

О ПРОХОЖДЕНИИ ТОКА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМАХ
МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ

Э.Г. Косцов

При исследовании механизма прохождения тока в тонкопленочных системах металл-диэлектрик-металл была установлена определяющая роль электронных процессов как на границе раздела металл-диэлектрик (так называемые "барьерные эффекты") [1-3], так и внутри диэлектрика ("объемные процессы") [4]. Однако при этом не учитывалось возможное влияние структурных эффектов. Между тем, как было показано в [5], пренебрежение структурными особенностями поликристаллических пленок может существенно отразиться не только на достоверном определении численных значений физических параметров, но и привести к неправильному истолкованию механизма прохождения тока. Предполагая, что определяющую роль играет механизм термоэмиссии и пуассоновский характер статистического распределения радиусов кривизны отдельных выступов на поверхности электродов, в работе [5] было получено следующее общее выражение для среднего значения величины тока:

$$J = A T \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) \frac{\pi e^2 N}{(\exp \lambda - 1)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} \sum_{n'=1}^{\infty} \frac{n'^n}{n! n'^n} \exp\left[\alpha \alpha(n-1) V\right] + S \exp\left(\beta \frac{V}{kT}\right); \quad (1)$$

где k - постоянная Больцмана; φ - высота потенциального барьера; e - заряд электрона; ϵ - диэлектрическая прони-

цаемость; T - абсолютная температура; A - постоянная Ричардсона; N - общее число выступов на поверхности электрода; λ - параметр распределения Пуассона; S_1 - площадь "гладкой" поверхности электрода; V - разность потенциалов, приложенная к системе; напряженность поля у вершины выступа определялась как

$$E = \frac{V\alpha^2}{\varepsilon}; \text{ где } \alpha = \alpha_0 \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2;$$

Изменение предела суммирования характеризует изменение общего числа групп выступов (микроэмиттеров) вследствие их разрушения при увеличении прикладываемого к образцу напряжения. При разрушении микровыступов электрическая прочность системы не нарушается, это объясняется тем, что происходит полное окисление участка поверхности электродов, примыкающего к разрушаемому выступу.

Рассмотрим в рамках предлагаемой модели асимметрию электропроводности тонкопленочной системы металл-диэлектрик-металл. При определяющей роли механизма термоэмиссии и в случае идеально гладкой поверхности электродов коэффициент асимметрии зависит в первом приближении только от разности работ выхода электродов и определяется как $\exp\left(\frac{\Delta\varphi}{kT}\right)$ [3], причем этот коэффициент не зависит от приложенной к электродам разности потенциалов. При наличии на поверхности электродов различного рода выступов этот вопрос несколько усложняется, поскольку ток, как это было показано выше, с отдельных микроэмиттеров может значительно превосходить ток с остальной площади образца и коэффициент асимметрии также будет определяться размерами и формой микроэмиттеров, а также их распределением на поверхности каждого электрода. Прямым следствием этого является зависимость коэффициента асимметрии от приложенного напряжения. Другая особенность в поведении этого коэффициента связана с возможностью разрушения отдельных микроэмиттеров, приводящая к изменению коэффициента и даже к изменению его знака. В связи с этим асимметрия в значительной степени зависит от предистории изготовления образца, и невозможно получить воспроизводимые результаты до тех пор, пока не будет произведена полная формовка образца. После формовки коэффициент асимметрии будет в основном определяться уже разностью работ выхода материала электродов. Выражение для коэффициента асимметрии при первичном измерении образца может быть записано в следующем виде:

$$k \exp\left(\frac{\Delta\varphi}{kT}\right) \frac{\left[\frac{N_1 \lambda_1 \pi}{(\exp \lambda_1 - 1)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda_1^n}{n!} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\lambda_2^m}{m!} \exp(\alpha_1 \alpha_2 (n-1)V) + S_1 \exp\left(\frac{\beta V}{kT}\right) \right]}{\left[\frac{N_2 \lambda_2 \pi}{(\exp \lambda_2 - 1)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda_2^n}{n!} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\lambda_1^m}{m!} \exp(\alpha_2 \alpha_1 (m-1)V) + S_2 \exp\left(\frac{\beta V}{kT}\right) \right]} \quad (2)$$

На рис. 1 представлено семейство кривых, которые характе-

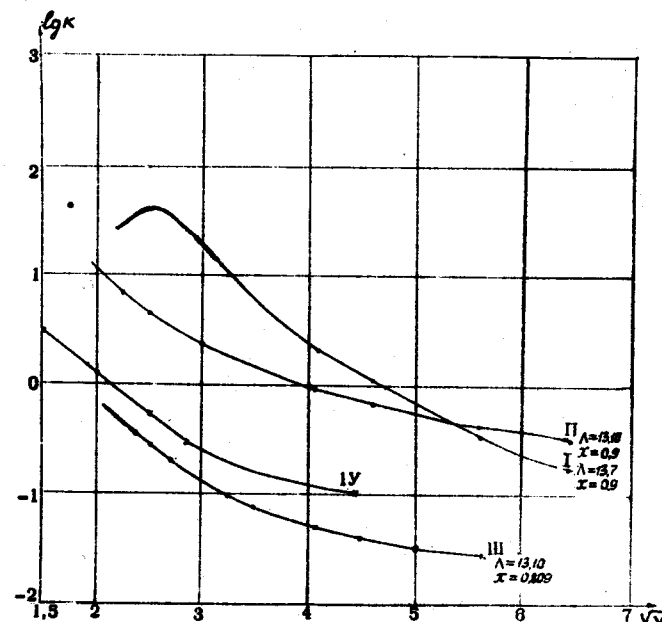


Рис. 1. Изменение коэффициента асимметрии при изменении напряжения.

ризуют изменение коэффициента асимметрии в зависимости от значения приложенного к электродам напряжения для различных параметров λ , α и N , описывающих состояние поверхности обоих электродов. Значение $\Delta\varphi = 0$, а предел верхнего суммирования в обоих случаях одинаков. Разное значение предела суммирования и неравенство работ выхода электродов может привес-

ти к колебательному изменению коэффициента асимметрии. Заметим, что большая разница в средних размерах микроэмиттеров приводит к более заметному изменению K .

Экспериментальная кривая, полученная при исследовании системы $Ag-Ag_3Ag$ и характеризующая изменение $\lg K$ для упомянутых тонкопленочных образцов, представлена на рис. 1 - 4. Как видно, общее поведение коэффициента асимметрии в зависимости от приложенного напряжения достаточно полно может быть описано выражением (2).

Принципиально экспериментальное изменение коэффициента асимметрии несколько иное, поскольку выражение (2) не учитывает возможное разрушение микроэмиттеров одного электрода при разрушении их и на другом.

Представляет интерес рассмотреть более подробно (от измерения к измерению) изменение коэффициента K , происходящее в результате полного разрушения отдельных групп микроэмиттеров. С помощью специальной методики, суть которой заключалась в том, что на образец подавалось медленно изменяющееся пилообразное напряжение, мгновенно снимающееся при резком возрастании тока, локализовалась область отдельного микропробоя, и после этого измерялся коэффициент асимметрии при напряжениях, меньших напряжения микропробоя. Экспериментальные зависимости коэффициентов асимметрии от числа предшествующих микропробоев представлены на рис. 2 кривыми I и II. Расчетные зависимости коэффициента асимметрии от числа предшествующих микропробоев, вычисленные в соответствии с выражением (2) для различных параметров λ и α_0 , представлены кривыми III и IV на рис. 2, из которого видно, что скорость изменения этого коэффициента выше для поверхности с более мелкими средними размерами микроэмиттеров. Скорость эта также выше при более сильной зависимости напряженности поля от размеров микроэмиттеров. Отметим, что напряжение микропробоя при асимптотическом приближении значения абсциссы к величине, характеризующей число микроэмиттеров на поверхности образца, неограниченно возрастает (рис. 3). Этот факт дает возможность оценить число микроэмиттеров на нижнем и верхнем электродах в 5000 и 500 соответственно для образцов, находящихся на данной подложке. На рис. 3 представлены кривые III и IV, характеризующие изменение напряжения микропробоя от числа предыдущих пробоев, соответствующих выражению (1).

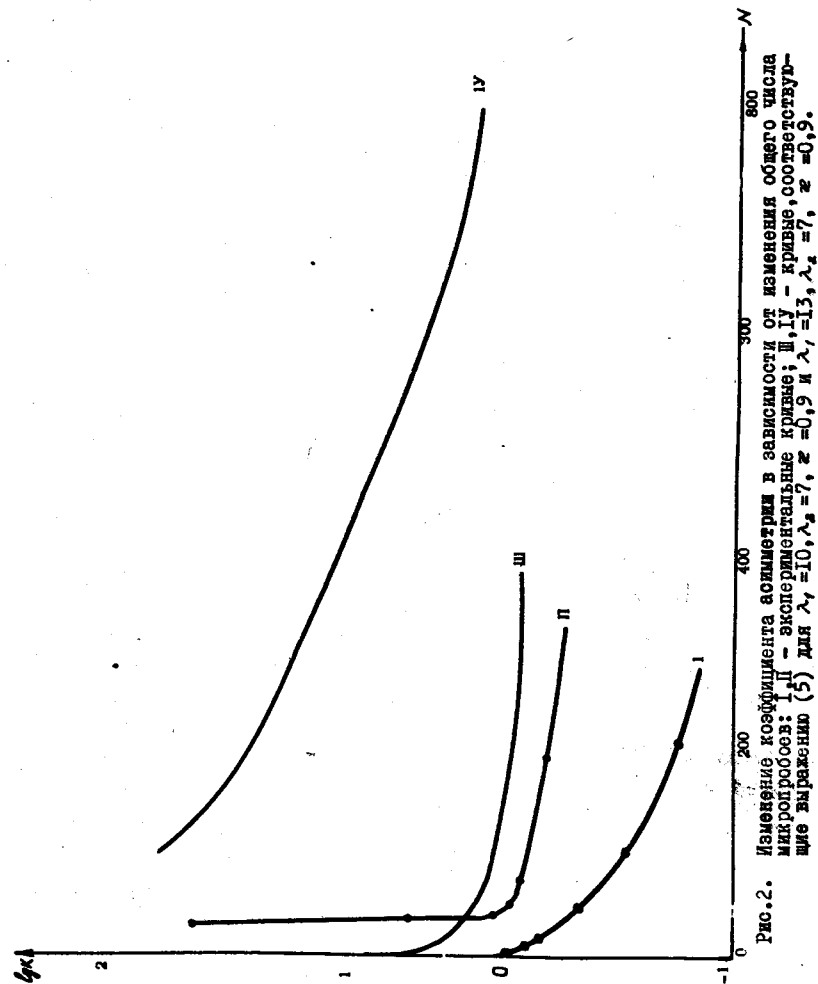


Рис. 2. Изменение коэффициента асимметрии в зависимости от изменения общего числа микропробоев: I, II - экспериментальные кривые; III, IV - кривые, соответствующие выражению (5) для $\lambda_1 = 10, \lambda_2 = 7, \alpha = 0,9$ и $\lambda_1 = 13, \lambda_2 = 7, \alpha = 0,9$.

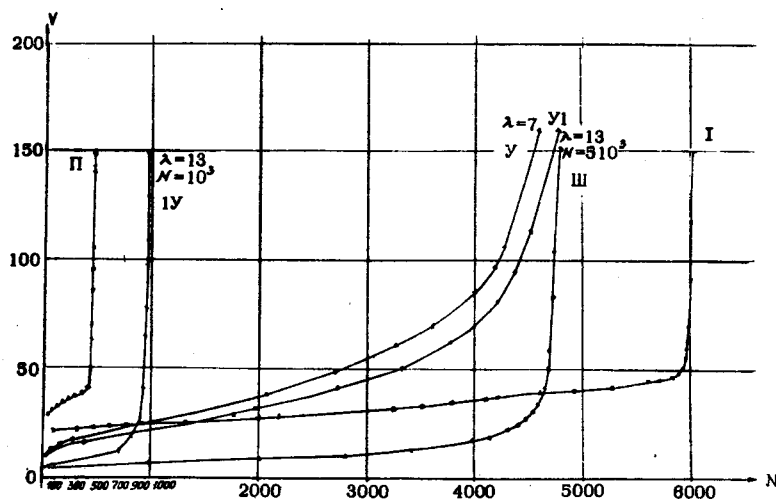


Рис. 3. Зависимость напряжения микропробоя от числа предыдущих пробоев: I - экспериментальная кривая, снятая при отрицательной полярности нижнего электрода; II - экспериментальная кривая, снятая при положительной полярности электрода; III, IV, V, VI - кривые, соответствующие выражению (2) для $N = 5 \cdot 10^3$; $\alpha = 0,9$; $\lambda = 13$; $N = 5 \cdot 10^2$; $\alpha = 0,9$; $\lambda = 13$; $N = 5 \cdot 10^3$; $\alpha = 1$; $\lambda = 7$; $N = 5 \cdot 10^3$; $\alpha = 0,9$; $\lambda = 7$.

В ряде случаев необходимо учитывать влияние эффекта квантово-механического туннелирования сквозь барьер на величину тока. Туннельный ток при достижении определенной величины напряженности поля может быть сравним со значением термоэлектронного тока, а при дальнейшем возрастании напряженности поля - значительно превосходить его. При низких же температурах и малых межэлектродных расстояниях величина тока полностью определяется туннельным механизмом прохождения электронов сквозь барьер и для всех значений напряженности поля.

Рассмотрим особенности в поведении тока, определяемого процессами туннелирования электронов, с учетом шероховатости

поверхности электродов. Для этого воспользуемся формулой, описывающей туннельный ток в системе металл-диэлектрик-металл [6]:

$$J = \frac{e}{2\pi\hbar(\Delta S)^2} \left\{ \bar{\varphi} \exp\left(-\frac{4\pi\Delta S m^{1/2}}{\hbar} \bar{\varphi}^{1/2}\right) - (\bar{\varphi} + V) \exp\left(-\frac{4\pi\Delta S(\bar{\varphi} + V)^{1/2}}{\hbar}\right) \right\}, \quad (3)$$

здесь $\Delta S = S_2 - S_1$; S_2 и S_1 - классические точки поворота; $\bar{\varphi}$ - некоторая эффективная высота потенциального барьера. Поскольку мы будем интересоваться случаем, когда $V > \bar{\varphi}$, то вторым членом в выражении (3) можно пренебречь.

Повышенная концентрация поля у поверхности микроэмиттеров в нашем случае характеризуется величиной напряженности поля у поверхности катода и значениями S_1 и S_2 . Полагая $\Delta S = S_2$, будем считать значения ΔS_n распределенными по закону Пуассона:

$$\Delta S_n = \frac{\bar{\varphi} g \cdot 10^4}{V(n-p)^2} \text{ Å}.$$

Здесь g и p - некоторые параметры, характеризующие концентрацию поля вблизи катода; первое из них описывает изменение напряженности поля с изменением конфигурации микроэмиттера, второе описывает степень неоднородности поля, неявно подразумевающая наличие вблизи катода объемного заряда. В общем же случае S_2 будет решением уравнения:

$$\int_0^{S_2} \frac{V_n}{\varepsilon_0} \psi(x) dx = \bar{\varphi},$$

где $\psi(x)$ - некоторая функция, описывающая поведение величины напряженности поля в интервале $[0, S_2]$.

С учетом сделанных замечаний значение среднего тока с поверхности микроэмиттеров будет

$$\langle J \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^n N e \varepsilon_0 \bar{\varphi}}{n! n^2 2\hbar(\Delta S_n)^2} \exp\left(-\frac{4\pi\Delta S_n(m\bar{\varphi})^{1/2}}{\hbar}\right) \frac{1}{\exp\lambda - 1}. \quad (4)$$

Факт разрушения отдельных микроэмиттеров находит отражение также в изменении верхнего предела суммирования. На рис. 4 (кривые I, II, III) показано изменение величины туннельного тока для различных параметров g, p, λ ; там же для сравнения приведены кривые, характеризующие поведение термоэлектронного

тока при $T = 300^\circ\text{K}$; кривые УП, УШ на рис. 4 описывают экспериментальное значение тока, снятое при температуре 77°K . Общее поведение тока с учетом величины дисперсии может быть описано выражением (4).

Прохождение тока в тонкопленочной структуре металл-диэлектрик-металл при определяющей роли барьерных эффектов в общем должно определяться суммарным действием двух эффектов: прохождением электронов по механизму термоэмиссии над барьером и туннельным эффектом сквозь барьер. Решение вопроса о преобладающей роли того или другого эффекта зависит обычно от высоты барьера, межэлектродного расстояния и приложенной разности потенциалов, а также температуры, при которой находится образец. В случае реальных структур необходимо учитывать также и особенности, связанные с микрорельефом поверхности электродов. Из рис. 4 видно, что по мере разрушения отдельных

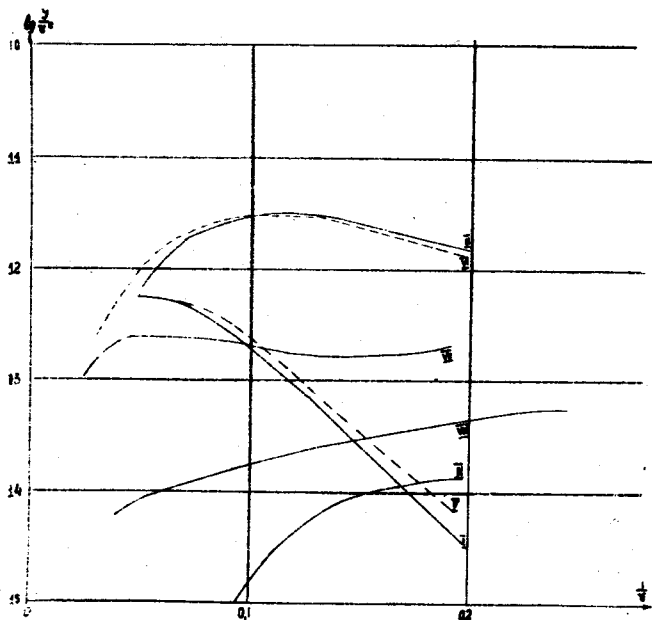


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики в координатах $E_{\text{св}}/V, I/\text{А}$. 1, 2, 3, 4 — кривые, описываемые выражением (7) для $N=5 \cdot 10^3$; $\lambda=7$; $\rho=3$; $g=1$; $N=5 \cdot 10^3$; $\lambda=13$; $\rho=3$; $g=1$; $N=5 \cdot 10^3$; $\lambda=13$; $\rho=3$; $g=3$; соответственно U, U_1 — кривые, описываемые выражением (2) при $N=5 \cdot 10^3$; $\lambda=7$; $\rho=0,9$; $N=5 \cdot 10^3$; $\lambda=13$; $\rho=0,9$; U_1, U_2 — эквивалентные кривые.

микроэмиттеров диапазон преобладающего действия "надбарьерного" эффекта расширяется и, наоборот, с уменьшением средних размеров микроэмиттеров — уменьшается. Формула для вычисления общего значения величины тока с учетом фактора шероховатости будет выглядеть следующим образом:

$$J = \frac{N e_0}{(\exp \alpha - 1)} \sum_i \frac{M_0(n_i, n_i)}{n_i} \left[\exp \left(\frac{e}{kT} \right) \sum_i \frac{M_1(n_i, n_i)}{n_i^2} \exp \left[\alpha_0 \alpha (b + 1) n_i \right] \sum_i \frac{M_0(n_i, n_i)}{n_i^2} \frac{e \bar{\varphi}}{(\Delta S)^2} \exp \left(\frac{4 \pi \Delta S}{\hbar} \frac{1}{\varphi} \right) + S_1 \left[\exp \left(\frac{e \bar{\varphi}}{kT} \right) + \frac{e}{2 \pi \hbar (\Delta S)^2} \left[\bar{\varphi} \exp \left(- \frac{4 \pi \Delta S}{\hbar} \frac{1}{\varphi} \right) \right] \right] \right] \quad (5)$$

Поскольку используемые формулы описывают эмиссию электронов в вакууме, предполагается, что энергетические потери электронов в диэлектрической пленке незначительны. Однако если длина свободного пробега в диэлектрике мала, то применение этих формул не является строго корректным и значение, например, тока термоэмиссии, описывается следующим образом [10]:

$$J = 2e \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \mu E \exp\left(\frac{B\sqrt{V}-\varphi}{kT}\right), \quad (6)$$

где μ - подвижность электрона в данном диэлектрике.

Тем не менее это не отразится на общем характере поведения тока при шероховатой поверхности электродов даже в том случае, если подвижность электронов крайне мала.

Предлагаемое истолкование механизма прохождения тока, конечно, не может количественно точно описать наблюдаемые на опыте параметры. Возможные несоответствия объясняются следующими факторами. Прежде всего классические формулы как в случае термоэмиссии, так и при определяющей роли автоэлектронной эмиссии не могут полностью описать эмиссию электронов, так как поле у поверхности катода неоднородно и, кроме того, возможно существование поляризованных эффектов у поверхности электродов, относительное влияние которых у поверхности отдельных выступов будет иным, чем в среднем по всей поверхности образца.

Рассмотрим, например, особенности термоэмиссии электронов при наличии большого градиента напряженности поля у по-

верхности катода. Классическая формула, описывающая эмиссию электронов с поверхности металла [7], предполагает существование у поверхности металла однородного электрического поля и потенциала сим зеркального отображения. Расстояние от поверхности металла x_0 , соответствующее минимуму потенциальной энергии, в этом случае равно $\frac{1}{2} \left(\frac{ed}{V} \right)^{1/2}$, а понижение высоты потенциального барьера за счет воздействия поля

$$\Delta \varphi_0 = \sqrt{\frac{e^3 V}{d}}.$$

Предположим, что напряженность поля может быть описана как $E_k f(x)$ (где E_k - напряженность поля у поверхности металла, $f(x)$ - функция, монотонно убывающая во всем межэлектродном промежутке).

В этом случае суммарный потенциал запишем в виде:

$$V(x) = \int_0^x E_k f(x) dx + \frac{e}{4x}, \quad (7)$$

и точка минимума потенциальной энергии в первом приближении будет

$$x_2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{E_k f(x_0)}},$$

или

$$x_1 = x_0 \sqrt{\frac{\int_0^x f(x) dx}{df(x_0)}},$$

так как

$$V = \int_0^d E_k f(x) dx.$$

Вопрос об изменении минимума потенциальной энергии (т.е. об изменении $\Delta \varphi_H$) сводится к выяснению знака неравенства в выражении:

$$\frac{V \int_0^x f(x) dx}{\int_0^x f(x) dx} + \frac{e}{4x_1} - \frac{Vx_0}{d} + \frac{e}{4x_0}. \quad (8)$$

Используя теорему о среднем, нетрудно показать, что правая часть выражения (8) больше левой, т.е. $\Delta \varphi_H > \Delta \varphi_0$.

Общая формула для термоэлектронной эмиссии в неоднородном поле будет выглядеть следующим образом:

$$J = A T^2 \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right) \exp\left(\frac{V \int_0^x f(x) dx}{\int_0^x f(x) dx} + \frac{e}{4x_1}\right) \cdot \frac{e}{kT}. \quad (9)$$

На рис. 5 показана зависимость термоэлектронного тока от

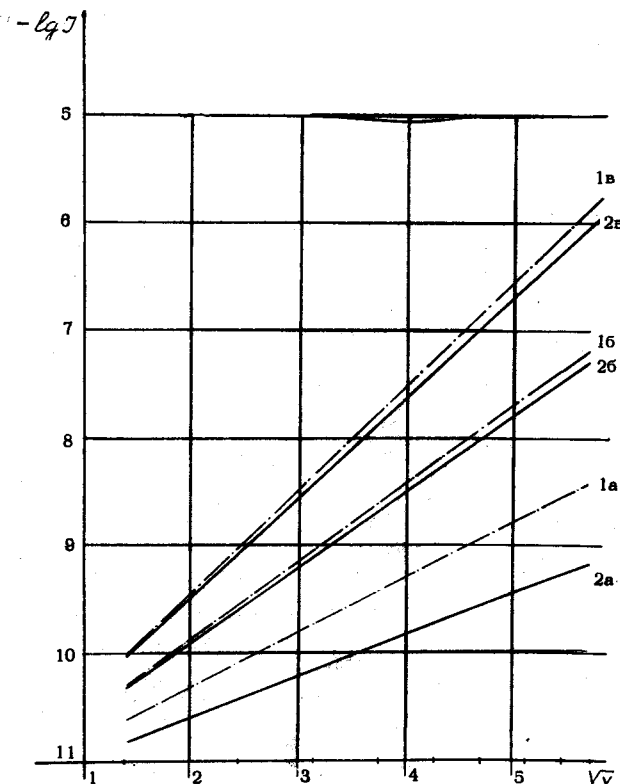


Рис. 5. Зависимость термоэлектронного тока от напряжения.

1а. $d=5 \cdot 10^{-8}$ м, $f(x)=\exp(-10^7 x)$; 2а. $d=1,3 \cdot 10^{-8}$ м, $f(x)=\exp(-10^7 x)$;
1б. $d=1,3 \cdot 10^{-8}$ м, $f(x)=\exp(-5 \cdot 10^7 x)$; 2б. $d=5 \cdot 10^{-8}$ м, $f(x)=\exp(-5 \cdot 10^7 x)$;
1в. $d=5 \cdot 10^{-8}$ м, $f(x)=\exp(-9 \cdot 10^7 x)$; 2в. $d=1,3 \cdot 10^{-8}$ м, $f(x)=\exp(-9 \cdot 10^7 x)$.

приложенной разности потенциалов для разной степени неоднородности поля и разных межэлектродных расстояний (диэлектрическая постоянная принималась равной 11). Из этого рисунка видно, что

с увеличением степени неоднородности поля величина тока резко увеличивается и его зависимость от межэлектродного расстояния становится менее ощутимой.

Отметим, что общее изменение в поведении тока, когда $\frac{dE}{dx} \neq 0$, будет аналогичным при использовании любого другого потенциала сил зеркального отображения, например, потенциала $\left(\frac{e}{4x} - \frac{he}{4x^2}\right)$, применявшегося в работах [8,9] при описании термоэлектронного тока в достаточно сильных полях, для которых применение классического потенциала сил отображения приводит к ∞ , меньшему, чем постоянная решетки.

Автор выражает искреннюю признательность А.Е. Гершинскому за помощь в экспериментальных исследованиях.

Л и т е р а т у р а

1. P.R.Emtage, Tautraporn, Phys.Rev.Let.,267,1962.
2. L.A.Harris, J.Appl.Phys.,v.35,N3,268,1964.
3. I.G.Simmens, J.Appl.Phys.,v.35,N8,2472,1964.
4. G.A.Mead Phys.Rev.v 128,N5,2088,1962.
5. А.Е. Гершинский, Э.Г. Косцов. ФТТ, 9, 1965, 1967.
6. I.G.Simmens, J.Appl.Phys.,v.34,N6,1963.
7. W.Schottky, Phys.Zs.,15,282,1914.
8. P.H. Cutter, J.I.Gibbous,Phys.Rev.,III,N2,394,1958.
9. R.G.Sachs,D.L.Dexter,J.Appl.Phys.,21,1304,1950.
10. I.G.Simmens, Phys.Rev.Let.,v15,N25,967,1965.
11. Г.Н. Шуппе. Электронная эмиссия металлических кристаллов. Изд. САГУ, Ташкент, 1957.

Институт математики
СО АН СССР.

Поступила в редакцию
20.IX.1967 г.