

П. Г. БОРЗЯК и Н. Д. МОРГУЛИС

## ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕРЕБРЯНО-КИСЛОРОДНО-ЦЕЗИЕВЫХ КАТОДОВ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 1 VI 1948)

Вопрос о роли оптических факторов в фотоэлектронной эмиссии современных эффективных фотокатодов очень важен для выяснения природы этого явления. С целью выяснения этого вопроса в нашей лаборатории был поставлен цикл исследований; в наших предыдущих публикациях <sup>(1)</sup> уже сообщалось подробно о результатах, полученных нами для эффективного сурьмяно-цезиевого катода. В этой работе, при использовании методики фотоэлектрического клина, были определены оптические постоянные этого катода, установлена прямая связь фотоэффекта с энергией световой волны в непосредственной близости от самой эмиттирующей поверхности и т. д. В настоящей работе был подвергнут подобному же исследованию второй главный представитель современных эффективных фотокатодов — серебряно-кислородно-цезиевый (с. к. ц.) катод, для которого прежние попытки <sup>(2)</sup> выяснения роли оптических факторов кончились неудачей. Полученные в настоящей работе результаты сводятся, кратко, к следующему.

Исследуемый с. к. ц. клинообразный катод изготовлялся следующим образом. Внутри лампы, погруженной в жидкий воздух, на поверхности стеклянной и двух боковых платиновых контактных дорожек наносился испарением из точечного источника клин металлического серебра. Затем в лампу вводился кислород, создавался тлеющий разряд с минусом на серебряном слое и при постепенном повышении температуры серебряный клин постепенно окислялся, делаясь при этом прозрачным и показывая в отраженном свете совершенно четкую интерференционную картину (линии равной толщины). Пример подобной картины изображен кривой на рис. 1, где представлена измеренная при помощи монохроматического светового зонда ( $\lambda = 800 \text{ м}\mu$ ) зависимость относительного коэффициента отражения света  $R'$  слоем, лежащим на стекле, от координаты  $x$  данного места клина относительно его центра. Поскольку свет в этом клине поглощается очень слабо, из отношения  $R'_{\text{max}}/R'_{\text{min}}$  можно, на основании выведенных ранее формул <sup>(1)</sup>, оценить значение коэффициента преломления этого слоя, оказавшегося здесь  $n' \approx 1,9$ . Вслед за этим, слой окиси серебра  $\text{Ag}_2\text{O}$  обрабатывался парами цезия обычным способом. В результате этого был получен окончательный с. к. ц. катод, с типичной для него спектральной характеристикой (см. ниже). Результаты измерения отражения света от этого с. к. ц. слоя для той же  $\lambda = 800 \text{ м}\mu$  представлены на рис. 1 кривой  $R$ , которая показывает заметное поглощение света. Однако, например, при  $\lambda = 1000 \text{ м}\mu$  приведенный коэффициент  $k \approx 0,3$ , т. е. является сравнительно небольшим (см. ниже), и поэтому, по вышеуказанному методу, из  $R_{\text{max}}/R_{\text{min}}$  можно прибли-

женно оценить величину коэффициента преломления с. к. ц. слоя, который оказался здесь порядка  $n \approx 2,1$ . Если иметь в виду, что для стеклянного подслоя  $n_1 \approx 1,5$ , а для платинового  $n_2 > 2,5$ , то должно иметь место неравенство  $n_1 < n < n_2$ , что дополнительно вполне подтверждается ходом величины  $R$  в области, где клин, утончаясь, сходится на-нет на стеклянном (рис. 1) и на платиновом (рис. 2) подслое. Определив подобным образом величину  $n$ , можно по положению интерференционных полос определить толщину клина в данном месте

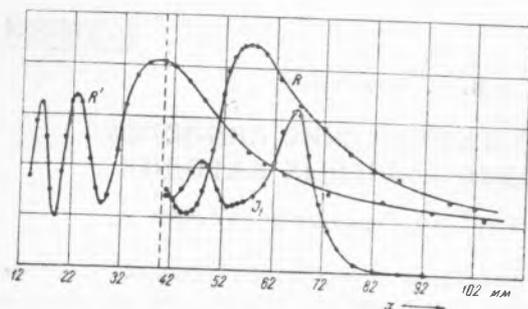


Рис. 1

его обработке цезием, который оказался порядком 2,8. Затем при помощи монохроматического светового зонда были произведены измерения распределения вдоль с. к. ц. клина прямого фототока  $I_1 = f(x)$ ; пример этих измерений для  $\lambda = 800 \text{ м}\mu$  также представлен на рис. 1. При сопоставлении кривых для  $R$  и  $I_1$  на

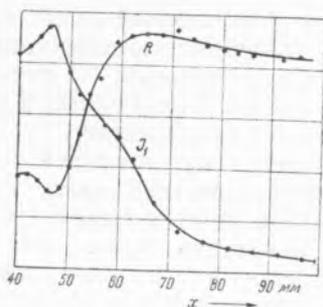


Рис. 2

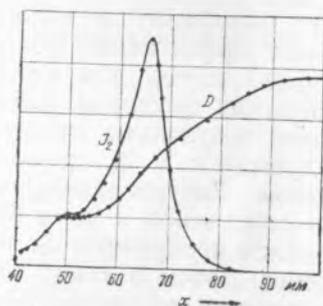


Рис. 3

этом рисунке сразу обращает на себя внимание следующий, установленный нами еще для сурьмяно-цезиевых катодов факт: прямой фототок имеет не монотонный, а периодический ход, и его кривая  $I_1 = f(x)$ , за исключением крайнего правого максимума (см. ниже), находится непосредственно почти в контрфазе с интерференционной кривой для отраженного света  $R = f(x)$ ; подобное же явление имеет место и для с. к. ц. клина на платиновой дорожке, как это видно для  $\lambda = 800 \text{ м}\mu$  из рис. 2. Как было показано в нашей предыдущей работе <sup>(1)</sup>, это обстоятельство означает, что распределение прямого фототока определяется распределением энергии световой волны  $\epsilon$  у передней, эмиттирующей фотоэлектроны поверхности слоя. Вследствие неравенства  $n_1 < n < n_2$  кривые  $R = f(x)$  из рис. 1 и 2 имеют в своей крайней правой части противоположный ход (влияние потери полуволны при отражении), а кривые  $I_1 = f(x)$  имеют здесь различный вид: при росте толщины слоя  $d$  в случае платинового подслоя фототок  $I_1$  непрерывно растет до своего „оптического“ максимума, а в случае стеклянного подслоя он еще имеет, естественно, дополни-

а, а затем и величину  $d_0$  из следующей формулы распределения толщины слоя вдоль клина:

$$d = \frac{d_0}{[1 + (x/a)^2]^{1/2}}, \quad (1)$$

что дает нам возможность определить толщину с.к.ц.клина в любом его месте <sup>(1)</sup>. Сделав то же самое для  $\text{Ag}_2\text{O}$ -клина, можно оценить коэффициент разбухания слоя  $\text{Ag}_2\text{O}$  при

тельный „физический“ максимум  $I_{1m}$  в том месте, где толщина с. к. ц. слоя  $d_m$  соответствует приблизительно эффективной области фотоэлемента. В самом деле, в этом случае стеклянного подслоя, для которого  $n_1 \approx 1,5$ , имеет место соотношение  $n_1 < n > 1,0$ , т. е. в правой, наиболее тонкой части клина, по мере его утончения, растет энергия световой волны у внешней поверхности слоя  $\varepsilon$ , облегчая тем самым фотоэмиссию, однако для полного использования этой энергии  $\varepsilon$  необходимо, чтобы катод имел достаточную толщину, равную  $d_m$ ; значение этой величины для разных  $\lambda$  представлено в табл. 1.

Вслед за этим было подобным же методом измерено распределение вдоль клина оптической прозрачности  $D = f(x)$  обратного фотоэффекта  $I_2 = f(x)$ . Пример этих измерений для с. к. ц. слоя для  $\lambda = 800$  м $\mu$ , т. е. в условиях рис. 1, представлен на рис. 3, который, как легко убедиться, в точности аналогичен полученным с сурьмяно-цезиевым катодом результатам (1). Из рис. 3 можно, следовательно, сделать следующие заключения: кривая распределения прозрачности  $D = f(x)$  в своей левой части обнаруживает наличие интерферен-

Таблица 1

$\lambda$ , м $\mu$	$d_m$ , м $\mu$	$k$	$1/\mu$ , м $\mu$	$1/\sigma$ , м $\mu$
420	45	0,8	42	63
500	47	1,3	29	75
600	55	1,3	34	85
700	62	1,2	48	81
800	67	0,8	83	50
900	62	0,5	132	33
1000	88	—	—	—
1100	97	—	—	—

ционной картины в проходящем свете в нашей тонкой с. к. ц., поглощающей свет пленке. Кривая распределения обратного фототока  $I_2 = f(x)$  имеет, естественно, резкий физический максимум  $I_{2m}$  и затем некоторый дополнительный небольшой максимум-полку, находящийся здесь в одной фазе с интерференционным максимумом в кривой распределения прозрачности. Последнее, как известно (1), означает, что распределение обратного фототока определяется распределением энергий световой волны  $\varepsilon$  у задней, эмиттирующей в данном случае фотоэлектроны поверхности с. к. ц. слоя. Затем, как показывают результаты наших измерений, положение основного „физического“ максимума обратного фототока  $I_{2m}$ , при всех длинах волн  $\lambda$ , в точности совпадает с положением „физического“ максимума прямого фототока  $I_{1m}$  и находится при тех же толщинах клина  $d_m$ , представленных в табл. 1; однако при этом во всех случаях  $I_{2m} > I_{1m}$ , причем их отношение  $\approx 1,5 - 1,8$ .

Все приведенные на рис. 1, 2 и 3 измерения для  $\lambda = 800$  м $\mu$  были произведены нами в спектральном интервале 420—1100 м $\mu$ , где результаты могут несколько отличаться соответственно тому, что оптические постоянные с. к. ц. слоя изменяются с длиной волны  $\lambda$  (см. ниже), как это было установлено и для сурьмяно-цезиевого слоя (1). Для некоторой характеристики произведенных измерений мы приводим на рис. 4 спектральное распределение на единицу падающей энергии: прямого фототока  $I_1$  и оптической прозрачности  $D$  в точке, где толщина слоя равна 62 м $\mu$ , и затем максимального значения обратного фототока  $I_{2m}$  в точках, где толщина слоя имеет значение  $d_m$ , представленное в табл. 1. Из рассмотрения рис. 4 легко убедиться, что кривые спектрального распределения обоих фототоков в точности соответствуют известным, типичным для нормального с. к. ц. фотокатода (3), как по наличию и расположению обоих максимумов, так и по красной границе.

Таким образом, аналогично случаю сурьмяно-цезиевых катодов (1) и в данном случае с. к. ц. катодов, а следовательно, вероятно, и для всех эффективных фотокатодов следует признать, что одним из основных факторов, определяющих процесс фотоэмиссии из них является

энергия световой волны в непосредственной близости от эмитирующей фотоэлектронной поверхности катода. На опыте этот факт часто маскируется другими осложняющими явлениями. Специфически интересно, конкретно для данного случая с. к. ц. катода, то, что хотя, соответственно реакции  $\text{Ag}_2\text{O} + 2\text{Cs} \rightarrow \text{Cs}_2\text{O} + 2\text{Ag}$ , при обработке цезием в объеме катода должно выделяться огромное количество раскисленного металлического серебра, последний, очевидно, либо равномерно распределяется в объеме катода в виде чрезвычайно мелких частиц, линейные размеры которых  $l \ll \lambda/\pi$ , либо при этом обра- зуется какая-то однородная система, так как только в этом случае возможно получение четкой интерференционной картины в слое.

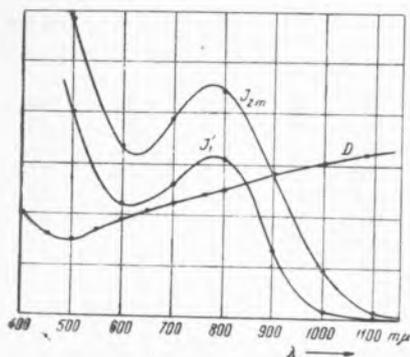


Рис. 4

Наряду с оптическими факторами, в процессе фотоэмиссии очень большое значение имеет также и кинетика движения возбужденных фотоэлектронов внутри катода, на которой мы уже останавливались в прошлом в случае сурьмяно-цезиевых катодов. Этот вопрос будет нами подробно разработан также и для с. к. ц. катодов, однако уже сейчас можно предварительно сделать следующие оценочные подсчеты. Пользуясь монохроматической кривой прозрачности  $D = f(x)$  или  $D = f(d)$  в области больших толщин

и формулой

$$D = A \exp(-\mu d) = A \exp\left(-4\pi \frac{k}{\lambda} d\right), \quad (2)$$

можно оценить значения приведенного коэффициента поглощения  $k$  и эффективного пробега квантов света в катоде  $1/\mu$ . Затем, по значению толщины слоя  $d_m$  (см. табл. 1) в максимуме обратного фотоэффекта с помощью формулы

$$d_m = \frac{\ln(\mu/\sigma)}{(\mu - \sigma)} \quad (3)$$

можно оценить значения эффективного пробега фотоэлектрона  $1/\sigma$  в веществе с. к. ц. катода. Полученные подобным образом значения величин  $k$ ,  $1/\mu$  и  $1/\sigma$  для разных длин волн света  $\lambda$  приведены в табл. 1. При сравнении этих величин для с. к. ц. катода с соответствующими величинами для сурьмяно-цезиевого катода<sup>1)</sup> видно, что в общих чертах, конечно, они имеют подобный характер. Это обстоятельство позволяет надеяться на возможность создания единой теории не только роли оптических факторов, но также и кинетики движения электронов и т. д. в общей проблеме физики современных эффективных фотокатодов.

Институт физики  
Академии Наук СССР

Поступило  
29 V 1948

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Н. Д. Моргулис, П. Г. Борзяк и Б. И. Дятловническая. ДАН, 52, 681 (1946); 56, 925 (1947); Изв. АН СССР, сер. физ., 12, 126 (1948). <sup>2</sup> W. Kluge, Phys. Z., 34, 465 (1933); Н. Ives and A. Olpin, J. O. S. A., 24, 198 (1934), <sup>3</sup> См. напр. С. Ю. Лукьянов, Фотоэлементы, 1948, рис. 27, 28 и 29.