

## ВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКОГО ПЕРЕРАССЕЙАНИЯ НА ФОРМУ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Ш.Д. К у н и к е е в, В.С. С е н а ш е н к о

Быстрые атомные столкновения сопровождаются рядом интересных физических явлений, наблюдаемых в определенных кинематических условиях, при которых становится существенным влияние кулоновского взаимодействия заряженных частиц в конечном состоянии на их энергетическое и угловое распределение. К ним относятся особенности, наблюдаемые при малых углах эжекции в энергетических спектрах электронов, образующихся в результате ионизации атомов быстрыми протонами [1], изменение асимметрии, смещение и уширение автоионизационных резонансов [2, 3]. Теоретический анализ наблюдаемых изменений автоионизационного спектра проводится обычно в квазиклассическом эйкональном приближении [4, 5]. Однако имеется область кинематических параметров, в которой возникают значительные отклонения от эйконального приближения [6].

Целью настоящей работы является исследование влияния кулоновского перерасеяния заряженных частиц в конечном состоянии на энергетическое и угловое распределение автоионизационных электронов в условиях, при которых эйкональное приближение становится непригодным для решения такой задачи. В этом случае необходимо более последовательно учитывать кулоновское взаимодействие в конечном состоянии. Такой учет удается осуществить на основе метода [6, 7]. Отметим, что в работе [8] была вычислена амплитуда резонансного процесса с учетом взаимодействия частиц в конечном состоянии, когда относительная скорость рассеянной частицы и эжектируемого электрона  $v_{12} \ll 1$ .

Пусть 1 - рассеянная заряженная частица, 2 - эжектируемый электрон, 3 - медленный ион, тогда в соответствии с [6] амплитуда резонансных переходов имеет следующий вид:

$$t_{res} = \frac{2 \cdot K_{res}(\epsilon)}{\Gamma(\epsilon + i)} \cdot \tau_{dec} \cdot \tau_{ex}, \quad (1)$$

где

$$K_{res}(\epsilon) = f^{(*)}(v_{12}) \cdot f^{(*)}(v_{13}) \cdot \left(1 + \frac{a_{12}}{\epsilon + i}\right)^{i v_{12}} \cdot \left(1 + \frac{a_{13}}{\epsilon + i}\right)^{i v_{13}}$$

$$\times {}_2F_1[-i v_{12}, -i v_{13}, 1, W],$$

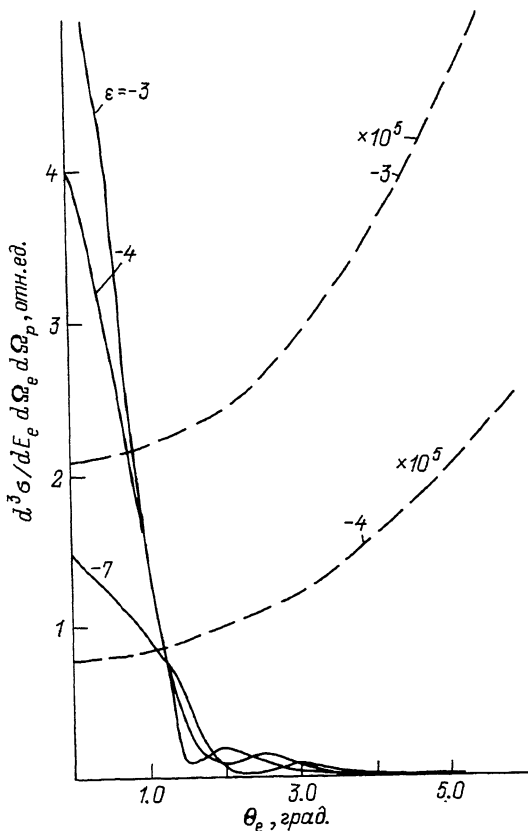


Рис. 1. Угловые распределения автоионизационных электронов при различных значениях  $\epsilon = \frac{2(E_e - E_x)}{\Gamma_x}$  для  $(2S^2)^1S$  резонанса атома He, возбуждаемого протонами с энергией  $E_p = 36$  кэВ, рассеянными под углом  $\theta_p = 0^\circ$ . Сплошные линии - расчет с амплитудой (1), штриховые - расчет в эйкональном приближении.

$$a_{ij} = \frac{2}{\Gamma_x} (k_{ij} \vec{v}_f + \vec{k}_{ij} \vec{v}_f), \quad W = \frac{a_{12} a_{13}}{(\epsilon + i + a_{12})(\epsilon + i + a_{13})}, \quad (1a)$$

$$f^{(+)}(\nu) = \exp\left(-\frac{\pi\nu}{2}\right) \cdot \Gamma(\nu + i\nu), \quad \nu_{ij} = \frac{Z_i Z_j \mu_{ij}}{k_{ij}}$$

Здесь  $\vec{\tau}_{dec}$  и  $\vec{\tau}_{ex}$  - амплитуды распада и возбуждения автоионизационного состояния изолированного атома соответственно,

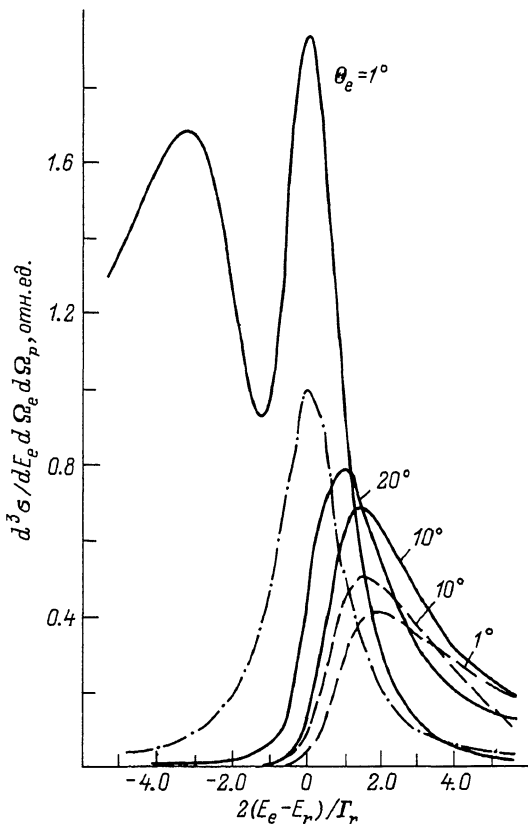


Рис. 2. Энергетические распределения автоионизационных электронов при различных углах эжекции  $\theta_e$  в окрестности  $(2s^2)'S$  резонанса атома He. 1 - лоренцовский профиль резонанса. Остальные обозначения, а также энергия и угол рассеяния протонов те же, что на рис. 1.

$\mathcal{E} = \frac{2(E_e - E_r)}{\Gamma_r}$  - относительное отклонение от резонанса,  $E_e$  - энергия эжектируемого электрона,  $E_r$  и  $\Gamma_r$  - энергия и ширина автоионизационного уровня,  $k_{res}(\mathcal{E})$  - коэффициент, учитывающий взаимодействие после столкновения в резонансной амплитуде ионизации и содержащий эффект перерассеяния трех заряженных частиц в конечном состоянии,  $Z_i$  - заряд  $i$ -й частицы,  $M_{ij}$  и  $k_{ij}$  - приведенная масса и импульс частиц  $i$  и  $j$ ,  $\vec{v}_f$  - скорость рассеянной частицы. При этом следует отметить, что в предельном случае, когда  $a_{12}, a_{13} \gg 1$ , величина  $W$  в уравнении (1a) стремится к 1,

а функция  ${}_2F_1$  сводится к простой комбинации  $\Gamma$ -функций и  $k_{res}(\mathcal{E})$  определяется выражением, соответствующим эйкональному приближению [4, 5].

В качестве примера рассмотрим ионизацию атома гелия протонами, когда доминирует резонансная ионизация, а прямыми переходами в непрерывный спектр можно пренебречь. На рис. 1 и 2 показаны трижды дифференциальные сечения ионизации атома гелия в окрестности  $(2s^2)^1S$  резонанса в относительных единицах, вычисленные с амплитудой (1) при энергии и угле рассеяния протонов  $E_p = 36$  кэВ и  $\theta_p = 0^\circ$  в зависимости от угла эжекции и энергии автоионизационного электрона. Угловые распределения автоионизационных электронов, вычисленные при различных значениях  $\mathcal{E}$ , сложным образом зависят от угла эжекции, существенно отличаясь от расчетов в эйкональном приближении, которое даже качественно не описывает поведение, занижая на несколько порядков их величину. Наибольшее отличие расчетов энергетических распределений автоионизационных электронов, последовательно учитывающих кулоновское взаимодействие в конечном состоянии, от лоренцовского профиля резонанса и соответствующих расчетов в квазиклассическом эйкональном приближении наблюдается, как и следовало ожидать, в кинематической области, где скорость автоионизационного электрона  $v_e$  больше скорости рассеянного протона  $v_f$ , а угол эжекции  $\theta_e$  мал, что соответствует  $a_{12} \sim 1$ . Если же  $v_f > v_e, a_{12} \gg 1$  и в этом случае для описания энергетических и угловых распределений автоионизационных электронов можно воспользоваться эйкональным приближением. Результаты расчетов с амплитудой (1) обнаруживают интересные особенности поведения спектров автоионизационных электронов при малых углах эжекции  $\theta_e \lesssim 1-5^\circ$  - амплитуда резонанса сильно возрастает и на его низкоэнергетическом крыле появляется дополнительный максимум. Сильное возрастание амплитуды резонанса при малых углах эжекции качественно объясняется притяжением электрона и протона в конечном состоянии, которое приводит к тому, что вероятность эжекции электрона в направлении рассеянного протона растет - происходит захват автоионизационного электрона в континуум рассеянного протона. В то же время в эйкональном приближении это взаимодействие предполагается малым в сравнении с соответствующей кинетической энергией относительно движения, что приводит к его недооценке при малых углах эжекции.

В результате влияния кулоновского перераспределения части автоионизационных электронов на рассеянном протоне в конечном состоянии профиль резонанса становится более сложным. В энергетическом распределении электронов возникает дополнительный максимум. Его амплитуда резко уменьшается при увеличении угла эжекции от  $0^\circ$  до  $5^\circ$ , а положение смещается в область меньших энергий относительно основного максимума. Эйкональное приближение не воспроизводит обнаруженное поведение профиля резонанса, поскольку в этом приближении предполагается, что движение электронов происходит по прямолинейным квазиклассическим траекториям.

Результаты проведенных расчетов показывают, что при увеличении угла эжекции электронов от  $0^\circ$  до  $15^\circ$  амплитуда резонанса монотонно уменьшается, а положение резонанса смещается в область больших энергий. При дальнейшем увеличении  $\theta_e$  амплитуда резонанса начинает возрастать, а его положение смещается в обратную сторону. При углах эжекции  $\theta_e \geq 30^\circ$  относительное отклонение наших расчетов от эйконального приближения не превышает 5%. При угле эжекции  $\theta_e = 90^\circ$  настоящие результаты практически совпадают с расчетами в эйкональном приближении. При  $K_{res}(\mathcal{E}) = 1$  резонанс имеет лоренцовский профиль, показанный на рис. 2 с нормировкой на 1 при  $\mathcal{E} = 0$ .

Предсказываемые особенности поведения спектра автоионизационных электронов в области малых углов эжекции могут быть обнаружены экспериментально в трижды дифференциальных сечениях ионизации атомов, если электроны регистрируются с достаточно высоким энергетическим разрешением  $\Delta E_e < 0.1$  эВ. Если же  $\Delta E_e \approx 0.1$  эВ, то их наблюдение становится невозможным, поскольку свертка профиля резонанса с гауссовской функцией распределения электронов по энергии, моделирующая наблюдаемый спектр автоионизационных электронов, уже не содержит дополнительного максимума. Что касается рассеянной частицы, то с точностью до членов  $\frac{m_e}{m_p}$ , где

$m_e$  — масса электрона,  $m_p$  — масса налетающей частицы,  $k_{res}(\mathcal{E})$  в уравнении (1) не зависит от угла рассеяния  $\theta_p$ . Поэтому усреднение трижды дифференциальных сечений ионизации по углу рассеяния  $\theta_p$  протона практически не изменяет форму резонанса, что дает возможность наблюдать эффекты кулоновского перерасеяния в сечениях ионизации, дифференциальных по энергии и углу эжекции электронов.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Crooks G.B., Rudd M.E. — Phys. Rev., 1970, v. 25, p. 1599–1601.
- [2] Hicks P.J., Cvejanovic S., Comer J., Read F.H., Sharp J.M.— Vacuum, 1974, v. 24, p. 572–602.
- [3] Barker R.B., Berry H.W. — Phys. Rev., 1966, v. 151, p. 14–19.
- [4] Van der Straten P., Morgenstern R. — J. Phys., 1986, v. 19B, p. 1361–1370.
- [5] Кучиев М.Ю., Шейнерман С.А. — ЖЭТФ, 1986, т. 90, с. 1680–1689.
- [6] Kunikeev Sh.D., Senashenko V.S. — XV ICPEAC. Abstr. of late papers, Brighton, 1987, p. 17.
- [7] Годунов А.Л., Милеев В.Н., Сенашенко В.С. — Сб. Корреляционные и релятивистские эффекты в атомах и ионах. М., 1986, с. 138–179.

Поступило в Редакцию  
16 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19 12 октября 1988 г.

ПОДВИЖНОСТЬ ИОНОВ КИСЛОРОДА В КЕРАМИКЕ  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ИЗОТОПНЫЙ ОБМЕН

Ю.М. Байков, С.Е. Никитин,  
Б.Ш. Элькин, Я.А. Шапиро,  
И.Э. Грабоу

Известно, что свойства высокотемпературных сверхпроводящих материалов в значительной степени определяются содержанием кислорода. В зависимости от дефицита по кислороду  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  имеет тетрагональную структуру (несверхпроводник), орторомбическую П (сверхпроводящий переход при 60 К) и орторомбическую I (90 К) [1]. Для получения орто-I фазы материал отжигают в среде кислорода при умеренных температурах. Время отжига определяется в значительной мере диффузионной подвижностью ионов кислорода в объеме материала. В работе измерены коэффициент диффузии кислорода и кислород-ионная проводимость в диапазоне температур 670-970 К.

Проводимость измеряли при парциальных давлениях кислорода  $10^5$ ,  $2 \cdot 10^4$ ,  $10^3$  и  $2 \cdot 10^2$  Па. Для измерения ионной проводимости применяли шестиэлектродный метод с ионными фильтрами [2], что позволяет выделить ионную составляющую на фоне высокой электронной проводимости. Образцы имели размер  $5 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup> и были получены по обычной керамической технологии [3]. Два потенциальных зонда были изготовлены из платины, два других потенциальных зонда и токовые электроды - из стабилизированной двуокиси циркония, являющейся чисто кислород-ионным проводником рис. 1. Электроды подвергали дополнительному спеканию с образцом при 1220 К для улучшения контакта.

При температурах ниже 950 К разность потенциалов на электронных зондах при пропускании ионного тока была пренебрежимо мала. Согласно [3], при этом условии ионная проводимость рассчитывается непосредственно из разности потенциалов по достижении равновесия на ионных зондах и ионного тока. Процесс установления разности потенциалов связан с перераспределением концентрации кислорода по образцу при включении и выключении тока. Экспериментальные результаты показаны на рис. 2.