

импульс имеет как нормальную P_n , так и тангенциальную составляющую P_τ (фаза 1). Поскольку точка приложения импульса не совпадает с центром тяжести, то кроме поступательного тело приобретает и вращательное движение (фаза 2). После полета тело встречается с опорой в точке А и за счет нормальной составляющей приобретает момент, больший, чем момент инерции (фаза 3). После полета (фаза 4) тело ударяется передней частью опоры в точке В (фаза 5) и останавливается.

Для кюветы с размером опоры 10×10 мм, массой ~ 25 г, высотой 30 мм измеренные временные интервалы между фазами 1—3 и 3—5 составили ~ 4 и 10 мс соответственно. Длительность импульсов давления на опору в точках 1, 3, 5 составляла 100 мкс. Амплитуда импульса в точке 1 соответствовала двадцатикратному весу кюветы, а в точках 3 и 5 уменьшалась в ~ 2 и ~ 4 раза соответственно. При частоте повторения импульсов кавитации ~ 100 Гц реализуется режим непрерывной смены фаз 1—2—3—4—5—1—2 . . . , а кювета перемещается со скоростью 1 мм/с. Заметим, что перемещение осуществлялось также вверх по наклонной плоскости, установленной под углом до 5° к горизонту.

Таким образом, нами реализован режим лазерной транспортировки тел по опоре за счет механизмов, аналогичных тем, которые применяются в вибротехнике [3]. Особенностью предложенного способа является то, что энергия для перемещения передается лазерным лучем, что может найти применение там, где другие способы подвода энергии не подходят, например при перемещении тел в вакуумных установках и т. п.

Литература

- [1] Агеев В. П., Барчуков А. И., Бункин Ф. В. и др. Квант. электр., 1977, т. 4, № 12, с. 2501—2523.
- [2] Гудзенко Н. И., Кайтжаев С. Д., Шкловский Е. И. Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 21, с. 1125—1131.
- [3] Вибрации в технике. Справочник. М.: Машиностроение, 1981, т. 4, с. 510.

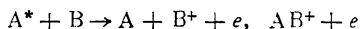
Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
15 июля 1986 г.

ЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ПРИ ПЕННИНГОВСКОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АВТОИОНИЗАЦИОННОЙ ШИРИНЫ В ОКРЕСТНОСТИ ДНА ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ

А. З. Дедариани, Н. Б. Квлюколов, Ю. Н. Себякин

Для вычисления и в полуклассическом приближении полного сечения ионизации $\sigma(\epsilon)$, электронного спектра $\tau(\epsilon, E)$, а также этих же величин, усредненных по максвелловскому распределению сталкивающихся атомов $k_i(T)$ и $k(\epsilon, T)$, достаточно знать зависимость квазимолекулярных термов начального $U_i(R)$, конечного $U_f(R)$ состояний и автоионизационной ширины $\Gamma(R)$ от межатомного расстояния R . В случае малой автоионизационной ширины $\Gamma\tau \ll 1$ (τ — время столкновения) и движения в потенциале отталкивания аналитические формулы для спектра получены в работах [1, 2]. С точки зрения приложений более интересен противоположный случай — большая ширина автоионизации ($\Gamma\tau \sim 1$) и движение в потенциале притяжения, поскольку именно при этих условиях сечения реакций пеннинговской ионизации



(В — атом в нормальном или возбужденном состоянии) оказываются большими при тепловых столкновениях.

Цель данной работы — получение формул, которые описывают электронный спектр при движении атомов в потенциале притяжения, когда возможно орбитирование, и применение их для восстановления $\Gamma(R)$ по экспериментальным спектрам.

В полуклассическом приближении вероятность ионизации квазимолекулы на расстоянии R при столкновении с параметром удара b равна [1, 2]

$$P(R, b, E) = \frac{\Gamma(R)}{v} 2 \operatorname{ch}(I_1) e^{-I_2}, \quad (1)$$

где $E = \mu v_\infty^2/2$ — энергия столкновения,

$$v = v_\infty = \sqrt{1 - \frac{U_i(R)}{E} - \frac{b^2}{R^2}},$$

$$I_1 = \int_{R_f}^R \frac{\Gamma(R')}{v(R')} dR', \quad I_2 = I_1(R \rightarrow \infty), \quad (2)$$

R_f — точка поворота при движении в потенциале U_i .

Сечение вылета электрона с энергией ϵ равно

$$\sigma(\epsilon, E) = \sum_s \frac{\sigma[R_s(\epsilon)]}{\left| \frac{d\epsilon(R_s)}{dR} \right|}, \quad (3)$$

где

$$\sigma[R_s(\epsilon)] = 2\pi \int_0^{b_{\max}} P[R(\epsilon), b, E] b db, \quad (4)$$

а суммирование в (3) учитывает неоднозначность решения уравнения

$$\epsilon(R_s) = \epsilon_\infty + U_i(R_s) - U_f(R_s).$$

При использовании уравнений (1)–(4) в случае потенциала притяжения удобно разделить область интегрирования в (2) на три части (см. рисунок): область I — $R_{f0} < R < R_{cr}$ ($R_{f0} = R_f(b=0)$); область II — $R_{cr} < R < R_{0r}$; область III — $R < R_{0r}$, R_{0r} и R_{cr} — большее и меньшее значение R_f при движении с таким параметром удара $b = b_{0r}$, при котором имеет место орбитирование. Будем считать далее, что $E \ll D$, где D — глубина потенциальной ямы на исходном терме, а автоионизационная ширина меняется быстро

$$R_r \left| \frac{d}{dR} \ln \Gamma(R_r) \right| > 1, \quad U_i(R_r) = 0. \quad (5)$$

Отмеченные условия типичны для столкновений с участием возбужденных атомов при тепловых энергиях и выполняются, в частности, при симметричных столкновениях метастабильных атомов инертных газов [3]. Тогда при аппроксимации

$$\Gamma = A \exp(-R/R_0)$$

в каждой из указанных выше областей получим

$$\sigma_I(R) = \pi R_f^2 \frac{2}{\delta R_r} \operatorname{sh} \left[2\Gamma(R_r) \frac{\delta R_r}{v_\infty} \sqrt{1 - \frac{U_i(R)}{E}} \right] \exp \left[-\Gamma(R_r) \sqrt{\pi \frac{\delta R_r}{v_\infty} \frac{R_0}{v_\infty}} \right], \quad (6)$$

где

$$\delta R_r = \frac{E}{F}, \quad F = \left| \frac{dU_i(R_r)}{dR} \right|,$$

$$\sigma_{II}(R) = 2\pi R^2 \frac{\Gamma(R)}{v_\infty} \left(\sqrt{1 - \frac{U_i(R)}{E}} - \sqrt{1 - \frac{U_i(R)}{E} - \frac{b_{0r}^2}{R^2}} \right), \quad (7)$$

$$\sigma_{III}(R) = 2\pi R^2 \frac{\Gamma(R)}{v_\infty} \sqrt{1 - \frac{U_i(R)}{E}}. \quad (8)$$

Поскольку реакции пеннинговской ионизации часто изучаются в условиях газовой ячейки, целесообразно усреднить формулы для спектра по максвелловскому распределению. Трудность здесь в том, что входящие в формулы величины R_{0r} и R_{cr} зависят от энергии столкновения. Тем не менее выполнение условия $E \ll D$ позволяет получить аналитические выражения для $k(\epsilon, T)$. В частности, для межатомных расстояний $R(\epsilon)$ в окрестности дна потенциальной ямы на исходном терме получается

$$k(\epsilon, T) = \frac{\Gamma[R(\epsilon)]}{v_u[R(\epsilon)]} k_{or}(T) \exp\left(-\int_{R(\epsilon)}^{\infty} \frac{\Gamma(R')}{v} dR'\right), \quad (9)$$

где $k_{or}(T)$ — константа орбитального захвата при движении в потенциале $U_i(R)$,

$$v_u(R) = \sqrt{-\frac{2}{\mu} U_i(R)}. \quad (10)$$

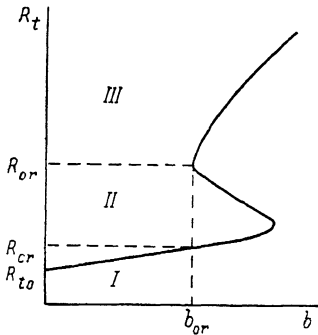
Отметим, что формулы (6)—(9) не содержат обычных трудностей, связанных с сингулярностями в окрестностях точек поворота. Действительно, v_u — скорость столкновения в окрестности дна потенциальной ямы и $v_u > v_{\infty}$ в области II при условии $E \ll D$. Интеграл в формуле (9) также конечен, поскольку $v(R) \sim \sqrt{R - R_t}$ при $R \approx R_t$.

Формула (9) еще больше упрощается, если можно пренебречь ионизацией на больших межатомных расстояниях

$$k(\epsilon, T) = \frac{\Gamma[R(\epsilon)]}{v_u[R(\epsilon)]} k_{or}(T). \quad (11)$$

Таким образом, в полуклассическом приближении для столкновений с энергиями, при которых имеет место орбитирование, электронный спектр описывается формулами (6)—(8), а усредненная по максвелловскому распределению часть спектра, которая формируется за счет ионизации в окрестности дна потенциальной ямы исходного терма, — формулой (9). Формулы (6)—(9) справедливы при достаточной глубине потенциальной ямы и быстром изменении автоионизационной ширины.

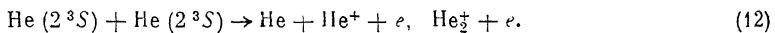
Если потенциалы $U_{i,f}(R)$ известны, то формулы (9), (11) дают возможность по экспериментальному



Зависимость положения точки поворота R_t от величины прицельного параметра b для энергий столкновений, при которых возможно орбитирование.

спектру $k_{exp}(\epsilon, T)$ определить зависимость $\Gamma(R)$ в окрестности дна потенциальной ямы. Именно в этой области межатомных расстояний расчет $\Gamma(R)$ ab initio наиболее сложен.

Рассмотрим в качестве примера реакцию

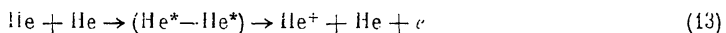


Экспериментально электронный спектр реакции (12) был получен в работе [4] методом плазменной электронной спектроскопии при $T=300$ К. Термы $U_{i,f}$ вычислены в работе [5], необходимые условия для применения формулы (9) выполнены: $E/D < 4 \cdot 10^{-2}$, $R_r/R_0 > 5$. Если предположить, что автоионизационная ширина может быть аппроксимирована формулой

$$\Gamma = A \exp(-R/R_0),$$

то наилучшее согласие формулы (9) с экспериментальным спектром из работы [4] получается при $A=0.2$ и $R_0=1.02$ (обе величины в ат. ед.). Теоретическая оценка этих же величин в работе [5] дает $A=0.2$, $R_0=1.086$ ат. ед.

При исследовании электронных спектров реакции



в работе [6] было получено $R_0=1.41$ ат. ед., причем величина R_0 определялась по части спектра в окрестности максимума $\varepsilon(R)$ при столкновениях с энергиями 200—15 000 эВ. Согласие оценок автоионизационной ширины для реакции (12) на основе формулы (9) и экспериментальных данных в условиях послесвечения с теоретической оценкой и оценкой на основе данных по реакции (13) при высокоэнергетических столкновениях подтверждает возможность использования формулы (9) для определения автоионизационной ширины по экспериментальному спектру.

Авторы благодарны Ю. Н. Демкову и Н. П. Пенкину за полезное обсуждение работы.

Литература

- [1] Смирнов Б. М. ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 1, с. 66—68.
 [2] Miller W. H. J. Chem. Phys., 1970, v. 52, N 7, p. 3563—3572.
 [3] Девдариани А. З., Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Рубцов В. И. ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 5, с. 1646—1653.
 [4] Девдариани А. З., Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Рубцов В. И. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 8, № 13, с. 772—774.
 [5] Garrison I. B., Miller W. H., Shaefer H. F. J. Chem. Phys., 1973, v. 59, N 6, p. 3193—3198.
 [6] Gerber G., Niehaus A. J. Phys. B.: Atom. and Molec. Phys., 1976, v. 9, N 1, p. 123—137.

Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова

Поступило в Редакцию
15 июля 1986 г.

УДН 537.535

Журнал технической физики, т. 57, в. 9, 1987

ДВОЙНОЙ СЛОЙ В АПЕРТУРЕ КОЛЬЦЕВОЙ КАТОДНОЙ ПОЛОСТИ

А. П. Семенов

Тлеющий разряд с пеннинговской электродной системой инициирования полого катода часто используется в генераторах плазмы для плазменных источников заряженных частиц [1]. Полученные в [2, 3] результаты свидетельствуют о том, что важной особенностью тлеющего разряда с полым катодом в вакуумном режиме катодной полости является образование в выходной апертуре полости стационарного двойного слоя с падением потенциала, превышающим потенциал ионизации рабочего газа (площадь апертуры полости, перекрываемая двойным слоем, свыше 10 см²). Двойной слой может быть реализован действием внешних факторов (увеличением длины полости l до некоторой критической величины, уменьшением размера выходной апертуры полости d_w). В [3] показано, что двойной слой наблюдается при условии

$$S/S_k < (m/M)^{1/2}, \quad (1)$$

где S — площадь сечения плазменного канала в апертуре полости; S_k — площадь внутренней поверхности полости; m , M — массы электрона и иона рабочего газа. При образовании двойного слоя свечение внешней плазмы имеет отчетливую границу [2] в области апертуры полости и его интенсивность значительно превышает интенсивность свечения плазмы внутри полости. Стационарный двойной слой способен существенно влиять на параметры плазмы снаружи полости [2], обеспечивая в определенной степени ее эмиссионные свойства, и не оказывает влияния на распределение тока по внутренней поверхности полого катода.

Найденное в [3] условие (1) образования двойного слоя выполняется для кольцевых катодных полостей с соотношением размеров $l \ll d$, $d_w \ll d$ [4] (d — диаметр полости). Однако до настоящего времени в литературе отсутствовали данные о двойных слоях в выходной апертуре таких катодных полостей. Ниже приводятся результаты зондовых измерений потенциала плазмы в зависимости от степени сужения разряда в выходной апертуре кольцевой катодной полости с целью выявления возможности образования стационарного двойного слоя.

Тлеющий разряд в такой полости иницируется инжекцией плазмы вспомогательного разряда. Существенной для иницирования является низковольтная слабочная форма разряда, возбуждаемая в пеннинговской электродной системе. Конструктивная схема разрядного устройства [4] представлена на рис. 1 и содержит полый катод 1 с кольцевой катодной полостью площадью внутренней поверхности $S_k \sim 50$ см², цилиндрический медный анод

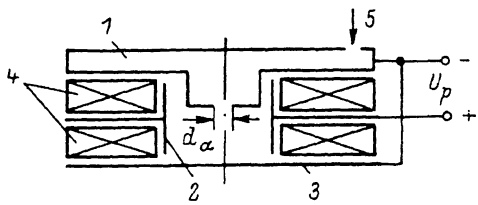


Рис. 1. Конструктивная схема разрядного устройства.