

КОНТАКТНАЯ ЭКСКЛЮЗИЯ В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ. СЛУЧАЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ ОБРАЗЦА

А. А. Акопян, С. А. Витусевич, В. К. Малютенко

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина
(Получена 24 февраля 1993 г. Принята к печати 25 мая 1993 г.)

Теоретически и экспериментально изучены вольт-амперные характеристики (ВАХ), пространственное распределение концентрации носителей и электрического поля в образце в виде полого цилиндра, на внешнюю и внутреннюю поверхность которого нанесены антизапорные контакты. При эксклюзии от внутреннего радиуса может отсутствовать характерный для эксклюзии в пластине участок ВАХ пропорциональности тока I корню квадратному из приложенного напряжения V . ВАХ в этом случае сразу же после начала высокого уровня эксклюзии становится линейной с проводимостью, определяемой концентрацией ионизированных примесей. Длина эксклюзии L_e зависит от тока как $L_e \sim I^{1/2}$. При эксклюзии от внешней поверхности цилиндра в образце возможно распределение электрического поля с двумя максимумами напряженности поля. В эксперименте использовались $p^+ - p - p^+$ -структуры из Ge в области температур собственной проводимости.

Введение

Настоящая работа посвящена изучению контактной эксклюзии в образцах, в которых приложенное электрическое поле пространственно неоднородно еще до пространственного перераспределения концентрации носителей, связанного с эффектом эксклюзии. Как известно [1-5], после установления стационарного распределения концентрации поле становится сильно неоднородным в образце, в котором оно было однородным до начала переходного процесса. Такова ситуация при изучении эксклюзии в образцах прямоугольного сечения с одинаковой площадью контактов. Поле в области истощения может на порядок превосходить его значение в области, не затронутой эксклюзией. Исходная неоднородность поля в образце качественно изменяет всю картину эксклюзии; изменяет основные закономерности, характерные для прямоугольных образцов; резко увеличивает напряженность электрического поля (в наших экспериментах напряженность поля в области истощения доходила до 2.5 кВ/см при $V = 60$ В напряжения, приложенного к образцу). В наших экспериментах, использующих образцы цилиндрической формы, $E \sim r^{-1}$ до пространственного перераспределения концентрации носителей. Поэтому картина эксклюзии резко асимметрична по отношению к направлению электрического тока, протекающего между антизапорными контактами, расположенными на внутренней и внешней поверхности цилиндра.

При образовании эксклюзионной области около внешней поверхности цилиндра пороговое значение плотности тока начала высокого уровня эксклюзии такое же, как и для образца прямоугольного сечения, и сохраняются основные закономерности эксклюзии в таких образцах: ток I пропорционален $V^{1/2}$, а длина эксклюзии $L_e \sim I$. Существенным качественным отличием этой ситуации от образцов прямоугольного сечения является наличие в образце

распределения электрического поля с двумя максимумами, один из которых расположен в области истощения около внешнего радиуса цилиндра, а второй — около внутреннего радиуса. В непосредственной близости от контакта на внутреннем радиусе напряженность поля на длине порядка диффузионной длины резко падает от максимального значения почти до нуля. Этот спад обусловлен накоплением на контакте аккумуляционного слоя с концентрацией носителей, на несколько порядков превышающей равновесную. Столь яркое проявление аккумуляционного слоя наблюдается, по-видимому, впервые.

При эксклюзии от внутреннего контакта в поле, усиленном геометрическим фактором, возникают новые закономерности для эксклюзии. ВАХ при высоком уровне эксклюзии $I \sim V/\ln V$, а длина эксклюзии $L_e \sim I^{1/2}$. Именно в этом случае реализуются распределения концентрации и поля такие, когда в эксклюзионной области, меньшей диффузионной длины, возможны поля до 10^3 В/см.

Предварительные результаты нашего исследования были опубликованы в работе [6].

Во всем рассмотрении предположено, что полупроводник является «чистым», т. е. $n_0 \equiv n_0/n_e \gg 1$, где n_0 , p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок, n_e — концентрация ионизированных доноров или акцепторов. Относительно внешнего радиуса цилиндра R_2 и внутреннего радиуса R_1 предположено $R_2 - R_1 \gg L$, где L — диффузионная длина.

1. Теория

1. Уравнение непрерывности

Рассмотрим процесс эксклюзии в образце, изготовленном в виде полого цилиндра с внутренним радиусом R_1 и внешним — R_2 . Считаем, что антизапорные контакты нанесены на внутреннюю и внешнюю поверхности цилиндра. Для целей простоты расчета полагаем, что цилиндр вдоль своей оси бесконечен и будем рассматривать одномерную задачу, где все величины зависят только от одной координаты — радиуса r . Соответственно все векторные величины, описывающие процесс, будут иметь только компоненту, направленную вдоль радиуса. Поэтому для решений воспользуемся цилиндрической системой координат. Потоки электронов j_r^n и дырок j_r^p вдоль радиуса цилиндра выражаем через напряженность электрического поля E_r вдоль радиуса, коэффициенты диффузии электронов и дырок $D^{n,p}$, их подвижности $\mu^{n,p}$ и концентрации n , p , относительно которых предполагаем выполненным условие квазинейтральности $p = n + n_e$, где n_e — концентрация ионизированных акцепторов

$$\begin{aligned} j_r^n &= -D^n \frac{dn}{dr} - \mu^n n E_r, \\ j_r^p &= -D^p \frac{dp}{dr} + \mu^p (n + n_e) E_r. \end{aligned} \quad (1)$$

Для полного тока $j_r = j_r^p - j_r^n$ выполняется уравнение непрерывности

$$\operatorname{div} \vec{j} = \frac{1}{r} \frac{d(rj_r)}{dr} = 0, \quad (2)$$

из которого следует, что $rj_r \equiv F = \text{const}$. Используя (1), и (2), получим j_r^n через константу F

$$j_r^n = - \frac{D^n \mu^p (2n + n_e)}{\mu^p (n + n_e) + \mu^n n} \cdot \frac{dn}{dr} - \frac{n \mu^n F}{r [\mu^p (n + n_e) + \mu^n n]} \quad (3)$$

Предполагаем далее для простоты, что $\mu^n = \mu^e = \mu$ и $D^n = D^p = D$, получаем для j_r^n

$$j_r^n = -D \frac{dn}{dr} - \frac{nF}{r(2n + n_e)} \quad (4)$$

Уравнение непрерывности для потока j_r^n имеет вид

$$\frac{D}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dn}{dr} \right) + \frac{Fn_e}{r(2n + n_e)^2} \cdot \frac{dn}{dr} = \frac{n - n_0}{\tau} \quad (5)$$

где τ — время жизни электронов и дырок, n_0 — равновесная концентрация электронов.

Вводя безразмерные переменные

$$z = \frac{n}{n_e}, \quad z_0 = \frac{n_0}{n_e}, \quad \frac{r}{L} = \zeta, \quad f = \frac{\tau F}{4L^2 n_e} \quad (6)$$

где $L = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина, переписываем уравнение непрерывности в виде

$$\frac{d^2 z}{d\zeta^2} + \left(\frac{f}{(z + 1/2)^2} + 1 \right) \frac{1}{\zeta} \frac{dz}{d\zeta} = z - z_0 \quad (7)$$

Уравнение (7) необходимо дополнить граничными условиями на контактах образца, требующими равенства нулю потока неосновных носителей, в нашем случае электронов на антизапорном контакте.

В случае высоких уровней эксклюзии у уравнения (7) имеются три вида приближенных решений.

1. Дрейфовое решение, соответствующее ситуации, когда можно пренебречь диффузией, и описываемое уравнением

$$\left(\frac{f}{z + 1/2} + 1 \right) \frac{1}{\zeta} \cdot \frac{dz}{d\zeta} = z - z_0 \quad (8)$$

2. Диффузионное решение, пригодное при пренебрежении дрейфом носителей и описываемое уравнением

$$\frac{d^2 z}{d\zeta^2} = z - z_0 \quad (9)$$

3. Сжатое решение, пригодное в узкой пространственной области, в которой можно пренебречь генерацией и рекомбинацией носителей, для которого выполняется равенство

$$\frac{d^2 z}{d\zeta^2} + \left(\frac{f}{(z + 1/2)^2} + 1 \right) \frac{1}{\zeta} \frac{dz}{d\zeta} = 0 \quad (10)$$

Получим теперь решение дрейфового уравнения (8). При этом предположим $z \ll z_0$ и пренебрежем z по сравнению с z_0 . Это приближение хорошо для области истощения, которая описывается дрейфовым приближением. Решение (8) с граничным условием $z|_{\xi=\xi_2} = 0$, где $\xi = R_2/L$, поскольку при $f > 0$ истощенная область примыкает к контакту на внешнем радиусе цилиндра (полярность 1), имеет вид

$$\frac{f}{z + 1/2} - z = 2f - \frac{z_0}{2} (\xi_2^2 - \xi^2). \quad (11)$$

При противоположной полярности приложенного к образцу напряжения ($f < 0$, полярность 2) имеем эксклюзию от внутреннего контакта, расположенного при $\xi_1 = R_1/L$, и граничное условие имеет вид $z|_{\xi=\xi_1} = 0$. Тогда решение (8) получаем в виде

$$\frac{|f|}{z + 1/2} + z = 2|f| - \frac{z_0}{2} (\xi^2 - \xi_1^2). \quad (12)$$

1.2. Пространственное распределение концентрации при $f > 0$ (полярность 1)

Первым рассмотрим случай эксклюзии от внешней поверхности цилиндра. При приближенном решении задачи имеются следующие характерные точки. От $\xi = \xi_2$ до точки $\xi = \xi_3$ справедливо дрейфовое решение, описывающее истощенную область. В ней концентрация изменяется от $z|_{\xi=\xi_2} = 0$ до $z|_{\xi=\xi_3} = z_3$. Затем следует область ступеньки — скачка, в которой пригодно сжатое решение. Так как ширина этой области много меньше диффузионной длины [2], то мы ею пренебрежем и заменим эту область скачком концентрации в точке ξ_3 от z_3 до z_4 . После скачка концентрации (примерно на длине в 1—2 диффузионные длины) распределение концентрации описывается диффузионным решением (9), за которым следует область равновесной концентрации $z = z_0$, которая простирается до приконтактной области антизапорного контакта при $\xi = \xi_1$. Определим положение точки ξ_3 и концентраций z_3 и z_4 . Так как при $z > z_4$ концентрация описывается диффузионным приближением (9), а в области $z_3 < z < z_4$ сжатым решением (10), то в точке ($\xi_4 = \xi_3$, z_4) становятся равными правая часть уравнения (7) и второй член левой части (7), что приводит к равенству [1]

$$\left(\frac{f}{(z_4 + 1/2)^2} + 1 \right) \frac{1}{\xi_4} \frac{dz}{d\xi} \Big|_{\xi=\xi_4} = z_4 - z_0, \quad (13)$$

причем мы считаем, что $\xi_4 = \xi_3$. В диффузионной области выполняется (9), решая которое имеем первый интеграл

$$\frac{dz}{d\xi} = z - z_0, \quad (14)$$

который соответствует бесконечной длине области с равновесной концентрацией $z = z_0$ [2]. В общем случае это хорошее приближение, если длина области с $z = z_0$ достигает нескольких диффузионных длин. Используя соотношение (14) в точке (ξ_4 , z_4) и подставляя в (13), имеем первое искомое соотношение

$$\zeta_3 = 1 + \frac{f}{(z_4 + 1/2)^2}. \quad (15)$$

Второе искомое соотношение получим, учитывая непрерывность потока электронов j_r^n в точке ζ_3 . Поток электронов, записанный в безразмерных единицах, имеет вид

$$i^n \equiv \frac{j_r^n L}{Dn_e} = -\frac{dz}{d\zeta} - \frac{2fz}{\zeta(z + 1/2)}. \quad (16)$$

Поток электронов в диффузионной области в точке ее окончания имеет вид

$$i^n |_{\zeta=z_4} = -\left[(z_4 - z_0) + \frac{2fz_4}{\zeta_3(z_4 + 1/2)} \right], \quad (17)$$

в то время как этот же поток в конце дрейфовой области имеет вид

$$i^n |_{\zeta=z_3} = -\frac{2fz_3}{\zeta_3(z_3 + 1/2)}, \quad (18)$$

так как в этой области несущественна диффузия. Приравнявая (17) и (18), получаем второе искомое соотношение

$$z_4 - z_0 + \frac{2fz_4}{\zeta_3(z_4 + 1/2)} = \frac{2fz_3}{\zeta_3(z_3 + 1/2)}. \quad (19)$$

Третье искомое соотношение получаем из дрейфового решения (11)

$$\zeta_2^2 - \zeta_3^2 = \frac{2z_3}{z_0} \left(1 + \frac{2f}{z_3 + 1/2} \right). \quad (20)$$

Соотношения (15), (19) и (20) дают возможность определить искомые величины ζ_3 , z_3 ; z_4 .

Определим теперь величину тока f_1 начала высокого уровня эксклюзии. Используем для этого соотношения (15) и (19), полагая $\zeta_2 = \zeta_3$, а $z_3 = 0$, тогда имеем

$$f_1 = \frac{\zeta_2}{r} (z_0 + 1/2) - \frac{f_1}{2\zeta_2^{1/2}} \approx \frac{\zeta_2}{2} (z_0 + 1/2), \quad (21)$$

так как $f^{1/2}\zeta_2^{-1/2} \sim z_0^{1/2}$, а мы полагаем, что всегда выполнено $z_0 \gg 1$. Подставляя (15) в (19), получим следующее соотношение между z_3 и z_4

$$(z_0 - z_4)(z_4 + 1/2)^2 = f \left[\frac{(z_4 + 1/2)^2}{z_3 + 1/2} - (z_0 + 1/2) \right]. \quad (22)$$

Теперь с помощью (20) и (22), пренебрегая единицей по сравнению с $f/(z_4 + 1/2)^2$, найдем

$$z_4 + 1/2 \approx \frac{f^{1/2}}{(1 + \zeta_2^2 - 4f/z_0)^{1/4}} \quad (23)$$

и

$$z_3 + 1/2 \approx \frac{f}{(z_0 + 1/2) \sqrt{1 + \zeta_2^2 - 4f/z_0}}. \quad (24)$$

Режим со ступенькой оканчивается, когда $z_3 = z_4 = z_0$, что дает для величины тока f_2 окончания режима со ступенькой

$$\begin{aligned} f_2 &\approx \zeta_2^2 (z_0 + 1/2)/4 && \text{при } \zeta_2 < 2 (z_0 + 1/2), \\ f_2 &\approx \zeta_2 (z_0 + 1/2)^2 && \text{при } \zeta_2 > 2 (z_0 + 1/2). \end{aligned} \quad (25)$$

Рассмотрим теперь слой накопления, собирающийся у контакта при $\zeta = \zeta_1$. Концентрация в области, прилегающей к контакту, описывается уравнением (9) с граничным условием $j_r^p|_{\zeta=\zeta_1} = 0$. Решение уравнения (9) с этим граничным условием с учетом (4) и отбрасыванием растущего с ростом r слагаемого имеет вид

$$z = z_0 + \frac{2f_1}{\zeta_1} \exp(\zeta_1 - \zeta). \quad (26)$$

Однако и в этом случае переход от области экспоненциального спада концентрации (26) к области равновесной концентрации происходит путем резкого скачка концентрации, ширина которого много меньше диффузионной длины. Для определения местоположения этого скачка, по предположению расположенного в точке $\zeta = \zeta_5$, необходимо привлечь условие равенства потоков электронов в диффузионной области и в области равновесной концентрации, что приводит к результату

$$\zeta_5 \approx \zeta_1 + \ln(2z_0) + \ln \left[\frac{\ln(2z_0)}{\zeta_1} \right]. \quad (27)$$

Величина концентрации электронов в точке $\zeta = \zeta_5$ равна

$$z|_{\zeta=\zeta_5} \approx z_0 + \frac{f}{z_0 \ln(2z_0)}. \quad (28)$$

1.3. Пространственное распределение концентрации при $f < 0$ (полярность 2)

В случае расположения эксклюдирующего контакта на внутреннем радиусе цилиндра будем считать, что истощенная область простирается от ζ_1 до ζ_3 , область скачка от ζ_3 до ζ_4 , а при $\zeta > \zeta_4$ расположены области диффузионного роста концентрации, область равновесной концентрации и область слоя накопления около контакта на внешней поверхности цилиндра. Уравнения, аналогичные (15), (19) и (20), имеют вид

$$\frac{|f|}{(z_4 + 1/2)^2} - 1 = \zeta_3, \quad (29)$$

$$z_4 - z_0 + \frac{2 |f| z_4}{\xi_3 (z_4 + 1/2)} = \frac{2 |f| z_3}{\xi_3 (z_3 + 1/2)}, \quad (30)$$

$$\frac{2z_3}{z_0} \left(1 - \frac{2 |f|}{z_3 + 1/2} \right) = \xi_1^2 - \xi_3^2. \quad (31)$$

Ток начала высокого уровня эксклюзии в этом случае

$$|f_1|^{1/2} \approx \frac{1}{2(1 + \xi_1)^{1/2}} + \xi_1 (z_0 + 1/2) (1 + \xi_1)^{1/2}, \quad (32)$$

если $\xi_1 z_0 \ll 1$, и

$$|f_1| \approx \frac{\xi_1 (z_0 + 1/2)}{2} + \frac{\xi_1^{1/2} (z_0 + 1/2)^{1/2}}{2^{3/2} (1 + \xi_1)^{1/2}}, \quad (33)$$

если $\xi_1 z_0 \gg 1$.

Подставляя (29) в (30), получим соотношение между z_3 и z_4

$$|f| \left[\frac{(z_4 + 1/2)^2}{z_3 + 1/2} - (z_0 + 1/2) \right] = -(z_0 - z_4) (z_4 + 1/2)^2. \quad (34)$$

Теперь, используя (31) и (34) для нахождения $z_4 + 1/2$, получим точное уравнение

$$\frac{|f|^2}{(z_4 + 1/2)^4} + \frac{|f|}{z_0 (z_4 + 1/2)^2} = 1 + \xi_1^2 - \frac{2}{z_0} (z_3 + z_4) + \frac{4 |f|}{z_0}. \quad (35)$$

В правой части пренебрегаем $\frac{2}{z_0} (z_3 + z_4)$ по сравнению с $\frac{4 |f|}{z_0}$ либо с 1.

Отсюда

$$z_4 + 1/2 \approx \frac{|f|^{1/2}}{(1 + \xi_1^2 + 4 |f|/z_0)^{1/4}}. \quad (36)$$

Пренебрегая правой частью (34), находим $z_3 + 1/2$

$$z_3 + 1/2 \approx \frac{(z_4 + 1/2)^2}{z_0 + 1/2} \approx \frac{|f|}{(z_0 + 1/2) (1 + \xi_1^2 + 4 |f|/z_0)^{1/2}}. \quad (37)$$

Максимальное значение тока со ступенькой $|f_2|$ имеет место тогда, когда $z_4 = z_3 = z_0$ и имеет величину

$$|f_2| \approx 4 (z_0 + 1/2)^3. \quad (38)$$

Качественные картины распределения концентрации для случаев $f > 0$ и $f < 0$ представлены на рис. 1.

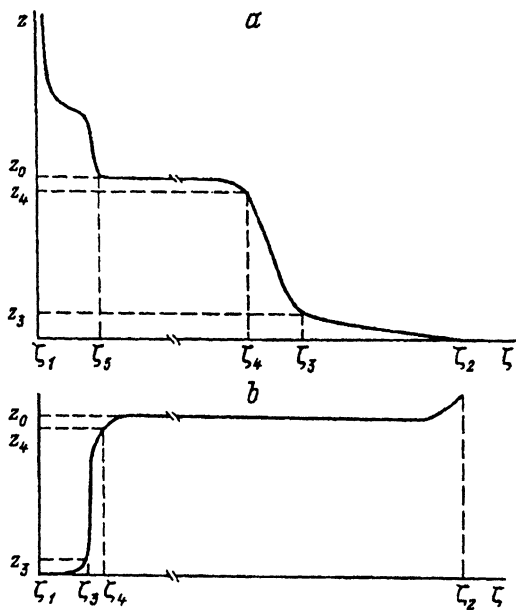


Рис. 1. *a* — качественная картина распределения концентрации при эксклюзии от внешней цилиндрической поверхности образца (полярность 1).
b — то же, что и на рис. 1, *a* при эксклюзии от внутренней поверхности (полярность 2).

1.4. Вольт-амперные характеристики

Так как падение напряжения на образце $V = \int E_r dr$, то в безразмерных единицах

$$\varphi = \frac{eV}{kT} = \frac{e}{kT} \int_{R_1}^{R_2} E_r dr = 2f \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{d\zeta}{\zeta(z+1/2)}. \quad (39)$$

Используя (8) и пренебрегая единицей в левой части и z в правой, имеем в области истощения

$$\frac{dz}{d\zeta} = -\frac{\zeta z_0 (z+1/2)^2}{f}. \quad (40)$$

Подставляя (40) в (39) и интегрируя только в области истощения, где справедливо дрейфовое решение (так как считаем, что в основном приложенное напряжение падает в области истощения), имеем

$$\varphi = 2f \int_{\zeta_3}^{\zeta_2} \frac{d\zeta}{\zeta(z+1/2)} = \frac{2f^2}{z_0} \int_0^{z_3} \frac{dz}{\zeta^2 (z+1/2)^3}. \quad (41)$$

Используя (11), имеем

$$\varphi = \frac{2f^2}{z_0 \xi_2^2} \int_0^{z_3} \frac{dz}{(z + 1/2)^3 \left(1 - \frac{4fz}{\xi_2^2 z_0 (z + 1/2)} \right)} \approx \frac{4f^2}{z_0 \xi_2^2} \left(1 - \frac{4f}{3z_0 \xi_2^2} \right) - z_0. \quad (42)$$

Формула (42) дает вид вольт-амперной характеристики в случае эксклюзирующего контакта, находящегося на внешней поверхности образца (полярность 1) при высоком уровне эксклюзии. В этом случае ВАХ не сильно отличается от ВАХ образца в виде длинного параллелепипеда, т. е. ток $f \sim \sqrt{\varphi}$.

Определим ВАХ теперь в случае, когда эксклюзия идет от внутреннего контакта (полярность 2)

$$\varphi = 2 |f| \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{d\xi}{\xi (z + 1/2)} \approx \frac{2 |f|^2}{z_0} \int_0^{z_3} \frac{dz}{\xi^2 (z + 1/2)^3}. \quad (43)$$

Используя (12), имеем

$$\varphi = -\frac{2 |f| z_3}{z_3 + 1/2} + \left(\frac{\xi_1^2 z_0}{2} + 2 |f| \right) \ln \left[1 + \frac{4 |f| z_3}{\xi_1^2 z_0 (z_3 + 1/2)} \right]. \quad (44)$$

Так как $|f| > |f_1|$ при высоком уровне эксклюзии, а из (32) и (33) при $\xi_1 \ll 1$ следует, что $4|f_1|/\xi_1^2 z_0 \gg 1$, то из (44) получаем

$$\varphi \approx 2 |f| \ln \left(\frac{4 |f|}{\xi_1^2 z_0} \right) - 2 |f| \quad (45)$$

для токов в области $|f_1| \leq |f| \leq |f_2|$.

При $\xi_1 \gg 1$ в диапазоне токов $|f_1| \leq |f| \leq |f_3| = \frac{z_0 \xi_1^2}{4}$

$$\varphi \approx \frac{8 |f|^2}{\xi_1^2 z_0}. \quad (46)$$

С дальнейшим увеличением тока при $|f| > |f_3|$ ВАХ принимает снова вид (45). Формула (45) показывает, что в случае эксклюзии от контакта, находящегося на внутреннем радиусе цилиндра, ВАХ имеет почти омический вид при внутреннем радиусе цилиндра меньшем, чем диффузионная длина. Если же внутренний радиус цилиндра больше диффузионной длины, то начало высокого уровня эксклюзии характеризуется стандартной для эксклюзии ВАХ вида (46), а в дальнейшем с увеличением тока ВАХ становится почти омической (45), хотя в образце сохраняется область равновесной концентрации, отделенная от области истощения скачком концентрации.

2. Эксперимент

Исследовались $p^+ - p - p^+$ - структуры на основе p -Ge ($n_e = 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$), $L = 0.16 \text{ см}$ при $T = 300 \text{ К}$ в области температур собственной проводимости материала. Образцы изготавливались в виде полого цилиндра высотой 0.13 см , антизапорные контакты формировались впавлением In одновременно и в единичном термическом цикле на внутренней ($R_1 \approx 0.05 \text{ см}$) и внешней ($R_2 = 0.7 \text{ см}$) боковых поверхностях. Это обстоятельство позволяет считать кон-

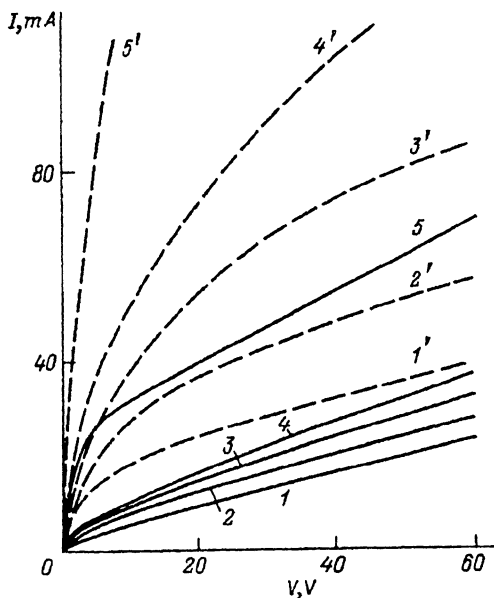


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики образца при температуре: T , С: 1, 1' — 23; 2, 2' — 28; 3, 3' — 33; 4, 4' — 38; 5, 5' — 66.

Штриховые кривые соответствуют полярности 1, сплошные — полярности 2. Кривым соответствуют значения параметра z_0 : 1 — 23.6; 2 — 33; 3 — 41; 4 — 53; 5 — 203.8.

такты по качеству идентичными, а все особенности в процессах эксклюзии при различающихся направлениях дрейфа носителей (к центру и периферии) обусловленными физическими процессами, происходящими в объеме образца.

Для уменьшения влияния поверхностной рекомбинации на результаты эксперимента перед измерениями образцы протравливались в H_2O_2 . Во избежание джоулева нагрева напряжение к образцам прикладывалось в виде импульсов длительностью 500 мкс. Исследовались вольт-амперные характеристики, а также распределение потенциала при перемещении вольфрамового зонда по поверхности образца в межконтактном промежутке с шагом 0.01 см. Распределение электрического поля вычислялось путем численного дифференцирования экспериментальных данных по изучении пространственного распределения потенциала. Вольт-амперные характеристики структур при обоих направлениях дрейфа при нескольких температурах ($T \geq 300$ К) представлены на рис. 2, распределения потенциала и электрического поля при различных величинах прикладываемого к структуре напряжения и температурах изображены на рис. 3—5.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами качественной теории, построенной выше. ВАХ образцов при эксклюзии от внешнего радиуса образца (полярность 1) демонстрируют корневую зависимость тока от приложенного к образцу напряжения (42). Это видно на кривых 1'—5' (рис. 2), которые соответствуют различным температурам образца, т. е. различным значениям фактора z_0 . Особенно интересно распределение потенциала вдоль образца в этом случае при разных температурах, представленное на рис. 4. При комнатной температуре хорошо видны все рассмотренные в теоретической части области. Около контакта имеется область сильного

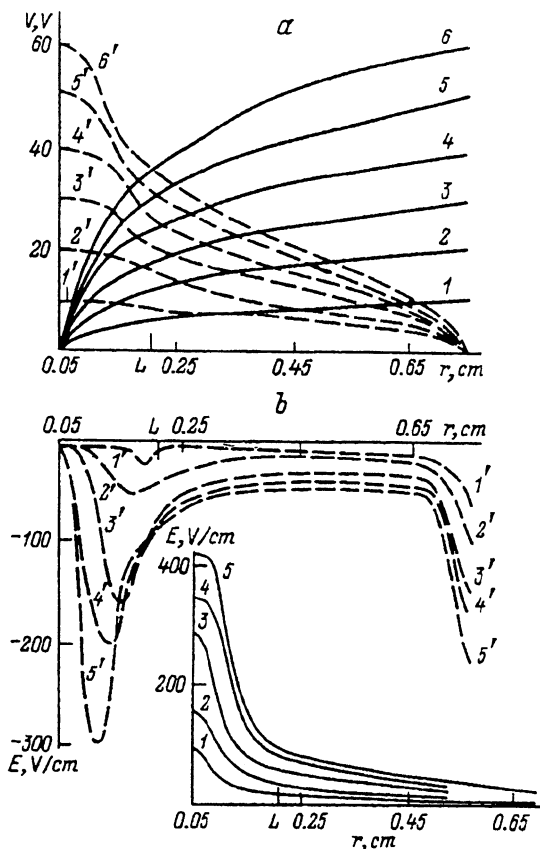


Рис. 3. *a* — распределение потенциала по радиусу образца ($T = 23$ C) при различных напряжениях V, B : 1, 1' — 10; 2, 2' — 20; 3, 3' — 30; 4, 4' — 40; 5, 5' — 50; 6, 6' — 60. Штриховые кривые соответствуют полярности 1, сплошные — полярности 2. *b* — распределение электрического поля, соответствующие кривым на рис. 3, *a*, при V, B : 1, 1' — 10; 2, 2' — 20; 3, 3' — 40; 4, 4' — 50; 5, 5' — 60. Пунктирные кривые соответствуют полярности 1, сплошные — полярности 2.

поля, соответствующая области истощения. Длина истощенной области, как и в прямоугольном образце, пропорциональна протекающему току; это видно из формул (15), (23), (21) и (25)

$$\xi_2 - \xi_3 \approx \frac{2f}{z_0 \xi_2} \quad (47)$$

Качественно такая зависимость прослеживается на рис. 5, *b*. За областью истощения следует скачок концентрации и поля на длине, много меньшей диффузионной длины. Потом следует протяженный участок постоянной равновесной концентрации и электрического поля, растущего по направлению к внутреннему радиусу образца как r^{-1} . Около внутреннего радиуса очень хорошо виден слой накопления протяженностью около диффузионной длины, в котором напряженность электрического поля падает по закону $E_r \sim (n_0 \xi_1 / 2f \xi) \times \exp(\xi - \xi_1)$, толщина этого слоя определяется формулой (27). В образце реализуется распределение электрического поля с двумя максимумами, что

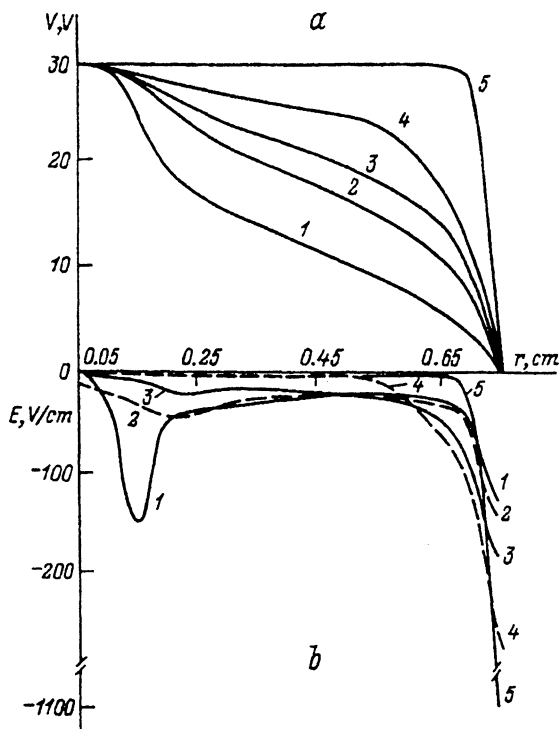


Рис. 4. *a* — распределение потенциала при напряжении $V = 30$ В для полярности 1 при температуре T, C : 1 — 23; 2 — 28; 3 — 33; 4 — 38; 5 — 66. *b* — распределение электрического поля для кривых (рис. 4, *a*).

видно из рис. 3, *b* и 4, *b*, на котором представлено пространственное распределение напряженности электрического поля, полученное путем численного дифференцирования кривых, изображенных на рис. 3, *a* и 4, *a*. Такая картина хорошо видна при $T = 23$ и 33 C. При более высоких температурах для исследованных напряжений почти все приложенное напряжение падает в области истощения. В области равновесной концентрации напряженность поля близка к нулю и около контакта на внутреннем радиусе образца наличие аккумуляционного слоя по распределению потенциала не идентифицируется. При высокой температуре ($T = 66$ C) особенно четко виден скачок напряженности поля при переходе от области истощения к области равновесной концентрации, пропорциональный отношению n_e/n_0 .

При эксклюзии от внутреннего радиуса образца (полярность 2) на ВАХ область корневой зависимости тока от напряжения (кривые 1—5 на рис. 2) невелика, что соответствует формуле (46), с дальнейшим увеличением напряжения ВАХ описывается квазиомическим законом (45). Распределение потенциала вдоль образца показывает, что вслед за областью истощения напряженность электрического поля падает примерно как r^{-1} , что видно из графиков для комнатной температуры. В этом случае длина области истощения определяется формулами (29), (36) в области токов, определяемой формулами (32), (33) и (38). В этом случае она значительно медленнее зависит от тока

$$\xi_3 \approx \frac{2 |f|^{1/2}}{z_0^{1/2}} - 1, \quad (48)$$

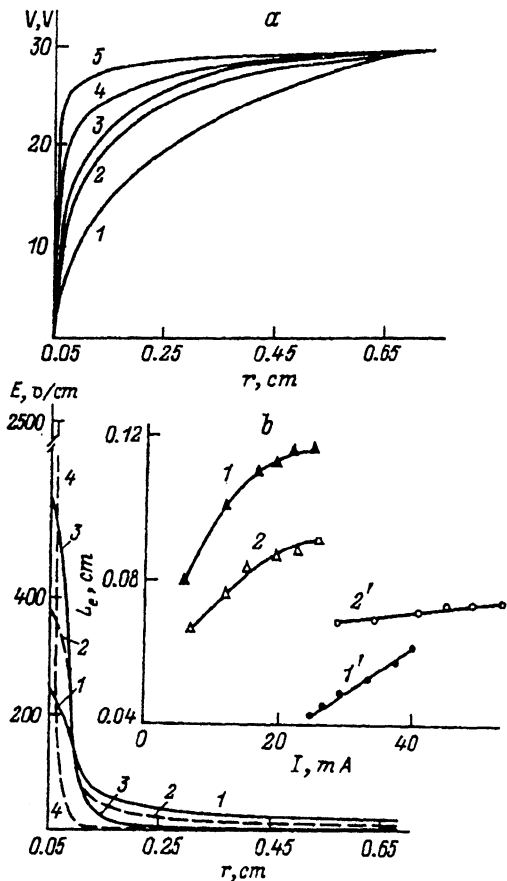


Рис. 5. *a* — то же, что и на рис. 4, *a* для полярности 2. *b* — распределение электрического поля для кривых (рис. 5, *a*) при T , С: 1 — 23; 2 — 28; 3 — 38; 4 — 66.

На вставке показана зависимость длины эксклюзии L_e от тока I для температур T , С: 1, 1' — 25; 2, 2' — 28. Кривые 1, 2 соответствуют полярности 1; 1', 2' — полярности 2.

что видно из экспериментальных данных на рис. 5, *b*. При высоких температурах область истощения очень мала, ширина ее меньше диффузионной длины при исследованных напряжениях, а электрическое поле вне области истощения почти равно нулю, так как почти все приложенное напряжение падает в истощенной области. Напряженность поля в истощенной области была очень велика и достигала величины 2.5 кВ/см для $V=60$ В при $T=66$ С. При таких напряженностях поля построенная теория с постоянными, не зависящими от поля подвижностями носителей, не верна — необходим учет влияния разогрева носителей в области истощения.

Работа финансировалась Государственным Комитетом Украины по науке и технологиям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] V. K. Maluytenko. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 390 (1993).
- [2] A. M. White. *Infr. Phys.*, **25**, 729 (1985).
- [3] А. А. Акопян, С. А. Витусевич, В. К. Малютенко. *ФТП*, **21**, 1783 (1987).
- [4] А. А. Акопян, С. А. Витусевич, В. К. Малютенко. *ФТП*, **26**, 389 (1992).
- [5] A. A. Akopyan, S. A. Vitusevich, V. K. Maluytenko. *J. Phys. Condens. Matter.*, **4**, 4267 (1992).
- [6] А. А. Акопян, В. К. Малютенко. *Письма ЖТФ*, **18**, 1 (1992).

Редактор Т. А. Полянская
