

Еще одним результатом настоящего анализа явилось выяснение характера кварк-бикварковой структуры частиц с волновой функцией типа Λ -гиперона:

$$2\Lambda(\bar{q}^i q^j q^k) \Big|_{s_z=+\frac{1}{2}} = \bar{q}_\uparrow^i q_\uparrow^j q_\uparrow^k + q_\uparrow^i \bar{q}_\uparrow^j q_\uparrow^k - \bar{q}_\uparrow^i q_\uparrow^k q_\uparrow^j - q_\uparrow^k \bar{q}_\uparrow^j q_\uparrow^i, \quad i, j, k = 1, \dots, 4,$$

где \bar{q} означает всегда самый тяжелый кварк. Действительно, используя известные выражения переходов $B \Rightarrow \Lambda$ через матричные элементы $\langle B | \hat{a} | B \rangle$, можно построить алгебраическую систему уравнений для матричных элементов оператора \hat{a} в обкладках между частицами типа Λ -гиперона, выразив их через (7). Решение приводит к следующей кварк-бикварковой структуре Λ -гиперона:

$$\begin{aligned} & \sqrt{2} \Lambda(\bar{s}du) \Big|_{s_z=+\frac{1}{2}} = \\ & = \sqrt{\frac{2}{3}} (s_\uparrow u_\uparrow) d_\uparrow + \sqrt{\frac{1}{3}} (s_\uparrow d_\uparrow) u_\uparrow - \sqrt{\frac{2}{3}} (s_\uparrow d_\uparrow) u_\downarrow - \sqrt{\frac{1}{3}} (s_\uparrow u_\downarrow) d_\uparrow \end{aligned}$$

и аналогичной структуре гиперонов $A^+(\bar{c}su)$, $A^0(\bar{c}sd)$ и $C_0^+(\bar{c}du)$.

Авторы благодарны З. Р. Бабаеву, М. П. Рекало и Н. М. Шумейко за плодотворные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Жельми Л., Замиралов В. С. Препринт физ. фак. МГУ № 23/1984. М., 1984. [2] Жельми Л., Замиралов В. С. Деп. ВИНТИ № 6533-85. М., 1985. [3] Жельми Л., Замиралов В. С. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 5. С. 27—28. [4] Bourquin M. et al. // Z. f. Physik C: P. & F. 1983. 21, P. 27—41. [5] Donoghue J. F., Holstein B. R. // Phys. Lett. 1985. B160, P. 173—180. [6] Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. М., 1981. [7] Коккедэ Я. Теория кварков. М., 1971. [8] Bjorken J. D. // Phys. Rev. 1966. 148, P. 1467—1482. [9] Sehgal L. M. // Ibid. 1974. D10, P. 1665—1671.

Поступила в редакцию
05.02.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

УДК 539.186.3

РАСЧЕТ ФРАКЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ ГЕЛИЯ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКЦИИ $He^{1+} + Na \rightarrow He + Na^{1+}$

Н. Ф. Воробьев, Е. А. Кралькина

(НИИЯФ)

Введение. Столкновения быстрых ионов с атомами среды сопровождаются образованием возбужденных, в том числе долгоживущих, метастабильных частиц в пучке налетающих ионов. Обогащение пучка ионов метастабильной компонентой изменяет характеристики взаимодействия пучка с атомами мишени. Это определяет интерес к исследованию процессов, приводящих к заселению метастабильных состояний атомов и ионов, и оценке количества долгоживущих частиц в пучке ионов. Последний вопрос имеет важное прикладное значение [1].

К настоящему времени экспериментально установлено, что значительное количество метастабильных гелиеподобных частиц в пучках

образуется при захвате одного электрона атомов мишени водородоподобными ионами; доля метастабильных частиц, образованных при захвате электрона, сильно зависит от заряда ядра атомов среды и скорости столкновения v . В частности, наибольшее количество метастабильных атомов гелия при $v=0,3-2,0$ а.е. образуется при нейтрализации ионов He^+ в парах щелочных металлов Na, K, Cs [2-4].

В настоящей работе впервые проведены расчеты доли метастабильных частиц f , образующихся в процессе захвата одного электрона водородоподобными ионами, с учетом каскада последующих радиационных переходов захваченных электронов. Значения f при скоростях столкновения v от 0,3 до 10 а.е. рассчитаны для реакции



которая в настоящее время наиболее подробно исследована экспериментально [2, 3]. Выполнен сравнительный анализ двух механизмов заселения метастабильных уровней: 1) прямого захвата электронов в метастабильные 2^1S - и 2^3S -состояния и 2) захвата электронов в возбужденные неметастабильные состояния с последующим каскадом дипольных радиационных переходов на метастабильные уровни гелиеподобного иона. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. В работе используются атомные единицы.

Метод расчета. При вычислении доли метастабильных атомов гелия f в настоящей работе предполагалось, что заселение 2^1S - и 2^3S -состояний He осуществляется как за счет прямого захвата электронов ионами He^{1+} в эти состояния, так и в результате каскада дипольных радиационных переходов в метастабильные состояния с вышележащих уровней образующегося атома He. Тогда доля частиц в метастабильных состояниях f , измеряемая спустя время τ (с момента образования гелиеподобной частицы) такое, что $\tau_0 \ll \tau \ll \tau_m$ (τ_0 , τ_m — времена жизни неметастабильных возбужденных и метастабильных состояний соответственно), выразится формулой

$$f = \frac{\sum_{n=1}^{10} \sum_l [(1-\alpha) P_{2^1S}^{nl} \sigma^{nl} + \alpha P_{2^3S}^{nl} \sigma^{nl}]}{\sum_{n=1}^{10} \sum_l \sigma^{nl}}, \quad (2)$$

где σ^{nl} — сечение захвата электрона в nl -оболочку, α — коэффициент, показывающий, какая доля из захваченных в nl -оболочку электронов образует состояния с полным спином $S=1$; $P_{2^1S}^{nl}$ и $P_{2^3S}^{nl}$ — доли частиц, которые после каскада дипольных неинтеркомбинационных переходов из состояний, характеризуемых квантовыми числами n и l , оказываются в одном из двух состояний 2^1S или 2^3S соответственно. При расчетах величин $P_{2^1S}^{nl}$ и $P_{2^3S}^{nl}$ были учтены все возможные дипольные переходы между состояниями с $n \leq 10$. Это заставило ограничиться в указанных расчетах водородоподобным приближением, вероятности дипольных радиационных переходов в котором известны в аналитическом виде [5]. Отметим, что а) величины $P_{2^1S}^{nl}$ равны 1 для $n \geq 2$, поскольку атомы He в триплетных состояниях посредством дипольных переходов оказываются в метастабильном 2^3S -состоянии; б) коэффициент α в нашем расчете был выбран равным 0,75 согласно гипотезе о статистическом заселении спиновых состояний [4]. С учетом замечаний а) и б) расчет доли метастабильных частиц f проведен по формуле (2). Сечения σ^{nl}

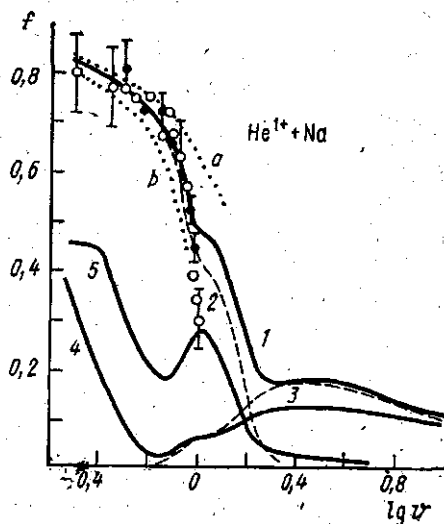
рассчитаны в приближении Оппенгеймера—Бринкмана—Крамерса (ОБК) [6] с водородоподобными волновыми функциями активного электрона как в начальном, так и в конечном состояниях. Электрон налетающего водородоподобного иона считался пассивным, т. е. каналы реакции с его возбуждением пренебрегались. Подробно процедура расчетов σ^{nl} изложена в работе [17].

Результаты расчетов. На рисунке представлены результаты расчетов величин f в зависимости от скорости налетающей частицы v совместно с экспериментальными результатами из работ [2] и [3]*.

Доля метастабильных частиц, образовавшихся в результате процесса захвата электрона и последующего каскада дипольных переходов из возбужденных в метастабильные состояния, — кривая 1 (пунктирные кривые 2 и 3 — то же, что и 1, но с учетом только L - и M -электронов атома мишени соответственно). Доля частиц, захвативших электрон прямо в 2^3S - и 2^1S -состояния, т. е. $\alpha\eta^{2s}$ и $(1-\alpha)\eta^{2s}$, где

$$\eta^{nl} = \sigma^{nl} / \sum_{n=1}^{10} \sum_{l} \sigma^{nl}, \quad \text{— кривая 4 и захвативших электрон в } 2^3P\text{-состояние, } (1-\alpha)\eta^{2p} \text{ — кривая 5.}$$

Экспериментальные данные и ошибки к ним в некоторых точках: \circ — из работы [2], \bullet — из работы [3]



Нетрудно видеть, что расчетные значения f находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными в области энергий столкновения 10—80 кэВ ($v=0,3-0,9$). В области 80—100 кэВ сохраняется качественное согласие: доля метастабильных частиц в пучке f падает с ростом скорости столкновения. В целом сравнение расчетов с экспериментальными данными показывает, что результаты расчетов f удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными работы [3], и подтверждает вывод, полученный в [3], о том, что результаты измерений f в работе [2] занижены. Как видно, в области скоростей столкновения $0,3 < v < 1$ для получения f с точностью, достигаемой в эксперименте, можно ограничиться расчетом сечений захвата электронов только из M -оболочки атома Na, а при $1,8 < v < 10$ с той же точностью достаточно учесть только L -электрон. Вкладом K -электронов при расчете величины f во всей рассматриваемой области скоростей столкновения можно пренебречь. Так, при скорости столкновения $v=9,6$ вклад K -электронов равен 0,014, что в 7,5 раза меньше вклада L -электронов, при $v=8,5$ вклад K -электронов в 60 раз меньше вклада L -электронов, а при $v < 6,5$ вклад K -электронов не превышает 10^{-4} .

Результаты расчетов, представленные на рисунке, показывают, что при скорости $0,3 < v < 1,6$ вклад процесса прямого захвата электрона в метастабильные состояния при формировании фракции метастабиль-

* Результаты измерений f в [2] занижены по сравнению с работой [3]. На рисунке приведены значения f из [2], умноженные на поправочный коэффициент 1,5, полученный в работе [3] с абсолютной погрешностью $\pm 0,1$. Поэтому ошибки измерений f из работы [2], приведенные на рисунке, соответственно увеличены.

ных частиц составляет менее 45%, а в области $0,5 < v < 1,2$ — менее 15%. И только при $v > 4,5$ вклад каскадных переходов при формировании f оказывается меньше 25%. Таким образом, расчет показывает, что решающий вклад в заселение метастабильных состояний в области $0,3 < v < 1,6$ для рассмотренной реакции вносит процесс каскадных переходов из возбужденных неметастабильных состояний образующегося атома. Для упрощения расчета вклада каскадных переходов нами предлагается формула для оценки f :

$$f \approx \eta^{2s} + \alpha(1 - \eta^{1s} - \eta^{2s}), \text{ где } \eta^{nl} = \frac{\sigma^{nl}}{\sum_{nl} \sigma^{nl}}, \quad (3)$$

которая может быть выведена из (2) при определенных допущениях и имеет простой физический смысл. Формула (3) может быть переписана в виде $f \approx (1 - \alpha)\eta^{2s} + \alpha(1 - \eta^{1s})$. Первый член здесь учитывает прямой захват в синглетное метастабильное состояние 2^1S , а второй — то обстоятельство, что все атомы гелия в триплетных состояниях после каскада дипольных переходов оказываются в метастабильном состоянии 2^3S . Таким образом, по сравнению с (2) формула (3) не учитывает вклад той части электронов в синглетных состояниях, которые посредством каскадных переходов оказываются в метастабильном состоянии 2^1S . В таблице даны для сравнения величины, рассчитанные по формулам (2) и (3). Нетрудно видеть, что согласие результатов является хорошим.

Величина f , рассчитанная по формулам (2), (3) и (4) в зависимости от скорости столкновения v

v	f		
	2	3	4
3,16(-1)	0,820	0,820	0,733
3,98(-1)	0,788	0,787	0,732
5,00(-1)	0,758	0,754	0,730
5,92(-1)	0,738	0,734	0,722
7,07(-1)	0,705	0,699	0,693
8,3(-1)	0,617	0,612	0,604
1,05	0,476	0,474	0,458
1,50	0,312	0,311	0,287
2,24	0,176	0,176	0,146
4,47	0,164	0,164	0,134
9,13	0,115	0,115	0,093

Как уже отмечалось выше, при расчете f вкладом прямого захвата электрона в метастабильные состояния при $0,5 < v < 1,2$ с точностью 15% можно пренебречь. Пренебрегая в формуле (3) вкладом 2^1S -состояния $(1 - \alpha)\eta^{2s}$, получим

$$f \approx \alpha(1 - \eta^{1s}). \quad (4)$$

Результаты расчетов по формуле (4) также приведены в таблице. Видно, что расхождение результатов расчета f по формулам (2) и (4) не превышает 20% во всей рассмотренной области скоростей столкновения и 8% в области $0,4 < v < 1,5$. Таким образом, можно считать, что в широкой области скоростей столкновения формула (4) однозначно связывает величины η^{1s} с метастабильной фракцией f . Это дает возможность получать в эксперименте сечение захвата в основное состояние водородоподобным ионом (которое не может быть измерено прямыми методами) косвенно, на основе данных по полным сечениям и метастабильной фракции в пучке образовавшихся гелиеподобных частиц. Такая процедура в ряде случаев может дать неплохую точность. Например, в нашем случае при $v = 0,92$ ($E = 85$ кэВ) погрешность в определении η^{1s} из формулы (4) на базе экспериментальных данных из [3] составляет менее 17%, а сама величина $\eta^{1s} = 0,48 \pm 0,08$. С уменьшением скорости точность определения η^{1s} падает, и при $v = 0,59$ ($E = 35$ кэВ) относительная погрешность определения η^{1s} равна пример-

но 40%, а величина $\eta^{1s} = 0,27 \pm 0,11$. Необходимо отметить также, что соответствие в пределах погрешности эксперимента расчетных и экспериментально измеренных f в диапазоне скоростей столкновения $0,3 < v < 0,9$ указывает на то, что приближение ОБК дает в этом случае приблизительно верное соотношение между сечениями захвата электрона в основное и возбужденные состояния. В сказанном можно убедиться, изменив в расчетах соотношение между сечением захвата электрона в основное σ^{1s} и возбужденные состояния $\sum_{n>1} \sum_l \sigma^{nl}$. На рисунке приведены результаты расчетов величины f при искусственно заниженном (а) и искусственно завышенном (б) в 2 раза сечениях захвата электрона в основное состояние. Сравнение кривых а и б с кривой 1 показывает, что при изменении соотношения между σ^{1s} и $\sum_{n>1} \sum_l \sigma^{nl}$ более чем в 2 раза либо утрачивается наблюдаемое согласие результатов расчета с экспериментом, либо заметно уменьшается область скоростей столкновения, где это согласие сохраняется. Отметим также, что разница между величинами, рассчитанными по формулам (4) и (2), представляет собой долю частиц, оказавшихся в 2^1S -состоянии. Эта разница будет тем меньше, чем больше в пучке метастабильных частиц, находящихся в 2^3S -состоянии.

Выводы.

1. Результаты расчета в приближении ОБК метастабильной фракции f атомов гелия, образующихся при нейтрализации ионов He^{1+} в парах Na, хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [3] в области энергий столкновения от 10 до 80 кэВ. Такое хорошее согласие указывает на то, что в рассмотренном случае приближение ОБК дает приблизительно правильное соотношение между сечениями захвата электрона в основное и возбужденные состояния. В области 80—100 кэВ между результатами расчета и эксперимента сохраняется качественное согласие. В целом результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных подтверждают вывод о том, что измеренные в [2] значения f занижены.

2. Существенный вклад в формирование метастабильной фракции дают каскадные радиационные переходы из высоколежащих возбужденных состояний атома He в области скоростей столкновения $0,3 < v < 0,2$.

3. Предложенная формула (3) позволяет с хорошей точностью свести вычисление метастабильной фракции f к вычислению сечений захвата электронов в основное и метастабильное состояния и полного сечения захвата, что дает значительное упрощение в численном расчете и позволяет использовать сложные в численном отношении приближения для расчета сечений с целью получения f с большей точностью.

4. Формула (4), с одной стороны, дает возможность достаточно просто оценивать метастабильную фракцию f , а с другой — дает возможность определять сечения захвата электрона в основное состояние водородоподобным ионом на основе экспериментальных результатов по полным сечениям и метастабильной фракции f .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Massey H. S. W., Gilbody H. B. Electronic and ionic impact phenomena. L., 1974. V. 4. [2] McCullough R. W., Goffe T. V., Gilbody H. B. // J. Phys. B. 1978. 11, N 13. P. 2333—2344. [3] Pedersen E. H. // Phys. Rev. Lett. 1979. 42, N 7. P. 440—443. [4] Olson R. E., Smith F. T. // Phys. Rev. 1973. A7, N 5. P. 1529—1535. [5] Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9.082.5

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ УРОВНЕЙ ИОНОВ Sr^+ И Ba^+ В РАЗРЯДЕ В ПОЛОМ КАТОДЕ

А. М. Девятов, В. Х. Фазлаев

(кафедра электроники)

Разряд в полом катоде часто служит источником ионных линий. В разряде в полом катоде изучен механизм возбуждения линий ионов металлов: меди [1] и золота [2]. Нам не известны работы, посвященные изучению механизма возбуждения ионных линий щелочноземельных элементов в газовом разряде.

Изучение условий возбуждения резонансных уровней ионов проводилось в полом катоде, конструкция которого описана в [3]. Электрокинетические и оптические характеристики разряда измерялись в разряде с гелиевым наполнителем при $p=0,4 \div 1,6$ Тор и $i_p=100 \div 400$ мА, а с аргоновым — при $p=0,075 \div 0,5$ Тор и $i_p=50 \div 200$ мА.

Для исследования механизма возбуждения резонансных уровней ионов Sr^+ и Ba^+ из измерений коэффициентов поглощения и абсолютных интенсивностей соответствующих спектральных линий были определены: концентрация атомов и ионов Sr и Ba в основных и возбужденных состояниях, концентрация атомов гелия и аргона на резонансных и метастабильных уровнях. Для определения концентрации, средней энергии и функции распределения электронов по энергиям были применены метод зондов Ленгмюра и метод второй производной тока на зонд с последующим использованием формулы Драйвестейна. Концентрации ионов на резонансных уровнях были измерены по абсолютным интенсивностям резонансных линий $Sr II: \lambda=407,8$ и $421,6$ нм ($5s^2S_{1/2}-5p^2P_{1/2,3/2}$) и $Ba II: \lambda=455,4$ и $493,4$ нм ($6s^2S_{1/2}-6p^2P_{1/2,3/2}$).

Так как расстояние между уровнями $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ составляет 0,1 эВ для Sr II и 0,21 эВ для Ba II, то электронные удары приводят к перемешиванию этих уровней и распределение концентрации ионов по ним должно соответствовать значениям их статистических весов. Измерения интенсивностей соответствующих линий тонкой структуры Sr II и Ba II показали, что их отношения имеют в условиях наших экспериментов значения, близкие к отношению их статистических весов.

В заселение резонансных уровней ионов Sr^+ и Ba^+ могут внести вклад следующие процессы: возбуждение их соударениями электронов а) с атомами и б) с ионами Sr и Ba в их основных состояниях, в) с атомами Sr и Ba в возбужденных состояниях (ступенчатое возбуждение), а также г) удары второго рода с метастабильными и резонансно-возбужденными атомами инертных газов с атомами Sr и Ba.

В качестве примера приводим результаты оценок значений скоростей перечисленных выше реакций, приводящих к возбуждению уровня $5p^2P_{3/2}$ стронция для конкретных условий эксперимента ($p_{He}=0,65$ Тор,