

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭМИССИИ ФОТОНОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ СЕРЕБРА МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

*О. М. Артамонов, Е. Б. Димакова, А. Е. Кучма, С. Н. Самарин
и И. И. Яковлев*

Исследованы спектральные характеристики электрон-фотонной эмиссии слоев серебра (на $W(110)$) в области оптического резонанса ($\lambda \approx 3300 \text{ \AA}$) для широкого диапазона толщин слоев. Исследованы спектральные характеристики излучения при различных температурах. Показано, что при малых толщинах ($d < 40 \text{ \AA}$) спектр свечения пленки серебра, облучаемой электронами с энергией 300 эВ, представляет собой лорентцевский контур с положением максимума при $\lambda \approx 3300 \text{ \AA}$. При больших толщинах слоя в спектре свечения наблюдается два максимума: при $\lambda_1 \approx 3310 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 \approx 3400 \text{ \AA}$.

Эмиссия фотонов при облучении поверхности металлов медленными электронами, наблюдаемая в видимой и ближней УФ области спектра, привлекает в последние годы внимание исследователей как метод исследования поверхности твердого тела [1, 2].

Серебро является интересным объектом для исследования электрон-фотонной эмиссии, поскольку плазменная частота ω_p в нем расположена в ближней УФ области спектра [3]. По этой причине серебро неоднократно использовали для проверки теории переходного излучения при бомбардировке металлических пленок быстрыми электронами [4].

Оптические свойства как объемного серебра, так и тонких слоев изучены достаточно хорошо [3, 5].

Характеристики свечения, возникающего при облучении серебра медленными (с энергией порядка сотни эВ) электронами, исследовались в ряде работ [6, 7]. Было показано, что при облучении медленными электронами монокристаллической пленки серебра свечение возникает при достижении средней толщины слоя порядка двух монослоев [7]. Там же было отмечено наличие значительной температурной зависимости интенсивности свечения в области длин волн, соответствующих плазменным колебаниям.

В настоящей работе исследованы характеристики электрон-фотонной эмиссии серебра в области оптического резонанса для широкого диапазона толщин пленок непосредственно в процессе их роста на вольфрамовой монокристаллической подложке. Детально исследованы спектральные характеристики излучения при различных температурах.

Методика эксперимента

Экспериментальная установка включала в себя металлическую сверхвысоковакуумную камеру с кварцевым окном. Рабочее давление остаточных газов было порядка $5 \cdot 10^{-9}$ тор. Электронная пушка с оксидным катодом формировала электронный пучок с интегральным током порядка 100 мкА и энергией электронов 300 эВ, направленный по нормали к поверхности мишени. Излучение регистрировалось под углом 40° к нормали.

Спектральный состав излучения анализировался с помощью монохроматора МДР-3. Спектральная ширина щели $\approx 50 \text{ \AA}$. Степень поляризации измерялась с помощью поляризационных фильтров.

В качестве подложки была использована грань (110) вольфрама. Выбор подложки сделан на основании исследования тонких пленок серебра методами дифракции медленных электронов и Оже-спектроскопии [8]. В этой работе показано, что при напылении серебра на грань (110) W на начальных стадиях напыления образуется монокристаллическая пленка серебра, ориентированная направлением [111] вдоль нормали к поверхности образца. Весьма существенно, что начиная с самых малых толщин пленка растет сплошным слоем.

В этой же работе приведена характерная зависимость потенциала поверхности системы от толщины серебряного покрытия. Таким образом, измеряя потенциал поверхности, можно оценивать степень покрытия в процессе напыления.

Экспериментальные результаты

1. Изменение спектров свечения пленки серебра при увеличении ее толщины. На начальной стадии напыления (стадия а), когда сплошной слой серебра на поверхности образца еще не сформировался ($\theta < 1$), можно наблюдать резонансные линии ($\lambda' = 3280 \text{ \AA}$ и $\lambda'' = 3380 \text{ \AA}$) спектра свечения атомарного серебра, возбуждаемого электронным ударом вблизи поверхности образца, где пересекаются атомный (Ag) и электронный пучки. При этом атомы се-

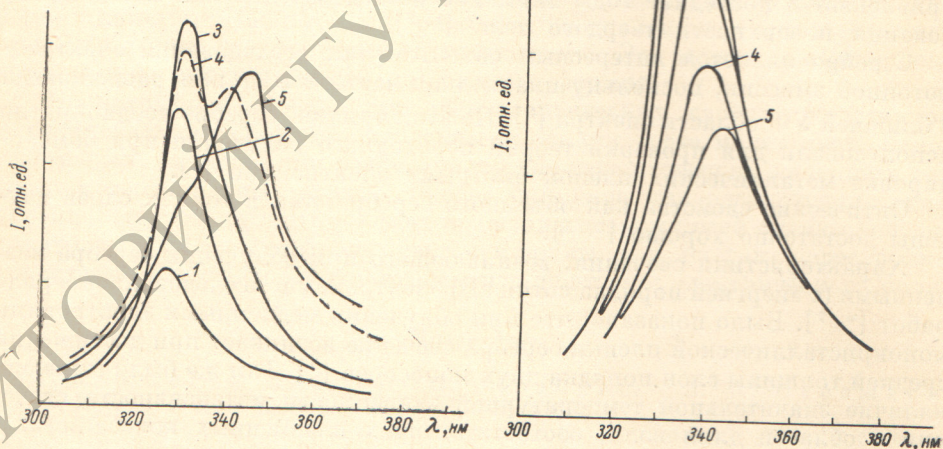


Рис. 1. Спектры свечения слоев серебра, соответствующие разным толщинам. $E_p = 300 \text{ эВ}$. 1, 2, 3 — стадия напыления б; 4, 5 — стадия напыления в. Нумерация спектров дана в порядке возрастания толщины слоя серебра.

Рис. 2. Спектры свечения тонкой (стадия напыления б) пленки серебра при различных температурах.

$t, \text{ }^\circ\text{C}$: 1 — 70, 2 — 90, 3 — 180, 4 — 230, 5 — 290.

ребра, находящиеся на поверхности образца, не дают заметного вклада в свечение (выключение распылителя Ag приводит к исчезновению свечения).

При достижении степени покрытия $\theta \approx 2$ (стадия напыления б) возникает характерное свечение пленки серебра, облучаемой медленными электронами (рис. 1). Спектральное распределение интенсивности излучения при этом представляет собой примерно лорентцевский контур с положением

максимума при $\lambda_0 = 3270 \text{ \AA}$ и полушириной $\Delta\lambda \approx 150 \text{ \AA}$. На начальной стадии напыления интенсивность свечения на длине волны 3300 \AA растет с увеличением толщины слоя d пропорционально d^2 .

Когда толщина слоя серебра достигает нескольких десятков ангстрем ($\approx 40 \text{ \AA}$) (стадия напыления b), в спектре излучения возникает два максимума при $\lambda_1 \approx 3310 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 \approx 3400 \text{ \AA}$.

При дальнейшем увеличении толщины пленки преобладающим в спектре становится максимум λ_2 . Положение максимумов λ_1 и λ_2 хорошо согласуется с положением максимумов в спектрах энергетических потерь электронов, соответствующих поверхностным ($\hbar\omega_s = 3.63 \text{ эВ}$) и

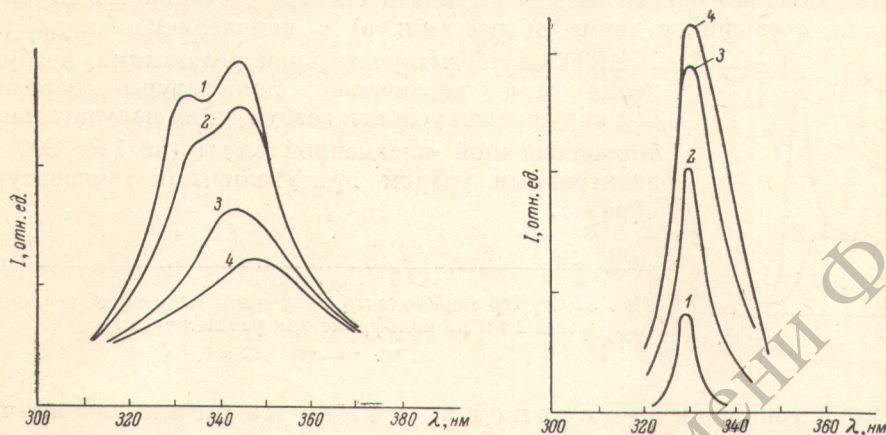


Рис. 3. Спектры свечения толстой (стадия напыления b) пленки серебра при различных температурах.

Кривые пронумерованы в порядке возрастания температуры.

Рис. 4. Спектры температурного «тушения» свечения тонкой пленки серебра.

Исходный спектр соответствует $t = 70^\circ \text{ C}$. Кривые 1—4 получены вычитанием из ординат исходного спектра соответствующих ординат спектров, записанных при более высоких температурах.

объемным ($\hbar\omega_p = 3.78 \text{ эВ}$) плазмонам [9]. Поэтому можно предположить, что максимум λ_1 соответствует тонкопленочной излучательной плазменной моде, которая распадается с излучением на частоте $\omega = \omega_p$ [10]. А максимум λ_2 обусловлен излучательным распадом на шероховатостях неизлучательных поверхностных плазмонов [11].

Кроме того, известно, что спектры как переходного, так и тормозного излучения, возбуждаемого электронами в тонких пленках, имеют хорошо выраженный максимум вблизи $\omega = \omega_p$ [12].

2. Изменение спектра свечения тонкой пленки серебра с температурой. При небольших толщинах слоя, когда в спектре излучения присутствует только один максимум λ_0 , увеличение температуры приводит к увеличению полуширины максимума и уменьшению его амплитуды (рис. 2).

Обратимость изменения спектра и небольшой температурный интервал ($70 - 290^\circ \text{ C}$) позволяют не рассматривать возможность отжига слоя или структурных превращений при прогреве.

Уменьшение интенсивности свечения при изменении температуры происходит линейно, в то время как увеличение полуширины — по более сложному закону.

3. Изменение спектра свечения толстой пленки серебра с температурой. Нагревание достаточно толстой пленки серебра (когда в спектре свечения присутствуют максимумы λ_1 и λ_2) приводит к «подавлению» максимума λ_1 . Максимум λ_2 при этом изменяется меньше (рис. 3).

Естественно предположить, что и в случае тонкой пленки, когда в спектре свечения наблюдается один максимум, его изменение при прогреве также обусловлено «подавлением» одного из двух спектрально неразрешенных в нашем случае максимумов.

Если проанализировать разностные спектры свечения тонкой пленки, соответствующие различным температурам (рис. 4), то видно, что изменение спектра с температурой можно свести к наложению «отрицательного» максимума при $\lambda = 3300 \text{ \AA}$, амплитуда которого растет с температурой. Это, вероятно, свидетельствует о сложной внутренней структуре максимума λ_0 даже в случае тонкой пленки серебра.

«Подавление» одного из максимумов в спектре свечения может быть связано, очевидно, с двумя процессами: а) с появлением канала (на $\lambda \approx 3300 \text{ \AA}$) безызлучательной релаксации возбуждения при увеличении температуры образца; б) с нарушением условия возбуждения излучательной тонкопленочной плазменной моды (на $\lambda \approx 3300 \text{ \AA}$) электронным ударом при увеличении температуры образца.

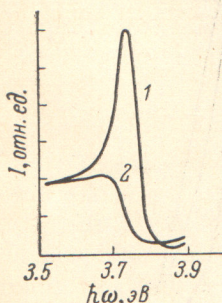


Рис. 5. Спектр переходного излучения слоя серебра толщиной 2 нм на вольфраме для разных температур.

$t, ^\circ\text{C}$: 1 — 20, 2 — 300.

4. Изменение степени поляризации излучения с температурой. Степень поляризации рассматриваемого излучения довольно высокая и достигает на стадии напыления (б) 85% для максимума λ_0 . Значительно превалирует p -компонента излучения с вектором E в плоскости наблюдения. При увеличении толщины слоя степень поляризации становится меньше и меняется по спектру. Более длинноволновый максимум излучения во всех случаях обладает меньшей степенью поляризации.

При нагревании образца поляризационные характеристики излучения изменяются. Общая тенденция заключается в уменьшении степени поляризации при увеличении температуры. В случае тонкой пленки серебра степень поляризации уменьшается в области λ_0 от 85 до 63% при нагревании образца от комнатной температуры до 300°C .

В случае толстой пленки серебра (когда в спектре присутствует два максимума: вблизи λ_1 и λ_2) степень поляризации излучения вблизи λ_1 уменьшается сильнее при нагревании образца, чем вблизи λ_2 .

Обсуждение результатов

Изменение спектров свечения пленок серебра, возбуждаемых медленными электронами, при увеличении температуры образца сводится в основном к подавлению максимума λ_1 ($\lambda_1 \approx 3300 \text{ \AA}$, $\hbar\omega_1 \approx 3.74 \text{ эВ}$). Такое подавление может быть связано с передачей энергии тонкопленочного излучательного плазмона к электрону, переходящему из заполненной зоны в свободную. Оптические свойства серебра при энергиях квантов около 4 эВ в значительной мере обусловлены структурой энергетических зон вблизи L точки зоны Бриллюэна (см. рисунок из [13]). В нашем случае энергетическое положение канала безызлучательной релаксации энергии возбуждения не изменяется с температурой и его можно отождествить с $L_3 \rightarrow L'_2$ -переходом. Энергия этого перехода по результатам работы [13] 3.73 эВ, что практически совпадает с положением максимума на рис. 4 (3.74 эВ). При низких температурах электронные состояния вблизи L'_2 заполнены, поскольку они лежат примерно на 0.25 эВ ниже уровня Ферми.

При увеличении температуры расширение Ферми-распределения частично освобождает электронные состояния вблизи L'_2 и переходы $L_3 \rightarrow L'_2$ становятся возможными.

В моделях переходного и тормозного излучения его спектральный состав определяется зависимостью диэлектрической проницаемости от частоты. (Если эта зависимость изменяется с изменением температуры, то можно попытаться рассчитать температурное изменение спектра свечения). Изменение $\epsilon(\omega)$ с температурой обнаружено экспериментально и предсказывается теоретически [14].

Если использовать данные работы [14] по температурной зависимости $\epsilon(\omega)$, то расчет по модели переходного излучения дает изменение спектра излучения с температурой, показанное на рис. 5.

Таким образом, изменение спектров свечения пленок серебра, облучаемых медленными электронами при увеличении температуры образца, может быть связано как с появлением безызлучательного канала релаксации возбуждения, так и с температурной зависимостью $\epsilon(\omega)$.

Литература

- [1] О. М. Артамонов, S. N. Samarin. *Rad. Eff.*, 40, 201, 1979.
- [2] П. Г. Борзяк, Ю. А. Кулюпин. *Укр. физ. ж.*, 24, 204, 1979.
- [3] H. Ehrenreich, H. R. Philipp. *Phys. Rev.*, 128, 1622, 1962.
- [4] Ф. А. Арутюнян, А. Х. Мхитарян, А. О. Овсесян, Р. А. Оганесян, Б. О. Ростомян. *ЖЭТФ*, 62, 1263, 1972; A. L. Frank, E. T. Arakawa, R. D. Birkhoff. *Phys. Rev.*, 126, 1947, 1962.
- [5] R. H. Huebner, E. T. Arakawa, R. A. Mac Rae, R. N. Hamm. *J. Opt. Soc. Amer.*, 54, 1434, 1964.
- [6] В. А. Крицкий, С. С. Поп, И. П. Запесочный. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 43, 478, 1979.
- [7] О. М. Артамонов, С. Н. Самарин, И. И. Яковлев. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 43, 450, 1979.
- [8] E. Bauer, H. Porra, P. Davis. *J. Appl. Phys.*, 48, 3773, 1977.
- [9] J. Daniels. *Z. Phys.*, 203, 235, 1967.
- [10] W. Steinmann. *Phys. Stat. Sol.*, 28, 437, 1968.
- [11] R. H. Ritchie. *Phys. Stat. Sol.*, 39, 297, 1970.
- [12] M. S. Tomaš, A. A. Lucas, M. Sunjic, D. Juretic. *Phys. Rev.*, B9, 1489, 1974.
- [13] P. Winsemius, F. F. van Kampen, H. P. Lengkeek, G. G. van Went. *J. Phys. F*, 6, 1583, 1976.
- [14] E. Colavita, S. Modesti, R. Rosei. *Phys. Rev.*, B14, 3415, 1976.

Поступило в Редакцию 13 февраля 1980 г.