

УДК 535.33, 537.533

ПОЛЕВОЕ СВЕЧЕНИЕ В ОСТРОВКОВЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

Ю. М. Кобзар, К. Н. Пилипчук, П. М. Томчук

Рассмотрен механизм излучения, обусловленный горячими электронами в островковых металлических пленках на диэлектрических подложках. Получен аналитический вид спектральной плотности излучения. Показано, что в области рассматриваемых частот доминирующим будет вклад излучения, связанный с неупругим отражением. Из сравнения экспериментального спектра с рассчитанным получено значение температуры электронного газа в островке.

При введении тем или иным путем (пропусканием тока, лазерным облучением) мощности в электронную подсистему, взаимодействующую с колебаниями решетки, может наступить нарушение термодинамического равновесия между электронной и фононной подсистемами. Степень нарушения этого равновесия зависит от величины вводимой мощности и интенсивности электрон-фононных взаимодействий.

Характеризуя электроны и фононы своей температурой, можно записать для определения этих температур следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (c_e T_e) &= \text{div} (k_e \nabla T_e) - \alpha (T_e - T_\phi) + Q, \\ \frac{\partial}{\partial t} (c_\phi T_\phi) &= \text{div} (k_\phi \nabla T_\phi) + \alpha (T_e - T_\phi). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь T_e — электронная температура; c_e , k_e — электронная теплоемкость и теплопроводность; Q — вводимая в единицу объема мощность; α характеризует интенсивность электрон-фононного взаимодействия. Соответствующие величины с индексом «ф» относятся к фононам. Систему (1) следует дополнить граничными условиями, характеризующими увод тепла в контакт (или окружающую среду). Напомним вкратце, как происходит разогрев в массивном металле (см., например, [1]). При включении мощности ввиду малости электронной теплоемкости по сравнению с фононной ($C_e \ll C_\phi$) за время $\tau_e \sim C_e/\alpha$ происходит быстрый разогрев электронной подсистемы ($\tau_e \sim 10^{-12}$ с). За время $t < \tau_e$ температура фононов не успевает заметно измениться и быстрый рост электронной температуры происходит до тех пор, пока передаваемая мощность от электронов к фононам не сравнится с поглощаемой электронами мощностью

$$\alpha (T_e - T_\phi) \approx Q. \quad (2)$$

Затем за время $\tau_\phi \approx c_\phi/\alpha$ происходит «подтягивание» фононной температуры к электронной (типичное значение $\tau_\phi \sim 10^{-10}$ с). Поэтому горячие электроны в массивном металле наблюдали только на временах $\tau_e < t < \tau_\phi$ при подаче мощных, но коротких лазерных импульсов [2] либо в опытах со взрывающимися проволочками (при токовом нагреве).

В полупроводниках, где горячие электроны — обычное явление, не существует проблемы фононного разогрева, ибо величина α (пропорцио-

нальная концентрации электронов) там на порядков пять-шесть меньше и, следовательно, во столько же примерно меньше требуется удельная вводимая мощность для разогрева электронов.

Еще одна система, где легко наблюдать горячие электроны в стационарных условиях, — это островковые металлические пленки на диэлектрических подложках. В отличие от ситуации в массивном металле при стационарном введении мощности в малый металлический островок (характерный размер которого R и который находится в хорошем тепловом контакте с подложкой) уже за время $t \approx c_{\phi} R^2 / 4k$ с момента ввода мощности температура фононов островка выходит на стационарное значение [3]

$$T_{\phi} \approx T + WR/S_k K, \quad (3)$$

T — температура подложки, K — коэффициент теплопроводности подложки, $W = QV$ — поглощаемая островком мощность, V — объем островка, S — площадь теплового контакта.

Из (3) видно, что если принять форму островка в виде полусферы радиуса $R \approx 10^{-6}$ см, а в качестве подложки взять кремний ($K \approx 1.5$ Вт/см·град), то, чтобы довести температуру фононного резервуара островка из золота до температуры плавления, требуются колоссальные значения поглощаемой мощности (до 10^{15} Вт/см³). При менее плотном контакте (меньших значениях S_k островок будет плавиться, естественно, при меньших вводимых мощностях, тем не менее это все еще такие значения мощностей, при которых электронная температура на несколько порядков превышает фононную (в этом легко убедиться, используя (2)). К тому же отрыву электронной температуры от фононной в малых островках способствует то обстоятельство, что для островков с характерным размером длины свободного пробега электронов (по отношению их рассеяния на фононах) величина a в (2) существенно меньше значения этой же величины в массивном металле. Таким образом, для малых металлических частиц, находящихся на диэлектрической подложке (с хорошей теплопроводностью), не существует проблемы с подтягиванием температуры фононов до электронных температур. Фононная температура легко удерживается на безопасном (в смысле плавления) уровне. Задача в другом: как ввести в такие малые частицы требуемые для разогрева мощности? Экспериментально горячие электроны в островковых металлических пленках наблюдались в стационарных или квазистационарных условиях как при токовом нагреве [4-6], так и при лазерном [3].

В островковых пленках в силу резкой зависимости вероятности туннелирования от расстояния между островками плотности тока по поверхности пленки весьма неоднородны. Возникают линии тока с весьма большими плотностями. В тех местах пленки, где сквозь островки проходят большие плотности тока, и возникают горячие электроны. При лазерном разогреве большие сечения поглощения мощности островками опять же обусловлены структурой пленки [3].

Наличие горячих электронов в островках вызывает электронную эмиссию и свечение пленок. Что касается эмиссии электронов, то ее величина определяется обычной формулой Ричардсона, но с эффективной (зависящей от вводимой мощности) электронной температурой. Механизмы же свечения, обусловленные горячими электронами в островковых металлических пленках, более разнообразны.

1. Излучение горячих электронов

Благоприятные условия для разогрева возникают в малых островках, характерный размер которых меньше длины пробега электронов по отношению их на фононах. При этом доминирующим становится рассеяние электронов не на фононах, а на поверхностном потенциальном барьере. Это поверхностное рассеяние может быть как упругим, так и неупругим

(с излучением или поглощением фотона). Неупругие процессы с излучением соответствуют тормозному излучению и обратному «поверхностному» фотоэффекту. Если электроны в островках горячие, то упомянутые процессы преобладают над неупругими процессами с поглощением. Для малых частиц нет смысла говорить о движении в них фотона — фотон рождается в момент столкновения электрона с поверхностью и уносится из частицы (реадсорбция отсутствует). Спектральный состав излучения в данной ситуации (в отличие от равновесного планковского распределения) явно зависит от вероятностей переходов и функции распределения по энергии горячих электронов.

Вероятности переходов с излучением фотона (при столкновении электрона с прямоугольным потенциальным барьером высоты U_0) в телесный угол $d\Omega$ в соответствии с [3, 6] имеют вид

$$W(\varepsilon_{\perp}, \omega) = \frac{2e^2 \cos^2 \theta d\Omega}{\pi^2 m c^3 \hbar \omega} \sqrt{\varepsilon_{\perp}(\varepsilon_{\perp} - \hbar\omega)} \times \begin{cases} 1, & \varepsilon_{\perp} \leq U_0, \\ \Gamma(\varepsilon_{\perp}), & \varepsilon_{\perp} \geq U_0, \quad \varepsilon_{\perp} - \hbar\omega \leq U_0, \\ \Gamma(\varepsilon_{\perp}) \Gamma(\varepsilon_{\perp} - \hbar\omega), & \varepsilon_{\perp} - \hbar\omega \geq U_0. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь e — заряд электрона, m — его масса, ω — частота излучения, c — скорость света; θ — угол между электрическим полем волны и нормалью к барьеру; ε_{\perp} — составляющая энергии электрона, связанная с движением электрона перпендикулярно к барьеру. Кроме того, в (4) введено обозначение

$$\Gamma(\varepsilon_{\perp}) = U_0 / (\sqrt{\varepsilon_{\perp}} + \sqrt{\varepsilon_{\perp} - U_0})^2. \quad (5)$$

Суммарное излучение от всех электронов островка получаем в виде

$$d\varepsilon(\omega, \Omega) = 2\pi\omega \sum_{p(\varepsilon_{\perp} \geq \hbar\omega)} \frac{v_{\perp}}{R} W(\varepsilon_{\perp}, \omega) f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon - \hbar\omega)], \quad (6)$$

где ε — полная кинетическая энергия электрона; p — его импульс; v_{\perp} — составляющая скорости, перпендикулярная барьеру; v_{\perp}/R — частота столкновения электрона с барьером; $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергии (фермиевская с эффективной электронной температурой T_e).

Переходя от суммирования к интегрированию для частот в пределах $kT_e < \hbar\omega < \mu$, $U_0 - \mu$ (μ — энергия Ферми), легко получить простой аналитический вид спектральной плотности излучений (по всем углам)

$$\varepsilon(\omega) \approx S^2 \frac{e^2}{3(\pi c \hbar)^3} \hbar\omega e^{-\frac{\hbar\omega}{kT_e}} \left\{ \mu(\mu + \hbar\omega) - \frac{2}{3}(\hbar\omega)^2 \right\}, \quad (7)$$

S — площадь поверхностного барьера. Видим, что спектральная плотность (7) отличается от планковского излучения, соответствующего эффективной электронной температуре, хотя благодаря максвелловскому виду распределения быстрых электронов по энергии (для $\varepsilon > \mu$) и слабой зависимости вероятностей перехода (4) от энергии и частоты это отличие не столь уж радикально.

Как уже упоминалось выше, ток в островковых пленках обусловлен туннельным переносом зарядов между островками. При этом наряду с упругим туннелированием может иметь место и неупругое туннелирование с излучением (поглощением) фотона. В частности, вероятность неупругого туннелирования электрона сквозь прямоугольный барьер высотой U_0 и шириной a с испусканием кванта с энергией $\hbar\omega$ равна [6]

$$W(\varepsilon_{\perp}, \omega) = \frac{4e^2\omega}{\pi^2 c^3 \hbar} \left(\frac{U_0}{\hbar\omega} \right)^2 \frac{k_{\perp} q}{Q(\mathbf{z}, \mathbf{k}_{\perp}) Q(\gamma, q)} \cos^2 \theta \times \\ \times \{ \gamma^2 z^2 [\operatorname{ch} \gamma a - \operatorname{ch} \alpha a]^2 + [z q \operatorname{sh} \gamma a - \gamma k_{\perp} \operatorname{sh} \alpha a]^2 \}. \quad (8)$$

Здесь для сокращения записи введены следующие обозначения:

$$Q(x, k_{\perp}) = (x^2 - k_{\perp}^2) \operatorname{sh}^2 xa + 4x^2 k_{\perp}^2 \operatorname{ch}^2 xa,$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} |U_0 - (\varepsilon_{\perp} - \hbar\omega)|}, \quad q = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (\varepsilon_{\perp} - \hbar\omega)}, \quad x = \gamma|_{\omega=0}, \quad k_{\perp} = q|_{\omega=0}. \quad (9)$$

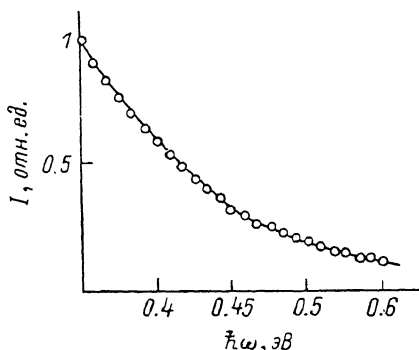
Излучение (8) может дать заметный вклад в области высоких частот. В области же рассматриваемых здесь сравнительно низких частот доминирующим будет излучение (4), связанное с неупругим отражением (уже хотя бы по той причине, что площадь туннельного контакта намного меньше общей поверхности островка).

Для полноты картины укажем еще на один механизм излучения. При инжекции горячих электронов в островки, размеры которых больше длины свободного пробега электронов (по отношению их рассеяния на фононах), существенным становится излучение с участием фононов. Это своего рода эффект, обратный друдевскому поглощению свободными носителями.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Возбуждаемое электрическим током свечение островковых металлических пленок на диэлектрических подложках — стимулированное током излучение — наблюдалось в вакууме 10^{-8} – 10^{-10} Тор при напряжениях $\sim 10 \div 30$ В, что при стандартной геометрии пленок (расстояние между электродами 20 мкм, ширина 2 мм) обеспечивало среднее поле $E \simeq \sim 10^4 \div 10^5$ В/см.

В качестве объекта исследований использовались островковые пленки



Зависимость интенсивности свечения от энергии.

Точки — эксперимент (вводимая в пленку мощность $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ Вт), сплошная кривая — расчет.

золота, напыленные на стеклянные подложки, характеристики свечения которых в видимой области спектра хорошо изучены в наших ранних работах [7].

Электронно-микроскопические исследования пленок показали, что до прохождения электрического тока они состояли из статистически распределенных по поверхности островков диаметром ~ 100 Å, расстояние между которыми ≤ 50 Å. После прохождения тока через такие пленки (формовки) их структура становилась неоднородной. При рассмотрении структуры участков пленки, в области которых находились центры свечения, было обнаружено, что в этих участках всегда есть крупные островки диаметром 300–800 Å, окруженные более мелкими островками диаметром 50–100 Å.

Для проверки теоретических предположений о механизме свечения таких пленок исследовались характеристики излучения в инфракрасной области спектра и в интервале 0.3–0.6 эВ. Регистрация излучения велась охлажденным фоторезистором в режиме синхронного детектирования. Возбуждение излучения проводилось в импульсном режиме (скважность импульсов составляла 0.5, длительность 0.3 мкс), что исключало возможность разогрева решетки золота. Кроме того, температура подложки контролировалась термпарой и не превышала 70 °С. Несмотря на то что вводимая в пленку удельная мощность велика (10^8 Вт/см³), характеристики свечения хорошо воспроизводились. По-видимому, пленка

остается устойчивой при такой большой мощности благодаря хорошему отводу тепла в подложку и массивные контакты (следует заметить, что процесс формовки происходил при значительно большей вводимой мощности).

Спектральная характеристика островковой пленки золота приведена на рисунке. Для сравнения экспериментальных результатов с теоретическими был проведен численный расчет согласно (7). Наилучшее согласие экспериментальной и теоретической кривой было достигнуто при $kT_e = 0.09$ эВ, о чем свидетельствовало наименьшее среднеквадратичное отклонение (сплошная кривая). Помимо электронной температуры, можно было бы уточнить степень предэкспоненциального множителя в формуле (7), зависящего от конкретного вида потенциального барьера (и принимаемого прямоугольным при выводе (7)). К сожалению, сравнительно небольшой экспериментально исследуемый диапазон частот не позволяет это сделать. Следует отметить, что полученная нами величина электронной температуры отличается от значения, приведенного в [5], приблизительно в три раза. Такое различие не должно вызывать удивление, поскольку распределение тока, а следовательно, и выделяемой в пленке мощности существенно неоднородно. Если учесть, что ток идет по отдельным линиям просачивания, то максимальное выделение мощности происходит на наиболее «узких» (в смысле сопротивления) участках линий. Эти участки и представляют собой светящиеся центры. Поэтому при одной и той же мощности, вводимой в разные пленки, каждая из которых имеет свое пространственное распределение островков, значение электронной температуры, вообще говоря, будет различным.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [2] Агрант М. Б., Бендитский А. А., Гандельман Г. М., Кондратенко П. С., Машканцев Б. И., Рукман Г. И., Степанов Б. М. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 55—62.
- [3] Бендицкий А. А., Видута Л. В., Конов В. И., Пименов С. М., Прохоров А. М., Томчук П. М., Федорович Р. Д., Чаплиев Н. И., Яковлев В. А. // Препринт, № 291. М., ИОФ АН СССР, 1987. 43 с.
- [4] Томчук П. М., Федорович Р. Д. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 2. С. 276—278.
- [5] Томчук П. М., Федорович Р. Д. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 10. С. 3131—3133.
- [6] Томчук П. М. // УФЖ. 1979. Т. 24. № 2. С. 182—192.
- [7] Кулюпин Ю. А., Пилипчак К. Н. // Phys. St. Sol. (a). 1972. V. 11. P. K15—K19.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
27 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
5 апреля 1989 г.