

01; 07; 11

© 1991

ЭВОЛЮЦИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО РЕЛЬЕФА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОСАЖДЕНИИ МЕТАЛЛА ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

М.Н. Л и б е н с о н, В.А. Ш и р я е в

Возбуждение поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) лазерным излучением сильно влияет на динамику взаимодействия света с веществом, ускоряя, в частности, различные фотопроцессы. В [1] отмечено, что при усилении поля вблизи поверхности за счет ПЭВ возрастает скорость осаждения металлов из газовой фазы. Образование поверхностных периодических структур (ППС) при различных пиролитических и фотохимических процессах рассматривалось в [2, 3]. Учитывая явно нестационарное, а в ряде случаев и немонотонное поведение лазерно-индуцированного рельефа поверхности, важно иметь возможность строгого рассмотрения динамики ППС. В данной работе получено полное аналитическое описание эволюции оптически наведенных решеток, образующихся при осаждении металла из газовой фазы.

Пусть лазерное излучение с длиной волны λ падает нормально на поверхность металла, занимающего полупространство $z < 0$. Свет, рассеиваясь на начальной шероховатости $h_g(t=0) = h_0 \cos gx$, возбуждает ПЭВ, создавая вблизи поверхности металла распределение интенсивности

$$I(x, z, t) \approx I_0 [1 - \cos(2K_0 z)] + \beta^2 h_c^2 I_0 \exp(-2z/l_1) + 2I_0 \beta h_c \cos(gx) \sin(K_0 z) \exp(-z/l_1); \quad (1)$$

$$\beta = 4\mu \cos \varphi; \quad K_0 = 2\pi/\lambda.$$

Здесь l_1 — длина затухания ПЭВ в газовой фазе, μ — модуль коэффициента преобразования излучения в ПЭВ, а φ — аргумент. Приближенное равенство в (1) возникает вследствие пренебрежения неидеальностью отражения света от границы раздела фаз.

Предположим, что смесь газов над поверхностью металла включает его соединение с концентрацией n_g . Пусть σ есть резонансное сечение взаимодействия излучения с этим соединением и n — концентрация частиц (атомов или ионов) металла, образующихся в ходе фотодиссоциации. Рассмотрим далее только однофотонную диссоциацию. Если ввести эффективное время жизни τ , то можно записать, предполагая, что изменение n за счет движения поверхности металла пренебрежимо мало и система далека

от насыщения ($n_0 \gg n$), следующее уравнение для концентрации образующихся частиц

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - \frac{n}{\tau} + \frac{\delta I}{\hbar \omega} n_0. \quad (2)$$

Здесь D - коэффициент диффузии частиц металла в газе, ω - частота излучения, \hbar - постоянная Планка. Граничное условие на поверхности $n(z=0)=0$ и совпадает с начальным. Связь толщины осадочного слоя и концентрации частиц в газовой фазе имеет вид

$$h(x,t) = h(x,0) + \frac{D}{\delta} \int_0^t \left. \frac{\partial n(x,z,t)}{\partial z} \right|_{z=0} dt, \quad (3)$$

где δ - концентрация осадка.

Используя формулы (1)-(3), можно получить соотношения:

$$n(x,z,t) = \langle n \rangle(z,t) + n_c(z,t) \cos gx, \quad (4)$$

$$h(x,t) = \langle h \rangle(t) + h_c(t) \cos gx, \quad (5)$$

Тогда, если ввести обозначения

$$\gamma = \sqrt{Dg^2 + \tau^{-1}}, \quad d = 2n_0 \beta \delta \hbar^{-1} \omega^{-1},$$

$$\xi = D \delta^{-1} n_0 \beta^2 \delta I_0$$

имеем для n_c следующее уравнение:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_c}{\partial z^2} - \gamma^2 n_c + d I_0 h_c \exp\left(-\frac{z}{l_1}\right) \sin(k_0 z). \quad (6)$$

Двойное преобразование Лапласа позволяет определить h_c из (6). Динамика рельефа описывается линейной комбинацией

$$h_c = h_0 \left\{ 1 + \sum_{i=1}^4 B_i f_i(t) \right\}, \quad (7)$$

где B_i являются найденными при решении постоянными, зависящими от параметров рассматриваемой системы, а функции f_i имеют вид

$$f_i(t) = \exp[(\rho_i^2 - \gamma^2)t] \operatorname{erfc}(-\rho_i \sqrt{t}) - 1 - \rho_i \gamma^{-1} \operatorname{erf}(\gamma \sqrt{t}). \quad (8)$$

Здесь ρ_i - корни некоторого уравнения четвертой степени с известными коэффициентами.

Подстановка h_c в уравнение (2) дает возможность найти среднюю толщину осажденного слоя

$$\langle h \rangle = \xi \int_0^t \int_0^w h_c^2 (w-u) \left\{ (\pi D u)^{-0.5} - \frac{2}{L_1} \exp\left(-\frac{4Du}{L_1^2}\right) \right\} \exp\left(-\frac{u}{\tau}\right) du dw. \quad (9)$$

Полученные результаты позволяют сделать два вывода. Во-первых, средняя толщина осажденного слоя быстро увеличивается лишь при экспоненциальном росте начальной шероховатости с образованием периодического рельефа. Во-вторых, динамика ППС определяется ρ_i .

Исследование ρ_i показывает: если для видимого излучения $I_0 < 10^{10}$ Вт/см² (такое условие включает в рассмотрение весь реально используемый диапазон интенсивностей, в УФ же области спектра порог еще выше), то

$$\rho_1 > \rho > 0 \quad (|\varphi| < 0.5\pi) \quad (10a)$$

$$\rho \geq \rho_1 > 0 \quad (|\varphi| \geq 0.5\pi) \quad (10b)$$

$$\rho_2 < 0, \operatorname{Re} \rho_{3,4} < 0, \operatorname{Im} \rho_3 = -\operatorname{Im} \rho_4 \neq 0 \quad (11)$$

$$\rho_1 = \rho + \alpha k_0 I_0 D \left\{ 2 \delta \rho \left[(\gamma + \sqrt{D} L_1^{-1})^2 + D k_0^2 \right] \right\}^{-1}. \quad (12)$$

Таким образом, формирование ППС возможно лишь при условии (10a), когда интерференционное распределение интенсивности находится в фазе с начальной шероховатостью поверхности металла. Эволюция рельефа при этом описывается в основном функцией f_1 , поэтому выражения для ρ_2, ρ_3, ρ_4 здесь не приводятся.

Из формул (8) и (12) следует, что инергент нарастания ППС является квадратичной функцией интенсивности падающего излучения. Такой результат объясняется явной зависимостью источника в уравнении (6) от первой степени I_0 и наличием линейной обратной связи между n_c и h_c .

Данная обратная связь является интегральной. Именно поэтому рассматриваемый процесс образования ППС не носит порогового характера и возможен при всех значениях пространственной частоты g .

Нельзя не упомянуть также о незначительных пульсациях поверхностного рельефа, связанных с наличием комплексно-сопряженных корней ρ_3 и ρ_4 . Этот результат объясняется тем, что источник частиц в уравнении (6) является знакопеременной функцией z и влияние отрицательных „полупериодов“ способно внести поправки в эволюцию рельефа, которые являются малыми из-за экспоненциального падения интенсивности двумерного интерференционного светового поля при увеличении z . Однако, по той же причине возникает диффузионный перенос продукта фотодиссоциации вдоль оси z от поверхности металла, который может приводить к изменению

знака n_c для фиксированных значений z .

В заключение следует отметить, что выявленные в данной задаче закономерности связаны с влиянием x - компоненты поля ПЭВ E_x . В то же время имеющая большую амплитуду составляющая E_z не оказывает воздействия на описываемые процессы образования интерференционного рельефа, так как излучение падает на поверхность нормально. Если увеличивать угол падения света θ , то сначала (при малых θ) основную роль в создании интерференционной картины будет играть продольная компонента поля E_x . При этом коэффициент преобразования падающего излучения в ПЭВ будет снижаться и обе проекции электрического вектора ПЭВ станут уменьшаться. Однако, вследствие большей величины E_z (по сравнению с E_x) и усиления ее вклада в интерференционную картину, полная глубина модуляции поля при малых θ будет расти, и при некотором угле падения должен иметь место максимум интенсивности интерференционного поля, что, соответственно, окажет влияние на динамику ППС. Подробный анализ этой ситуации будет проведен отдельно.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н., Макин В.С. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. № 6. С. 1350-1354.
- [2] Панченко В.Я., Семиногов В.Н., Худобенко Л.И. Лазерно-индуцированная генерация поверхностного микрорельефа при пиролитическом травлении и осаждении металлов, полупроводников, диэлектриков и фотохимическом травлении полупроводников. Троицк: НИЦТЛ, АН СССР, препринт № 37. 1987. 32 с.
- [3] Семиногов В.Н., Худобенко Л.И. Взаимосвязанная генерация первой и второй гармоник поверхностного рельефа в процессах испарения, фотохимического и пиролитического травления и пиролитического осаждения, индуцированных лазерным излучением. Шатура: НИЦТЛ АН СССР, препринт № 56. 1988. 44 с.

Поступило в Редакцию
30 октября 1991 г.