1994).