

## ПРОЦЕССЫ ЗАСЕЛЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ АРГОНА С АТОМАМИ И МОЛЕКУЛАМИ ВОДОРОДА

*В.В.Афросимов, А.А.Басалаев, К.О.Ложкин, М.Н.Панов*

Впервые для атомарного водорода измерены абсолютные величины сечений захвата электрона на конкретные уровни с энергиями возбуждения  $20 \div 70$  эВ многозарядными ионами при скоростях сближения частиц  $1 \div 6 \cdot 10^7$  см/с.

Изучение взаимодействия многозарядных ионов  $I^{k+}$  с атомами Н стимулировано проблемами, связанными с наличием примесей тяжелых элементов в горячей водородной плазме <sup>1</sup>. В работе <sup>2</sup> для моделирования поведения ионов в плазме использовалась добавка аргона к водороду. При спектроскопической диагностике примесей по излучению, возникающему при распаде возбужденных состояний многозарядных ионов, необходимы данные о заселении этих состояний в процессе захвата электрона многозарядными ионами у атомов Н. Ввиду трудности соответствующих экспериментов пока получены данные в основном для полных сечений захвата. Оценку парциальных сечений захвата электрона в определенные состояния можно получить из расчетов. Достоверность модельных расчетов обычно проверяют путем сравнения величин полных сечений. Однако такой способ не гарантирует правильность величин парциальных сечений. Именно сравнение расчетных и экспериментальных величин парциальных сечений является наиболее чувствительным методом проверки моделей.

В настоящей работе заселения определенных уровней ионов  $I^{(k-1)+}$  образующихся в процессе захвата  $I^{k+} + H \rightarrow I^{(k-1)+} + H^+ + \Delta E$ , где  $\Delta E$  дефект энергии процесса, измерялось методом "столкновительной спектроскопии" в области скоростей сталкивающихся частиц  $V = (1 \div 6) \times 10^7$  см/с. Пучок многозарядных ионов  $Ar^{k+}$  с начальным разбросом по энергии  $0,3 \cdot k$  эВ проходил через камеру, наполненную газом, и затем анализировался по заряду и кинетической энергии электростатическим анализатором с разрешением  $6 \cdot 10^3$  <sup>3</sup>. Каждому заселяемому состоянию иона  $Ar^{(k-1)+}$  отвечает свое значение  $\Delta E$ , и поэтому состояния идентифицировались по положению пиков в спектре кинетических энергий ионов после захвата электрона, а величина соответствующего парциального сечения определялась по площади этого пика. Важно то, что такой метод дополнительно позволяет контролировать наличие в первичном пучке примесей ионов в метастабильных состояниях, так как в этом случае в спектре наблюдаются несколько систем пиков, сдвинутых по шкале энергий. Абсолютная калибровка величин сечений захвата электрона в различные электронные состояния иона  $Ar^{(k-1)+}$  проводилась на основе измерений потенциальным методом абсолютных величин полных сечений захвата. Благо-

даря малому рассеянию ионного пучка после захвата методика обеспечивает регистрацию практически всех ионов  $Ag^{(k-1)+}$ , захвативших электрон, и поэтому по чувствительности более чем на три порядка превышает оптическую методику регистрации излучения, возникающего при распаде возбужденных состояний ионов. Дополнительным преимуществом является также то, что чувствительность метода "столкновительной спектроскопии" не зависит от энергии возбуждения уровня от единиц до сотен эВ и от времени его жизни.

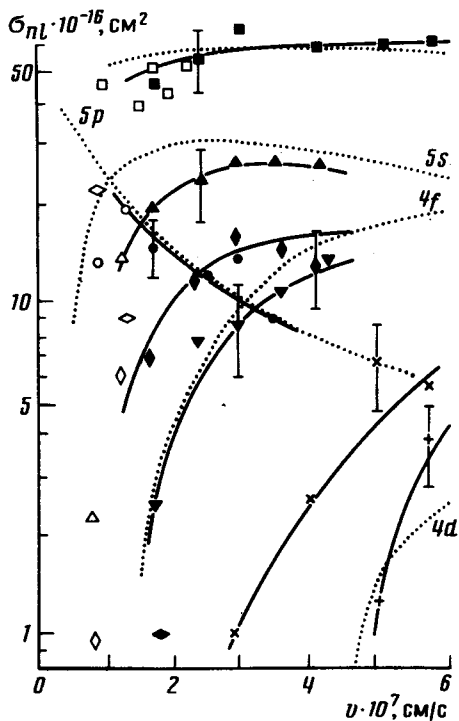


Рис. 1

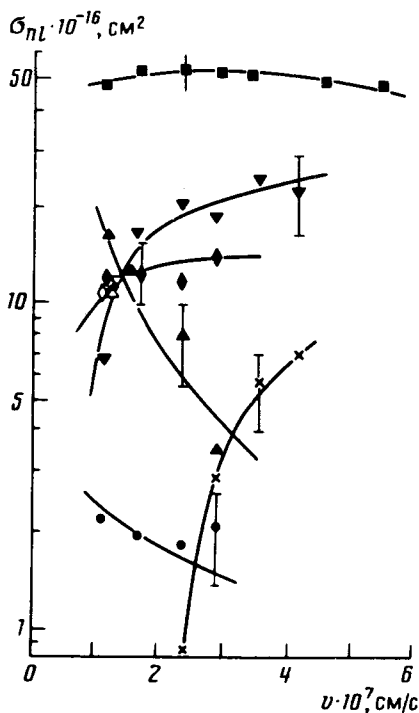


Рис. 2

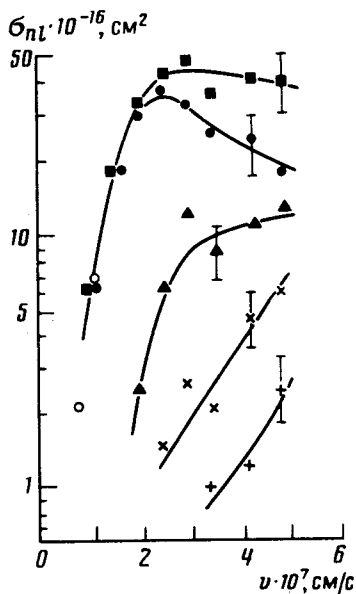


Рис. 3

Рис. 1. Сечения захвата электрона ионами  $Ag^{+6}$  у атомов H: ■ — полные сечения, ● — захват в состояние  $Ag^{+6}(5p)$ , ▲ —  $5s$ , ◆ —  $4f$ , ▼ —  $4d$ , × —  $4p$ , + —  $4s$ , ○, △, ◇, ▽ —  $5p$ ,  $5s$ ,  $4f$ ,  $4d$  — из работы <sup>6</sup>. Пунктирные линии — расчет по модели Ландау — Зинера согласно работе <sup>7</sup>

Рис. 2. Сечения захвата для пары  $Ag^{+6} - H_2$ . Обозначения те же, что и на рис. 1

Рис. 3. Сечения захвата для пары  $Ag^{+4} - H$ : ■ — полные сечения, ● —  $3s^2 3p^2 4p$ , ▲ —  $3s^2 3p^2 4s$ , × —  $3s^2 3p^2 3d$ , + —  $3s^2 3p^4$ , ○ —  $3s^2 3p^2 4p$  <sup>6</sup>

Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 1 — 3. Величины полных сечений, измеренные нами, хорошо согласуются с данными других авторов <sup>4</sup>. Полные сечения в исследованном диапазоне скоростей имеют слабую зависимость от скорости и с увеличением

заряда налетающего иона растут практически линейно. Отдельные же парциальные сечения сильно меняются с изменением скорости столкновения. Их величины хорошо согласуются с данными из работы <sup>5</sup>, полученными для ряда состояний тем же методом при  $V \cong 10^7$  см/с. При исследованных скоростях сближения процесс захвата осуществляется в результате электронных переходов в точках квазипересечений входного терма ( $Ag^{+k} + H(1s)$ ) с термами конечных состояний ( $Ag^{(k-1)+}(nl) + H^+$ ). Из рис. 1 — 3 видно, что растущие с увеличением  $V$  кривые сечения захвата соответствуют состояниям с наименьшими энергиями возбуждения, т.е. с наибольшим дефектом резонанса процесса, и следовательно, их точки квазипересечений с входным термом расположены при наименьших расстояниях, а падающие кривые — состояниям с наибольшей энергией возбуждения. Сравнение величины парциальных сечений заселения одних и тех же уровней иона  $Ag^{+5}$  в  $H$  и  $H_2$  (рис. 1 и 2) показывает, что при увеличении потенциала ионизации мишени ( $H_2$ ) заселяются более глубокие уровни, и при увеличении заряда налетающего иона на одной и той же частице-мишени (рис. 1 и 3) более эффективно заселяются уровни с более высокими квантовыми числами. При этом эти уровни за счет возрастания заряда иона имеют большой потенциал ионизации и большую энергию возбуждения.

Наши оценки величины парциальных сечений по многоуровневой модели Ландау — Зинера <sup>6</sup> с использованием матричных элементов согласно формулам из работы <sup>7</sup> дали удовлетворительное согласие для полных сечений и сечений заселения высоковозбужденных состояний ( $5p$  и  $5s$  для пары  $Ag^{+6} - H(1s)$ ). Парциальные сечения захвата на более глубокие уровни  $4d$  и  $4f$  оказались значительно заниженными. Это, по-видимому, является следствием того, что в работе <sup>7</sup> при определении матричных элементов использовались асимптотические волновые функции, которые удовлетворительно описывают квазимолекулу, когда электронные уровни в потенциальных ямах многозарядного иона и протона разделены барьером. Однако при  $R = 2(2\sqrt{k} + 1)$  барьер пропадает на межъядерной оси, а при  $R = \sqrt{8k}$  барьера между ними нет совсем <sup>8</sup>. Поэтому для расстояний  $R < \sqrt{8k}$  необходимо непосредственно вычислять волновые функции системы и определять матричные элементы.

Таким образом метод "столкновительной спектроскопии" позволяет непосредственно измерить заселенности различных электронных состояний, сильно различающихся по энергии возбуждения, и получить данные, важные для практического использования при диагностике многозарядных ионов примесей, так и для проверки правильности модельных представлений.

#### Литература

1. Janev R.K., Winter H. Physics Reports 1985, 117, 265.
2. Бугаря В.Н., Васин Н.А., Вершков В.А. и др. Физика плазмы, 1983, 9, 914.
3. Afrosimov V.V., Basalaeв A.A., Lozhkin K.O., Panov M.N. XIII Int. Conf. Phys. El. At. Coll. Abstr. of Papers, Berlin, 1983, p. 546.
4. Can C., Gray T.I., Varghese S.L., Hall J.M., Tunnell L.M. Phys. Rev., 1985, A31, 72.
5. Giese J.P., Cocke C.L., Waggoner W., Tunnell L.M., Varghese S.L. Phys. Rev., 1986, A34, 3770.
6. Salop A., Olson R.E. Phys. Rev., 1976, A13, 1312.
7. Olson R.E., Salop A. Phys. Rev., 1976, A14, 579.
8. Комаров И.В., Соловьев Е.А. Вопросы теории атомных столкновений, 1980, вып. 2, изд. ЛГУ, Ленинград, с. 74.