

О ФОТОЭМИССИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ТОКА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

В.М. А т р а ж е в, Д.И. Ж у х о в и ц к и й,
И.Т. Я к у б о в

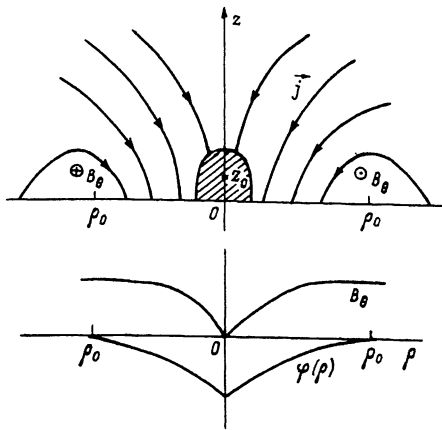
Воздействие мощных импульсов излучения на металлическую поверхность сопровождается возникновением системы электрических токов и магнитных полей [1-3]. Интерпретация имеющихся экспериментальных данных не однозначна. Это связано с тем, что в зависимости от условий эксперимента реализуются различные механизмы генерации токов и полей.

Принято различать две компоненты спонтанного магнитного поля: „медленную“ и „быструю“. Первая наблюдается только тогда, когда плазма эрозионного факела достигла точки наблюдения [4-6]. Вторая регистрируется практически одновременно с началом импульса на больших расстояниях от фокального пятна [2]. В [4] наблюдались обе компоненты.

В литературе обсуждались различные механизмы генерации „быстрой“ компоненты. Неоднократно указывалось на возможную роль фотоэмиссии с поверхности металла. Однако теоретического описания этот механизм не получил. В настоящей работе построена теория фотоэмиссионного механизма генерации токов и полей. Важнейшим элементом теории является учет сильной замагниченности плазмы.

Известно, что заметная доля энергии лазерного импульса переизлучается плазмой эрозионного факела в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. В результате фотоионизации газа, окружающего факел, образуется проводящая среда-ореол [2]. Электронная фотоэмиссия с поверхности металла приводит к образованию вблизи нее двойного электрического слоя, играющего роль э.д.с. Поскольку интенсивность засветки мишени уменьшается при увеличении расстояния от факела, двойной слой реализуется в конечной области, которая является катодной. Ее размер существенно превосходит размер факела. Таким образом, возникает фонтанообразная система токов, втекающих в катодную область из плазмы ореола, проходящих через двойной слой, мишень и вытекающих из нее в ореол за пределами катодной области (см. рисунок). Если мишень соединена со стенками камеры, токи могут замыкаться частично через них [2].

Большие токи вызывают появление сильного азимутального магнитного поля. При давлениях остаточного газа 10^{-1} - 10^{-4} мм рт.ст. электроны, выходящие из катодной области, совершают в ореоле бесстолкновительный дрейф в скрещенных электрическом и магнитном полях. В первом приближении этот дрейф является электри-



Качественная картина распределения плотности тока, потенциала и поля.

ческим. Нормальная к поверхности металла компонента скорости дрейфа

$$V_z = -\frac{c}{B_\theta} \frac{d\varphi}{d\rho}, \quad (1)$$

где B_θ - индукция магнитного поля, $\varphi(\rho)$ - потенциал электрического поля на границе двойного слоя и ореола (использована цилиндрическая система координат (ρ, θ, z)). Можно показать, что в условиях экспериментов [4] применимо магнитостатическое приближение. Поэтому уравнение Максвелла для магнитного поля

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} (\rho B_\theta) = -\frac{4\pi}{c} e n_e V_z, \quad (2)$$

где n_e - концентрация электронов в ореоле.

Для нахождения $\varphi(\rho)$ рассмотрим двойной электрический слой. Если ток проводимости много меньше хаотических тепловых токов, внутри слоя имеется локальное равновесие. Тогда, считая известной плотность фототока с поверхности металла $\bar{j}_\varphi = -\frac{e}{4\pi} \alpha S z_0 (z_0^2 + \rho^2)^{-3/2}$, с помощью формулы Больцмана получим

$$\varphi(\rho) = \frac{\bar{E}}{e} \ln \left[\pi n_e v (z_0^2 + \rho^2)^{3/2} / \alpha S z_0 \right]. \quad (3)$$

Здесь α - число электронов, выбиваемое одним фотоном (усредненное по спектру излучения), S - полное число фотонов, испускаемых факелом за единицу времени, z_0 - высота факела над поверх-

ностью металла, \bar{E} - средняя энергия фотоэлектронов, $v = (\delta E / \pi m)^{1/2}$. Потенциал поверхности полагается равным нулю. Решая совместно (1)-(3), найдем

$$V_{\theta}(\rho) = \sqrt{12 \pi n_e \bar{E}} f(\xi), \quad f(\xi) = \sqrt{1 - \xi^{-2} \ln(1 + \xi^2)}, \quad \xi = \frac{\rho}{z_0}. \quad (4)$$

Полный ток, протекающий через катодную область, $I = -c \rho_0 f(\xi_0) \times \sqrt{3 \pi n_e \bar{E}}$, где $\xi_0 = \rho_0 / z_0$. Размер катодной области ρ_0 определяется условием $\psi(\rho_0) = 0$, т.е.

$$\rho_0 = z_0 \left[(\alpha S / \pi v n_e z_0^2)^{2/3} - 1 \right]^{1/2}.$$

Магнитное поле (4) реализуется в цилиндрическом объеме с высотой и радиусом порядка ρ_0 . Если $\xi \gg 1$, максимально

$$V_{\theta \max} = \sqrt{12 \pi n_e \bar{E}}. \quad (5)$$

Важно отметить, что величина $V_{\theta \max}$ зависит лишь от n_e , пропорциональной давлению остаточного газа, и \bar{E} . Величина \bar{E} близка к порогу фотоэффекта („второму“ порогу, близкому для меди к 20 эВ) и определяется, в первую очередь, материалом мишени. Интенсивность излучения факела и другие величины, известные с невысокой точностью, входят лишь в выражения, определяющие границы применимости (5).

При высоких потоках лазерного излучения $q \sim 10^{12}$ Вт/см² степень ионизации ореола близка к полной [2]. Тогда получаем $V_{\theta \max} \sim 10^2 - 10^3$ Гс, что соответствует измерениям [4] при $\rho \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ мм рт. ст.

Полученные зависимости для V_{θ} могут быть экспериментально проверены с использованием эффекта вращения плоскости поляризации в магнитном поле.

Л и т е р а т у р а

- [1] Stampfer J.A., Papadopoulos K., Sudan R.N., Dean S.O., McLean E., Dawson J.M. - Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, N 17, p. 1012-1015.
- [2] Арифов Т.У., Аскарьян Г.А., Раевский И.И., Тарасова Н.М. - ЖЭТФ, 1968, т. 55, № 2, с. 386-388.
- [3] Drouot M.G., Bolton R. - Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, N 11, p. 591-593.
- [4] Коробкин В.В., Мотылев С.Л., Серов Р.В., Эдвардс Д.Ф. - Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, № 11, с. 531-534.
- [5] Дементьев Д.А., Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М. - Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 7, с. 1532-1539.

[6] Горбунов В.А., Никольская Л.С., Петрухин А.И., Пушкарик В.А., Рыбаков В.А. — Квантовая электроника, 1984, т. 11, № 2, с. 349–354.

Институт высоких температур АН СССР

Поступило в Редакцию
21 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 13 12 июля 1988 г.

ФЛУКТУАЦИИ ШИРИНЫ КВАНТОВЫХ ЯМ
И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ
 $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР,
ПОЛУЧЕННЫХ МОС-ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ

А.Г. Машевский, М.А. Синицын,
Д.Р. Строганов, О.М. Федорова,
Б.С. Явич

В работе [1] сообщалось о выращивании МОС-гидридным методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении в системе $Ga(CH_3)_3 - Al(CH_3)_3 - AsH_3 - H_2$ $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ ($x \approx 0.3$) квантоворазмерных структур (КРС). Из результатов фотолюминесцентных исследований (77 К и 300 К) и данных просвечивающей электронной микроскопии следовало, что в полученных КРС ямы шириной $L_z = 50-100 \text{ \AA}$ имеют близкую к прямоугольной форму при шероховатости гетерограниц, не превышающей двух монослоев.

В настоящей работе приводятся результаты исследования спектров низкотемпературной фотолюминесценции (НТФЛ) таких структур. Изучение примесных и экситонных полос излучения при варьировании мощности возбуждения в широких пределах позволило получить данные о характере распределения акцепторных примесей в КРС и о продольных размерах островковых увеличений ширины слоев $GaAs$ в КРС, обуславливающих энергетическое положение и форму экситонной полосы фотолюминесценции (ФЛ) [2, 3].

Исследовавшиеся КРС состояли из слоев $GaAs$ с толщинами около 300, 100 и 50 \AA , разделенных и ограниченных сверху барьерными слоями $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной $L_B = 300 \text{ \AA}$. Условия выращивания структур приведены в работе [1]. Качество материала слоев, составляющих КРС, предварительно оценивалось по результатам холловских и фотолюминесцентных измерений эпитаксиальных слоев $GaAs$ и $AlGaAs$ толщиной 1–2 мкм, выращенных в идентичных режимах. Нелегированные слои $GaAs$ имели n -тип проводимости, концентрация носителей в них составляла $(2-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Основные акцепторные примеси в $GaAs$ идентифицированы как углерод, цинк и магний [4]. Слои $Al_xGa_{1-x}As$ ($x \approx 0.3$) были, как правило, высокоомными, либо имели n -тип проводимости и концентрацию свободных носителей $\sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Эти слои обладали