



ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

А. А. Кургузов, О. И. Семенов

При термической десорбции и рассеянии атомов щелочных металлов на металлической поверхности с большой вероятностью идет процесс поверхностной ионизации. Вероятность этого процесса по экспериментальным данным [1, 2] зависит от энергетической разности между работой выхода материала мишени и энергией ионизации основного состояния отлетающей от поверхности атомной частицы, температуры поверхности и угла падения ионов на поверхность.

Существующие модели [1, 3] описывают отдельные детали процесса ионизации для случая термической десорбции и выведены в приближении существования термодинамического равновесия в системе отлетающая частица—поверхность. Однако в случае скоростей отлета атомных частиц, существенно превышающих тепловые, время взаимодействия частицы становится значительно меньшим времени установления термодинамического равновесия и исходные положения указанных моделей не выполняются. Вместе с тем этот диапазон скоростей соответствует режимам работы ионных источников, плазменных ускорителей и многих других физических приборов, в работе которых процесс ионизации атомов может играть существенную роль.

Рассмотрим этот процесс, используя метод вторичного квантования. При взаимодействии атомной частицы с поверхностью ее энергетические уровни сдвигаются и уширяются в результате взаимодействия с электронами в приповерхностной зоне. В работе [4] было показано, что при приближении частицы к поверхности изменение энергии связанных состояний может быть значительным. Экранирование приводит к тому, что связанные состояния выходят в континуум, и на расстояниях порядка нескольких атомных единиц от поверхности может существовать только основное состояние с пониженной энергией ионизации. Это позволяет свести гамильтониан взаимодействия атомной частицы с поверхностью к виду [5]

$$H(t) = \sum_k \epsilon_k n_k(t) + \epsilon_a(t) n_a(t) + \sum_k [V_k(t) c_a^\dagger(t) c_k(t) + \text{в. с.}],$$

где ϵ_k — энергия k -уровня поверхности металла; ϵ_a — энергия основного состояния атома; c_a^\dagger , c_a , c_k^\dagger , c_k — операторы «рождения» и «уничтожения» электрона в состояниях a и k соответственно; V_k — матричный элемент оператора взаимодействия; $n = \langle c^\dagger c \rangle$ — число заполнения состояний.

Вероятность ионизации будет

$$P = 1 - n_a(\infty).$$

Следуя работе [6], запишем уравнения движения для операторов c_a и c_k

$$\frac{\partial c_a}{\partial t} = i [H(t), c_a(t)], \quad \frac{\partial c_k}{\partial t} = i [H(t), c_k(t)]. \quad (1)$$

Решая систему дифференциальных уравнений (1) и вводя ширину атомного уровня, взаимодействующего с поверхностью в виде

$$\Delta(t) = \pi \sum_k |V_k(t)|^2 \delta(\epsilon_a - \epsilon_k),$$

получим уравнение для числа заполнения основного состояния атома

$$n_a(\infty) = \pi^{-1} v^{-2} \int d\varepsilon \mathcal{F}(\varepsilon, T) \left| \int_0^{\infty} e^{-i\varepsilon r/v} g(r) dr \right|^2,$$

$$g(r) = \Delta^{1/2}(r) \exp\left(-1/v \int_r^{\infty} [i\varepsilon_a(r') + \Delta(r')] dr'\right), \quad (2)$$

где v — проекция скорости отлета атомной частицы на нормаль к поверхности; $\mathcal{F}(\varepsilon, T)$ — функция распределения Ферми.

Зависимость ширины основного состояния можно приближенно представить в виде [5]

$$\Delta(r) \simeq \Delta_0 \exp(-2ar),$$

где Δ_0 и a — некоторые параметры ($\Delta_0 \simeq 10$ а. е., $a \simeq 1$ а. е.).

В работе [6] на основании формулы (2) получено выражение

$$n_a(\infty) = 1/\pi \Phi(x) \left\{ \arctg \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_a}{av} + \arctg \frac{\varepsilon_a}{av} - \frac{(\pi k T)^2}{3} \frac{(\varepsilon_F - \varepsilon_a) av}{[(av)^2 + (\varepsilon_F - \varepsilon_a)^2]^2} \right\}, \quad (3)$$

где $\Phi(x)$ — интеграл вероятности, $x = (\Delta_0 / (2av))^{1/2}$, T — температура поверхности, k — постоянная Больцмана, ε_F — энергия уровня Ферми.

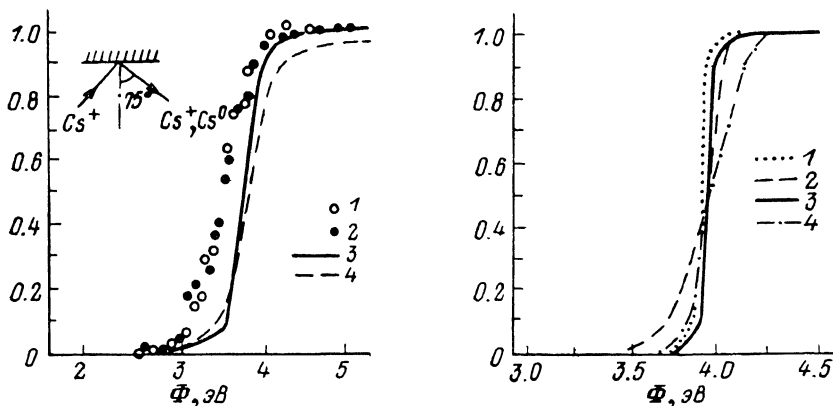


Рис. 1. Выход ионов Cs^+ при изменении работы выхода Φ для разных энергий бомбардировки. 1, 3 — 500; 2, 4 — 2000 эВ; 1, 2 — [2]; 3, 4 — (8); $\alpha = 0.5$.

Рис. 2. Выход ионов Cs^+ с изменением работы выхода при различных температурах поверхности T . 1, 3 — 300; 2, 4 — 1000 К; 1, 2 — [2]; 3, 4 — (8); $\alpha = 0.5$, $E = 1$ эВ.

В эксперименте [2] исследовался зарядовый обмен при бомбардировке поверхности W (110), покрытой цезием. Работа выхода поверхности менялась посредством изменения толщины покрытия. Результаты расчета по формуле (3) и данные [2] приведены на рис. 1. На рис. 2 проводится сравнение расчета по формуле (3) и термодинамического расчета [3] в случае тепловых энергий при различных температурах поверхности. В обоих случаях наблюдается эффект «прорисовывания» зоны проводимости, так что вероятность нейтрализации мала, если потенциал ионизации атома меньше работы выхода поверхности и близка к 1 в противоположном случае. Наблюдается хорошее согласие расчетов по формуле (3) с экспериментом при средних энергиях атомных частиц и с термодинамическим расчетом в случае тепловых энергий.

Список литературы

- [1] Зандберг Э. Я., Ионов Н. И. Поверхностная ионизация. М.: Наука, 1960. 432 с.
 [2] Van Amersfort P. W., Geerlings J. J. C., Kwakman L. F. Tz. et al. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. P. 2312—2316.
 [3] Taylor J. B., Langmuir I. // Phys. Rev. 1933. Vol. 44. P. 423.
 [4] Кургузов А. А., Хагаев А. Д. // Корреляционные и релятивистские эффекты в атомах и ионах. М.: Наука, 1985. С. 95.

Петрозаводский государственный университет им. О. В. Куусинена

Поступило в Редакцию
 7 декабря 1989 г.
 В окончательной редакции
 15 мая 1990 г.

07; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 10, 1990

© 1990 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ И АМПЛИТУДЫ ВИБРАЦИЙ ТЕЛА МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОЙ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Л. М. Веселов, И. А. Попов

В настоящей работе исследуются статистические характеристики когерентного излучения, рассеянного на шероховатой поверхности, применительно к задаче неконтактного определения частоты и амплитуды вибраций тела. Ранее статистика рассеянного когерентного излучения при движении рассеивающей поверхности последовала лишь при прямолинейном перемещении или вращении (см., например, [1, 2]); случай колебательного движения или движения с переменной скоростью, насколько нам известно, не анализировался.

Рассмотрим плоскую шероховатую поверхность, колеблющуюся в своей плоскости по закону $h = h_0 \sin \omega t$, где h_0 — амплитуда смещения, ω — частота колебания. Условия освещения и наблюдения таковы, что угол падения на поверхность когерентного гауссова пучка и угол наблюдения близки к нормальному. Предполагая, что выполнены условия формирования нормально развитой спекл-картины [3], и используя подход, изложенный в работе [2], для временной корреляционной функции флуктуаций интенсивности рассеянного излучения во френелевой зоне несложно получить

$$C_I(t_1, t_2) = k \exp[-a(\sin \omega t_1 - \sin \omega t_2)^2], \quad (1)$$

где

$$a = \frac{h_0^2}{w^2} \left[1 + \frac{4\pi^2 w^4}{\lambda^2} \left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{l} \right)^2 \right], \quad (2)$$

w — радиус гауссова пучка на рассеивающей поверхности по уровню поля e^{-1} , λ — длина волны, ρ — радиус кривизны волнового фронта, l — расстояние от поверхности до точки наблюдения, k — постоянная.

Корреляционная функция (1) зависит от двух переменных (t_1, t_2), причем эта зависимость не сводится к зависимости от их разности, что связано с очевидной нестационарностью процесса рассеяния при колебательном движении шероховатой поверхности (рис. 1). По каждой переменной (t_1, t_2) корреляционная функция имеет периодический вид, обусловленный периодичностью движения рассеивающей поверхности: в каждый период колебания пучком света освещаются одни и те же участки рассеивателя.

Отметим, что экспериментальное определение двумерной корреляционной функции (1) — довольно трудоемкая задача, поэтому более предпочтительным является измерение спектральной плотности случайного процесса. Вследствие периодичности спектр мощности должен иметь линейчатую структуру с расстоянием между компонентами, равным частоте колебаний тела.

Используя обобщенную теорему Винера—Хинчина [4], для амплитуды n -й гармоники спектра мощности флуктуаций интенсивности излучения получим

$$b_n = \left(\frac{\omega}{2\pi} \right)^2 \int_0^{2\pi/\omega} \int_0^{2\pi/\omega} C_I(t_1, t_2) \exp[-in\omega(t_1 + t_2)] dt_1 dt_2. \quad (3)$$

В зависимости от амплитуды колебаний, параметров освещения и наблюдения величина α , определяемая соотношением (2), может принимать значения 10—10⁶. При $\alpha \gg 1$ (прак-