

## СВЕЧЕНИЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИИ ИОНОВ СЕРЕБРА НА ПОВЕРХНОСТЬ СЕРЕБРЯНОГО КАТОДА

Б. И. Макшанцев, М. Б. Агранат, А. Я. Аксенов, А. Р. Исаакян,  
 А. Д. Кудakov, Д. Е. Шумов

Известно, что электроны выходят за пределы условной поверхности металла за счет подбарьерного туннелирования [1]. Поэтому если вблизи указанной поверхности находится положительный ион этого металла, то туннелирующие электроны могут, в том числе, и излучательно рекомбинировать с ионом, испуская фотоны непрерывного спектра. Такого рода процессы привлекались для объяснения экспериментальных данных по свечению металла под действием пикосекундных лазерных импульсов [2].

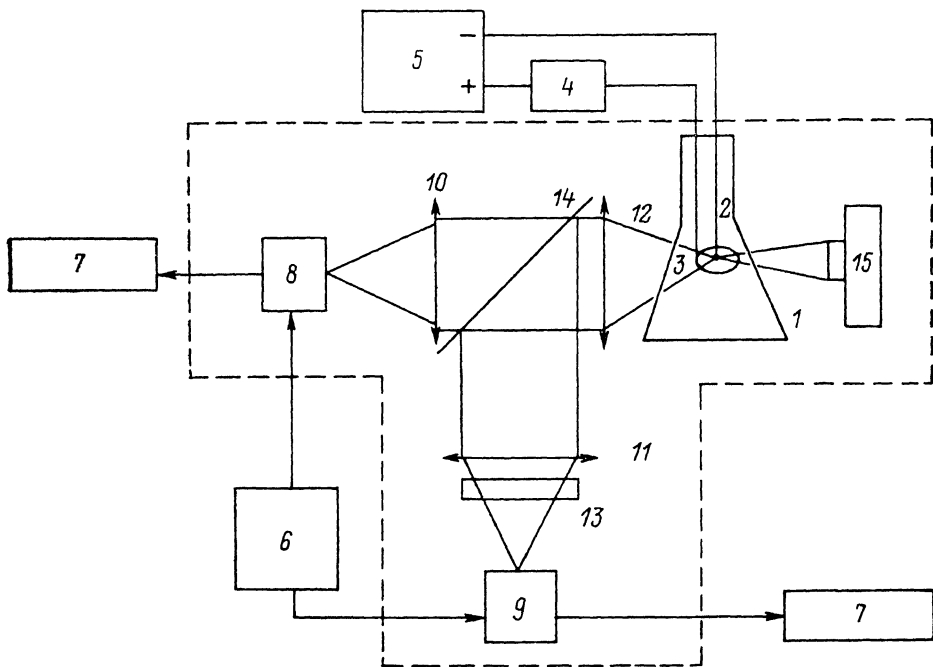


Рис. 1. Экспериментальная установка.

1 — кварцевая колба с дистиллированной водой; 2 и 3 — серебряные катод и анод; 4 — миллиамперметр М253; 5 — Б5-47, низковольтный блок питания; 6 — Б5-24, блок питания ФЭУ; 7 — В7-40, вольтметры; 8, 9 — фотоумножитель (ФЭУ-136); 10—12 — фокусирующие линзы; 13 — светофильтр; 14 — светоделительная пластина; 15 — фотоаппарат «Зенит-Е».

Однако, насколько известно авторам, непосредственных экспериментальных доказательств существования указанного выше рекомбинационного свечения нет.

Очевидно, изучая спектр этого излучения, можно надеяться на получение информации о структуре поверхностных уровней металла. Это особенно привлекательно, поскольку такой процесс осуществим в жидкости при электроосаждении ионов металла на его поверхности, что несравненно проще, чем изучение поверхностных уровней в вакууме [3].

В настоящей работе экспериментально обнаружено и изучено свечение, возникающее при электроосаждении ионов серебра на поверхность серебряного катода. Это свечение удастся объяснить с помощью указанного механизма излучательной рекомбинации.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Система серебряных электродов помещалась в кварцевую колбу с дистиллированной, специально очищенной, водой. Штриховой линией выделена часть схемы, которая находится в светонепроницаемом ящике.

Световой поток от колбы направляется через светоделитель одновременно на два фотоэлектронных умножителя ФЭУ-136, первый из которых используется в качестве опорного, а второй фиксирует интенсивность света после одного из следующих светофильтров: УФС-8, БС-4, СЗС-21, ЖС10, ЖС17, ОС14, КС19. В результате обработки показаний ФЭУ для разных светофильтров с учетом относительной спектральной чувствительности

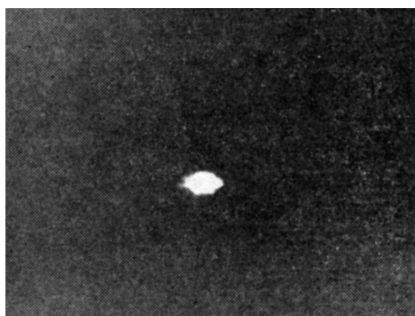


Рис. 2. Свечение катода, зафиксированное в эксперименте.

ФЭУ-136 получена спектральная характеристика свечения (рис. 2, точки). Как видно из этого рисунка, характерным для спектральной зависимости являются наличие коротковолновой границы спектра свечения вблизи длины волны  $\lambda = 0.350$  мкм и медленный спад интенсивности в области больших значений. Следует отметить, что каждая точка на этом рисунке получена в результате статистической обработки многократно повторенных измерений.

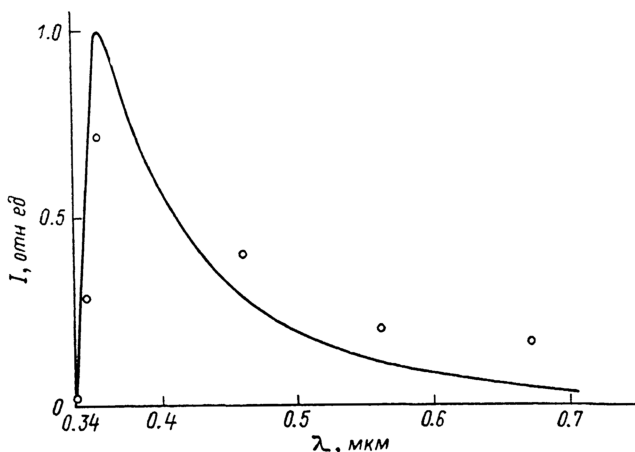


Рис. 3. Спектральная характеристика свечения катода.

Кроме этого, излучение фиксировалось на высокочувствительную фотопленку («Тасма», тип 29, чувствительность  $\sim 10^{-6}$  Дж/см<sup>2</sup>) с помощью фотоаппарата «Зенит-Е». На рис. 3 приведена фотография свечения, зафиксированного в опыте при напряжении между электродами 3 В и ионном токе  $\sim 30$  мА. Свечение наблюдается в области отрицательного электрода, на который осаждаются положительные ионы.

Энергия рекомбинационного излучения вследствие подбарьерного туннелирования электронов к осаждающимся на катод ионам серебра можно оценить согласно «золотому правилу» Ферми с помощью выражения

$$E = \int_0^{\pi} dt S \int N(x, t) \int \frac{V d^3 k}{(2\lambda)^3} n_F(E_i(\mathbf{k})) \int dE_f \rho(E_f) \frac{1}{4\pi^2 c^3} \sum_{\sigma} \int |\langle i | \hat{W} | f \rangle|^2 \times \\ \times \delta(E_i(\mathbf{k}) - E_f - \hbar\omega) V \omega^3 d\omega d\Omega, \quad (1)$$

где  $T$  — время эксперимента;  $S$  — площадь катода;  $N(x, t)$  — концентрация ионов серебра, определяемая из кинетического уравнения

$$\frac{\partial N}{\partial t} = V \frac{\partial N}{\partial x} - \beta n(x) N, \quad (2)$$

$v$  — скорость ионов;  $x$  — координата, отсчитываемая от условной границы металла;  $\beta$  — константа, полной рекомбинации электронов с ионами;  $n(x) = n_0 e^{-\gamma x}$  — концентрация электронов вблизи границы металла;  $N(x=L, t) = \alpha/v$  — граничное условие на аноде;  $V$  — объем системы;  $\mathbf{k}$  — волновой вектор электронов в металле;  $n_F(E_i(\mathbf{k}))$  — фермиевская функция распределения электронов в металле по начальным энергиям  $E_i(\mathbf{k})$ ;  $\rho$  — плотность уровней конечных энергий электронов  $E_f$  в ионе, учитывающая размытие уровней вследствие взаимодействия со средой;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\sigma$  — индекс поляризации фотонов;  $\langle i | \hat{W} | f \rangle$  — матричный элемент от оператора взаимодействия электрона с электромагнитным полем между состоянием электрона в металле  $|i\rangle$  и на ионе  $|f\rangle$ , причем в качестве состояния  $|f\rangle$  выбиралось основное состояние водородоподобного атома;  $d\Omega$  — элемент телесного угла, в котором излучается фотон частоты  $\omega$ . Отметим, что влияние диэлектрических свойств воды в наших расчетах можно пытаться учесть введением эффективных констант. Однако, поскольку нас будут интересовать не абсолютные величины, а качественный характер спектра излучения рекомбинирующих электронов, то вопрос не представляется существенным.

Из (1), (2) с учетом того, что параметр  $\delta = \beta n_0 / \gamma v \gg 1$ , так как  $\beta \sim 10^{-10} \div 10^{-13}$  см<sup>3</sup>/с,  $n_0 \sim 10^{22}$  см<sup>-3</sup>,  $\gamma \sim 10^8$  см<sup>-1</sup>,  $v \sim 0.01 \div 0.1$  см/с, получаем

$$E = T \int I(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

где

$$I(\lambda) = \frac{B}{\lambda^3} \frac{\exp(-\sqrt{\Delta - \lambda_0/\lambda})}{1 + \kappa \exp(\lambda_1/\lambda)}, \quad B = \frac{\sqrt{2}}{9} \frac{\pi^3 \hbar^4 S}{m^{3/2} c} \frac{\alpha}{v} e^2 v_F \nu(E_F) \times \\ \times \sqrt{\frac{E_f^{(0)}}{E_f^3} \frac{(U - E_f^{(0)})^{3/2}}{U(U - E_F)^{3/2}}} \ln^2 \delta}, \quad \Delta = \frac{U - E_f^{(0)}}{U - E_F} \ln^2 \delta, \\ \lambda_0 = \frac{2\pi \hbar c}{U - E_F} \ln^2 \delta, \quad \kappa = \exp\left(-\frac{E_F - E_f^{(0)}}{k_B T_0}\right), \quad \lambda_1 = \frac{2\pi \hbar c}{k_B T_0}.$$

Здесь  $e, m$  — заряд и масса электрона;  $v_F$  — скорость электрона на уровне Ферми;  $\nu(E_F)$  — плотность состояний электронов на уровне Ферми  $E_F$ ;  $E_f^{(0)}$  — энергия основного состояния электрона на ионе серебра вдали от поверхности металла;  $U - E_F$  — работа выхода электрона из металла в жидкость;  $T_0$  — комнатная температура.

Спектральная плотность излучения  $J(\lambda)$ , определенная в (3) при соответствующих значениях параметров, качественно (это видно из кривой рис. 2), согласуется с экспериментальными данными.

В заключение отметим, что величина энергии (3) при указанных выше значениях ряда параметров и для обычных значений других при  $T \sim 10^5$  с составляет величину  $E \sim 10^{-1}$  Дж, что значительно превышает энергетический порог чувствительности использованной фотопленки ( $10^{-6}$  Дж/см<sup>2</sup>).

Авторы выражают глубокую благодарность Н. И. Войткевичу и В. Л. Шишову за помощь в проведении экспериментов.

#### Список литературы

- [1] Поверхностные свойства твердых тел. М.: Мир, 1972. 432 с.
- [2] Аграват М. Б., Анисимов С. И., Макшанцев Б. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 11. С. 3433—3436.
- [3] Бельский А. Я. // УФН. 1981. Т. 134. С. 125—132.

ВНИИОФИ  
Москва

Поступило в Редакцию  
4 сентября 1990 г.