

Это означает, что для всех сечений распределение поля падающей волны на поверхности волновода прямыми, параллельными оси ξ (т.е. направлению распространения моды), точки максимальных значений поля лежат на прямой линии (уравнение 5), проходящей через начало координат. Поскольку максимум поля волноводной моды для всех сечений достигается на одном и том же расстоянии $\xi_0 = \frac{0.5}{\alpha}$ от точки максимального значения поля падающей волны,

то это означает, что граница решетки должна быть параллельна указанной выше прямой и условие оптимального положения этой границы будет определяться следующими соотношениями:

$$\operatorname{tg} \psi \cdot \cos^2 \alpha = \operatorname{tg}(\psi - \varphi), \quad \alpha \cdot x_0 = 0.5 \cdot \cos \varphi. \quad (6)$$

Таким образом, в общем случае возбуждения гофрированного волновода наряду с известными двумя условиями оптимального ввода света появляется третье условие, которое является практически важным, поскольку оно должно быть учтено изначально в процессе изготовления решетки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Интегральная оптика / Под ред. Т. Тамир. М: Мир, 1978. С. 119-122.

Институт общей
физики АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
20 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 21

12 ноября 1990 г.

05.1; 05.2; 11

© 1990

О ФОТОИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО НАТРИЯ

В.Н. С т р е к а л о в

В настоящее время известно большое число работ, посвященных изучению фотоиспарения диэлектрических, полупроводниковых и металлических образцов. Исследуются вопросы квазиравновесного теплового фотоиспарения в вакуум, газодинамика фотоиспарения и связанные с ней неустойчивости, образование поверхностных структур, фазовые переходы испаряющегося вещества, элементарные квантово-механические переходы (резонансные и нерезонансные) фотоиспаряющихся ионов или атомов и т.п. В данной работе рассмотрен

нерезонансный механизм индивидуальных актов испарения атомов металла в сильном световом поле „малой“ частоты $\hbar\omega < \epsilon_{CB}$, где ϵ_{CB} – энергия связи атома с поверхностью образца.

Процесс фотоиспарения рассматривается как один из каналов тормозного поглощения света электроном, рассеивающимся на атоме, находящемся в приповерхностном слое кристалла. Особенность такого вида тормозного поглощения заключается в том, что атом (центр рассеяния) в результате электрон-фотонного удара переходит из связанного состояния в свободное, т.е. сублимирует. Ни плавления, ни даже сильного разогрева решетки светом при этом не требуется.

Ограничение областью „малых“ частот света вызвано стремлением выделить указанный канал в чистом виде. В „высокочастотной“ области $\hbar\omega > \epsilon_{CB}$ фотосублимация будет происходить по нескольким параллельным каналам (например, за счет прямого фототрыва атомов типа внешнего фотоэффекта, или с участием фермиевских электрон-дырочных пар), что затрудняет сравнение теоретических и экспериментальных результатов.

Поле предполагается нерезонансным для связанных и свободных атомов. Кроме того, энергетически выгоднее, а значит кинетически более вероятны связанно-свободные переходы, не сопровождающиеся возбуждением атомов. Поэтому рассматривается фотосублимация только невозбужденных атомов. Соответственно этому влияние света сводится к воздействию на свободные электроны и заключается в инициировании рассматриваемых фотосублимационных переходов, а также в разогреве электронной подсистемы. Поскольку в условиях экспериментов [1, 2] разогрев незначителен, при проведении оценок он не учитывается.

Сделанные предположения позволяют сформулировать следующую квантовомеханическую задачу, решение которой дает возможность оценить среднюю вероятность или скорость фотосублимации нейтральных атомов с поверхности металлического образца.

В приближении эффективной массы гамильтониан взаимодействия свободных электронов с электромагнитным полем имеет вид

$$H_e(t) = \sum_j \frac{1}{2m} \left(p_j - \frac{e}{c} A \right)^2. \quad (1)$$

Здесь $A(t)$ – векторный потенциал поля в области скин-слоя. Это означает, что безразмерный параметр, определяющий связь электрона с полем имеет вид $e^2 E_{CK}^2 / 3m\hbar\omega^3$, где E_{CK} – напряженность поля у поверхности образца, связанная с напряженностью падающей световой волны E_0 соотношением $E_{CK}^2 = E_0^2 (1 - R)$, R – коэффициент отражения света.

Рассеяние электрона на приповерхностном атоме рассматривается в рамках модели экранированного заряд-дипольного взаимодействия, так что соответствующая часть оператора Гамильтона имеет вид

$$H_{B3} \approx e\varphi(r) = e \frac{r\alpha_{0T}}{\epsilon_0 r^3} e^{-\alpha r}, \quad (2)$$

где r - расстояние между электроном и атомом, α и ϵ_0 - параметр экранировки и диэлектрическая проницаемость образца, α_{0T} - оператор дипольного момента сублимирующего атома.

Акт сублимации может произойти, если энергия, передаваемая атому электроном, поглощающим свет, превышает разность $\epsilon_{CB} - \epsilon$, где ϵ - энергия теплового возбуждения атома в потенциальной яме, обеспечивающей его связь с образцом; ϵ отсчитывается от дна ямы.

С помощью операторов (1) и (2) можно определить вероятность $\omega_{i,f}$ перехода в единицу времени из начального состояния $|i\rangle$ (электрон, фотон, атом в связанном состоянии) в конечное состояние $|f\rangle$ (электрон, свободный атом). Обычные квантовомеханические вычисления показывают, что

$$\omega_{i,f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\lambda|^2 J_e^2(z) \delta(\beta), \quad (3)$$

где

$$\lambda = \langle i | H_{B3} | f \rangle, \quad (4)$$

аргумент функции Бесселя, учитывающей влияние светового поля,

$$z = \frac{e\Delta p E_{CK}}{m\hbar\omega^2}, \quad (5)$$

причем Δp - изменение импульса электрона при его рассеянии на атоме (с одновременным поглощением света), а аргумент δ - функции, выражающей закон сохранения энергии,

$$\beta = E_f - E_i = \frac{p_2^2 - p_1^2}{2m} + \epsilon_{CB} - \epsilon - l\hbar\omega + \epsilon_k. \quad (6)$$

Пространственное усреднение и усреднение по квазиравновесному распределению атомов в потенциальных ямах ϵ_{CB} позволяет перейти от вероятности элементарного акта (3) к скорости фотосублимации вещества, которую можно сопоставить с экспериментальными данными.

Для „низкочастотного“ поля, где $\epsilon_{CB} - l\hbar\omega > 0$, применима процедура усреднения, использованная в [3]. Применив ее здесь, найдем скорость сублимации, сопровождающейся одновременным поглощением l фотонов

$$S_2 \approx \frac{8\pi N_e V_{\mathcal{E}}}{3\hbar T^{3/2}} \left[\frac{e d_{at}}{\epsilon_0 r_{cp}^2} \right]^2 \left[\frac{gT}{4\hbar\omega} \frac{e^2 E_{CK}^2}{3m\hbar\omega^3} \right]^2 \times \sqrt{\epsilon_{CB} \hbar\omega} \exp\left\{ -\frac{\epsilon_{CB} - 2\hbar\omega}{T} \right\}, \quad (7)$$

где $V_{\mathcal{E}} = 2\pi/3\mathcal{E}^3$ — незаэкранированный объем вокруг атома на поверхности, N_e — концентрация электронов, d_{at} — дипольный момент сублимационного перехода атома. Для натрия в поле излучения неодимового лазера принято соотношение $\epsilon_{CB}, \hbar\omega \gg T$. Ради упрощения операции усреднения предполагалось, что атомы сублимируют с одинаковыми кинетическими энергиями $\epsilon_K \cong 0,04$ эВ, равными наблюдавшемуся в [1, 2] значению (у натрия $\epsilon_{CB} \cong 1,13$ эВ и $\epsilon_{CB} - \hbar\omega + \epsilon_K \sim T$).

В том случае, когда отношение S_1/S_0 превосходит единицу, главное значение для сублимации будет иметь неравновесный нетепловой процесс испарения, связанный с одновременным поглощением света, а не квазиравновесное тепловое испарение.

Любопытно, что возможна ситуация, когда $S_1 \gg S_0$, хотя в то же время вероятность элементарного акта с одновременным поглощением фотона $\omega_{i,p}(l=1) \ll \omega_{i,p}(l=0)$. Это означает, что старший порядок теории возмущений по интенсивности света с $l=1$ дает большой наблюдаемый вклад в скорость испарения, чем разрешенный младший порядок с $l=0$. Причина такой инверсии ряда среднекинетических величин по сравнению с рядом микроскопических величин $\omega_{i,p}(l)$ заключается в увеличении числа атомов, освобождающихся из потенциальных ям ϵ_{CB} при рассеянии электронов с одновременным поглощением фотонов, по сравнению с числом атомов, способных освободиться благодаря чисто тепловым флуктуациям энергии ϵ .

В условиях эксперимента [2] $N_e \cong 10^{23}$ см⁻³, $\epsilon_0 \cong 2$, $m \cong 10^{-27}$ г, $\mathcal{E} = a^{-1} \cong 5 \cdot 10^7$ см⁻¹, $N_e V_{\mathcal{E}} \cong 5$, $r_{cp} \cong a/2 \cong 10^{-8}$ см, $T \cong 0,025$ эВ, $E_0 \cong 90$ ед. СГСЭ, $R \cong 0,95$, $d_{at} = e\delta r = 10^{-18}$ ед. СГСЭ (δr — деформация атома при сублимации). Тогда $S_1/S_0 \cong 7 \cdot 10^8$, т.е. основным является процесс фотостимулированного испарения. При этом средняя скорость фотосублимации в расчете на один атом $S \cong S_1 \cong 7 \cdot 10^8$ с⁻¹ и за время действия лазерного импульса $\sim 10^{-8}$ с с поверхности образца сублимирует примерно 7 кристаллических слоев в связи с чем образуется лунка глубиной $\sim 10^{-3}$ мкм. Обнаружить ее трудно, хотя поток сублимирующего вещества (за импульс с единицы освещенной поверхности сублимирует $n_{at} = N_{нов} S \cdot \tau = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻² атомов) сравнительно велик и легко наблюдаем. Это соответствует данным работы [2]. Воздействие на образец из металлического натрия серии лазерных импульсов благодаря отсутствию разогрева, плавления и затекания лунки должно приводить к накоплению эффекта фотосублимации и делать лунку более глубокой (наблюдаемой непосредственно).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А б р а м о в И.Н., А л е к с а н д р о в Е.Б., Б о н ч -
Б р у е в и ч А.М., Х р о м о в В.В. // П и с ь м а в ЖЭТФ.
1984. Т. 39. В. 4. С. 172-173.
- [2] Б о н ч - Б р у е в и ч А.М., М а к с и м о в Ю.Н.,
П р ж и б е л ь с к и й С.Г., Х р о м о в В.В. // ЖЭТФ.
1987. Т. 92. В. 1. С. 285-290.
- [3] С т р е к а л о в В.Н. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 361
363; Т. 20. В. 10. С. 1939-1942.

П о с т у п и л о в Р е д а к ц и ю
4 и ю н я 1990 г.