

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Н. Д. МОРГУЛИС и В. С. ЯГОВДИК

**НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОКСИДНО-БАРИЕВЫХ
ТЕРМОКАТОДОВ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 10 XI 1947)

Оксидный термокатод является основным элементом разных современных электронных приборов и электронных устройств. Но несмотря на его очень широкое распространение и давнюю известность, природа электронной эмиссии из него известна лишь в общих чертах. Причина этого заключается в том, что основные значения для электронной эмиссии могут иметь разные электронные процессы, происходящие внутри объема оксидного термокатада и на внутреннем контакте, о которых еще очень мало известно⁽¹⁾. Настоящая работа, начатая нами еще весной 1941 г. и возобновленная после длительного перерыва лишь недавно, посвящена исследованию комплекса явлений, происходящих внутри реального оксидного термокатада в процессе его электронной эмиссии.

Исследованный нами оксидный катод имел никелевый цилиндрический керн диаметром 1,25 мм и длиной 1,6 см с подогревом изнутри, покрытый слоем обычной оксидной пасты общей толщиной $d \leq 200 \mu$, в который на расстоянии примерно 50, 80—100 и 150 μ от керна были вмазаны 3 зонда. Зонды представляли собой никелевые полосушки толщиной $\geq 7 \mu$ и шириной $\approx 0,15$ мм, намотанные в виде спирали в 2—3 витка так, чтобы не заслонять друг друга. На одном каком-нибудь очень небольшом участке оксидный слой считался так, чтобы можно было при помощи оптического микропирометра Сименса определять не только температуру внешней поверхности оксида T , но и температуру керна T' , а значит, и температурный перепад на оксидном слое $\Delta T = (T' - T)$. Цилиндрический анод с дырочкой для пирометрирования катода имел диаметр 7 мм и длину 16 мм. Все измерения производились с помощью припаянной к вакуумной установке лампы при ее непрерывной откачке; катод тщательно активировался. Описанная подробно в другом месте⁽²⁾ измерительная схема состояла из тиратронного (с лампой ТГ-8/3000) генератора релаксационных колебаний, подававшего на анод исследуемой лампы экспоненциальные импульсы напряжения V_a с амплитудой до ≈ 1500 V, имевшие постоянную времени $\tau = CR$ в пределах примерно от 50 до 500 μ сек. и частоту порядка 1 Hz. При помощи этих импульсов напряжения на экране катодного осциллографа Дюмонта 208-В наблюдались вольтамперные характеристики эмиссионного тока исследуемого катода $I = f(V_a)$, которые затем переносились на график. Одновременно простым поворотом переключателя можно было наблюдать на экране осциллографа также и характеристику зависимости потенциала каждого из зондов V_s от V_a , т. е. — на основании зависимости $I = f(V_a)$ — от силы проходящего через оксид эмиссионного тока I . Постоянная

времени τ импульсов анодного напряжения V_a выбиралась 192 мсек., т. е. такой, чтобы здесь практически не сказывались известные временные процессы, характерные для импульсной эмиссии⁽²⁾; последнее было специально проверено. Все измерения производились в рабочем интервале температур катода. Затем производились также измерения термо-эдс поперек оксидного слоя E_T между керном и каким-либо из зондов, зависящей от ΔT , для чего был использован обычный компенсационный метод.

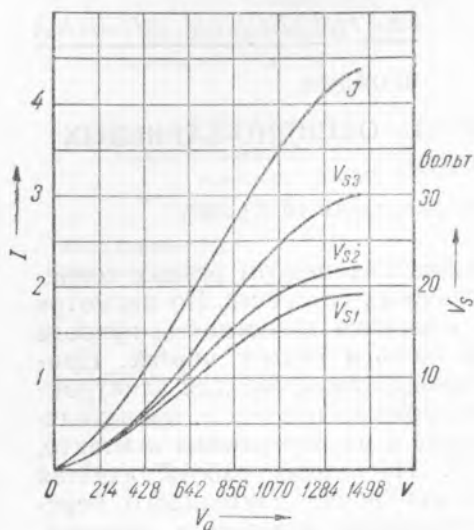


Рис. 1

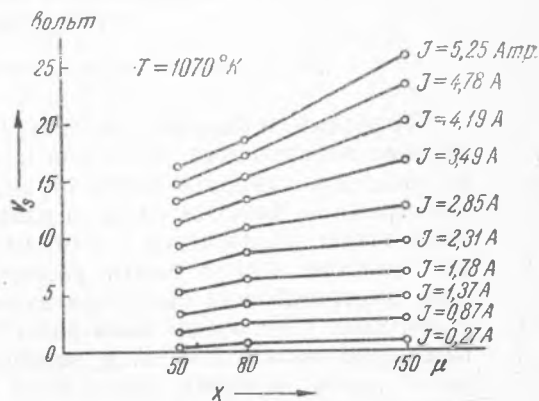


Рис. 2

Полученные в настоящей работе основные экспериментальные результаты могут быть очень кратко сведены к следующему.

1. Термо-эдс катода E_T имеет в самом начале процесса активации дырочный знак, который в процессе дальнейшей активации очень быстро переходит в электронный и далее таковым и остается. Перемена знака термо-эдс происходит сначала у внутреннего зонда, перемещаясь постепенно кнаружи катода. Более того, даже для активированного катода удается иногда наблюдать обратимое изменение знака термо-эдс с электронного на дырочный при соответствующем понижении температуры; например в одном случае температура инверсии была $\approx 1150^\circ\text{K}$. Перепад температуры ΔT на нашем оксидном слое в разных случаях был в среднем порядка $\approx 100^\circ$, т. е. $\Delta T \ll T$.

2. Общий вид наблюдаемых на экране осциллографа характеристик электронного тока $I=f(V_a)$ и потенциала зондов $V_s=f(V_a)$, например для $T=1015^\circ\text{K}$ и $\tau=192$ мсек., представлен на рис. 1. Отсюда простым пересчетом, зная местоположение зондов, можно построить графики распределения потенциала $V=\varphi(x)$ внутри реального, хорошо активированного оксидного слоя катода при разных силах электронного тока I и при разных его температурах $T=975-1185^\circ\text{K}$. Пример подобных графиков представлен на рис. 2 для $T=1070^\circ\text{K}$. Экспериментальные зависимости $V=\varphi(x)$ дают обычно некоторый излом, при рассмотрении которого необходимо иметь также в виду небольшое постоянство температуры, а следовательно, и сопротивления поперек оксидного слоя.

3. Экстраполируя кривые $V=\varphi(x)$ из рис. 2 до их пересечения с осью ординат, мы получим значение скачка потенциала на внутреннем контакте оксидного слоя с никелевым керном ΔV_k при разных

величинах I и T ; величины ΔV_k бывают обычно порядка нескольких вольт и лишь при низких T и больших I — десятков вольт. Из этих данных можно получить значение контактного сопротивления $R_k = \Delta V_k / I$, значение которого, в зависимости от силы эмиссионного тока I при разных T , представлено на рис. 3. Мы видим здесь, особенно при низких T , своеобразную зависимость величины R_k от I , характерную для известных явлений, связанных с наличием запирающих контактных слоев. Если известна эффективная толщина запирающего слоя, равная дебаевской длине экранирования x_0 при малых токах ($\lambda \ll 1$) и величине λx_0 при больших ($\lambda > 1$), то отсюда можно оценить порядок величины средней напряженности электрического поля в контакте $E_k = \Delta V_k / x_0$; принимая значение $x_0 \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ см (см. ниже), мы получаем $E_k \approx 10^5$ В/см. Таким образом, хотя это поле уже достаточно велико, однако вследствие его локализации в весьма тонкой приконтактной области оно может, очевидно, сказаться только в случае весьма тонкопленочных ($d \approx x_0$) катодов оксидно-бариевого или оксидно-цезиевого типа, а не в случае обычных, весьма толстых ($d \approx 50 - 100 \mu$) оксидных катодов.

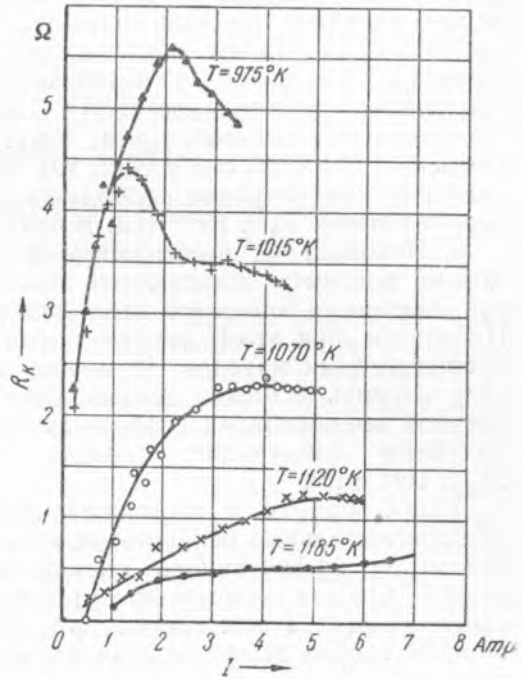


Рис. 3

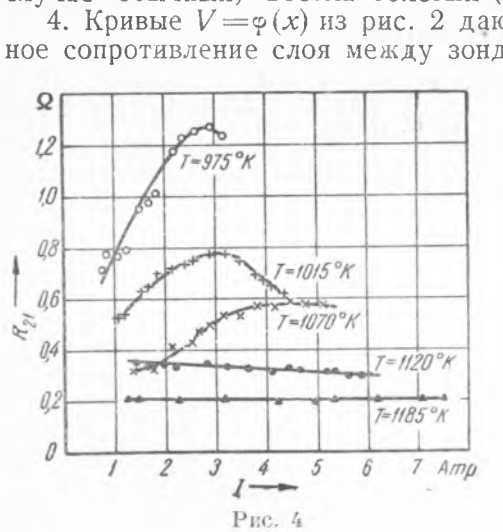


Рис. 4

для случая $I = 3,5$ А (рис. 4) можно зависимости удельной проводимости

4. Кривые $V = \varphi(x)$ из рис. 2 дают возможность определить полное сопротивление слоя между зондами R , а также и удельную проводимость материала оксида σ в разных условиях опыта. Пример подобных значений величины $R_{21} = (V_{s2} - V_{s1}) / I$ между первым и вторым зондами и ее зависимость от I при разных T представлены на рис. 4. Мы видим здесь, что объемная проводимость реального оксидного слоя дает омический характер лишь при достаточно высоких температурах $T \gtrsim 1120^\circ \text{K}$, причиной чего является, вероятно, некоторая неоднородность этого слоя. Напряженность электрического поля внутри оксида $E = dV/dx$ является здесь весьма малой, $\approx 10^3$ В/см. Наконец, например, по формуле для температурной

$$\sigma = ebn \approx B \exp(-\zeta/kT) \quad (1)$$

оценить величину „внутренней“ работы выхода электрона ζ , оказавшейся здесь $\approx 0,8$ eV. Имея затем в виду, что сила эмиссионного тока равна

$$I = AT^2 \exp\left(-\frac{\zeta + \chi}{kT}\right), \quad (2)$$

можно при температурной зависимости отношения I/σ оценить раздельно величину „внешней“ работы выхода электрона χ , оказавшейся здесь $\approx 0,9$ eV. Таким образом, полная работа выхода электрона у нашего катода $\varphi = (\zeta + \chi)$ оказывается равной $\approx 1,7$ eV, давая при этом при рабочей температуре $\approx 800^\circ\text{C}$ и $V_a \approx 1500$ V плотность эмиссионного тока $I = 6,5$ A/cm². Кроме того, полагая в формуле (1) подвижность $b \approx 100\text{--}500$ см²/V сек., мы получаем отсюда для $T = 1120^\circ\text{K}$ значение концентрации свободных электронов $n \approx 10^{15}$ см⁻³ и длины экранирования $x_0 \approx 10^{-5}$ (см. выше).

5. Наконец, из вольтамперной характеристики $I = f(V_a)$ (рис. 1) можно выяснить зависимость эмиссионного тока насыщения I от напряженности внешнего электрического поля E_a (эффект Шоттки). Используя при этом данные новой теории этого явления для полупроводниковых катодов (4), можно по указанному в этой статье методу оценить значение дебаевской длины экранирования x_0 и поверхностной концентрации свободных зарядов N_p . Подобным путем были получены следующие порядки величин: $x_0 \approx 10^{-5}\text{--}10^{-4}$ см и $N_p \approx 10^{10}$ см⁻².

Таким образом, в настоящей работе был впервые получен ряд экспериментальных результатов, характеризующих объемные свойства реального эффективного оксидно-бариевого термокатода. Можно думать, что эти данные окажутся весьма полезными для понимания происходящих в нем процессов и для построения новой более совершенной теории термоэлектронной эмиссии современных эффективных катодов.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило
10 XI 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. Моргулис, Изв. АН СССР, сер. физ., 5, 536 (1941). ² Н. Моргулис и М. Габович, ЖТФ, 16, 1097 (1946). ³ С. Пекар, Изв. АН СССР, сер. физ., 5, 422 (1941). ⁴ N. Morgulis, J. of Phys., 11, 67 (1947).