

N-ОБРАЗНОСТЬ ВАХ КРЕМНИЕВЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ В СИЛЬНЫХ СВЧ ПОЛЯХ

Вейнгер А. И.

Исследованы закономерности появления N -образного участка на ВАХ кремниевых $p-n$ -переходов, помещенных в сильное СВЧ поле, когда они становятся источниками термоэдс. Оказалось, что ВАХ становятся N -образными уже в относительно слабых полях, и с ростом СВЧ поля излом на ВАХ происходит при больших токах и больших ЭДС. Увеличение сопротивления нагрузки смещает точку излома ВАХ в область меньших токов и больших ЭДС.

Предложен механизм возникновения N -образности ВАХ, который состоит в том, что при больших токах приграничная концентрация инжектированных носителей заряда начинает самопроизвольно нарастать, что и приводит к уменьшению термоэдс и тока в цепи. Расчет показал, что такая неустойчивость возникает, когда нагрузочное сопротивление становится больше дифференциального сопротивления $p-n$ -перехода. Результаты расчета подтверждаются данными экспериментальных исследований.

Известно [1], что в греющих СВЧ полях ВАХ германиевых $p-n$ -переходов приобретают N -образный вид. В этих условиях в германиевых диодах наблюдаются низкочастотные колебания [2], что также указывает на существование неустойчивости. Однако физические причины возникновения этих особенностей ВАХ до сих пор остаются не выясненными. В кремниевых $p-n$ -переходах также наблюдались колебания, когда к базе $p-n$ -перехода было приложено сильное постоянное поле, направленное вдоль барьера [3-5], но результаты экспериментов допускали неоднозначную трактовку из-за наличия в образце нескольких полей и нескольких контактов. В настоящей работе изучены N -образные ВАХ, возникающие при воздействии на кремниевый $p-n$ -переход сильного СВЧ поля. Результаты исследования позволяют предложить теорию возникновения неустойчивости, основные результаты которой хорошо согласуются с экспериментом.

Эксперименты проводились на $p-n$ -переходах, изготовленных по технологии, кратко описанной в [6], которая обеспечивала малую концентрацию центров рекомбинации в слое объемного заряда. Методика построения ВАХ $p-n$ -перехода в сильном СВЧ поле описана в [7].

Оказалось, что в таких $p-n$ -переходах при комнатной температуре решетки уже в достаточно слабых СВЧ полях ВАХ начинают искажаться и на них появляется N -образный участок (рис. 1). С ростом СВЧ поля увеличивается ток, при котором на ВАХ наблюдается излом, а разность потенциалов излома смещается в сторону больших ЭДС (на рис. 1 ЭДС откладывается влево, а падение напряжения — вправо от нуля).

На рис. 2 представлены ВАХ $p-n$ -перехода, полученные при ослаблении СВЧ поля 10 дБ (от максимального значения 5 кВ/см) и различных сопротивлениях нагрузки. Из рисунка видно, что наклон экспоненциальной части ВАХ в области малых токов не зависит от сопротивления нагрузки R_n . Наблюдаются только небольшие параллельные смещения, обусловленные, по-видимому, посторонними ЭДС, к которым относятся объемная термоэдс и другие ЭДС, не зависящие от тока через барьер. Ход ВАХ в области токов, больших тока излома, существенно зависит от R_n . С ростом R_n точка излома смещается в об-

ласть меньших токов и больших ЭДС, а сама область отрицательных сопротивлений выражается менее четко. Возможность измерения ВАХ в области отрицательного сопротивления указывает на то, что неустойчивость на этом участке развивается достаточно медленно, гораздо дольше времени действия СВЧ поля, длительность импульса которого составляет 5 мкс. В области больших токов ВАХ вновь становятся экспоненциальными и сливаются в одну, которая также не зависит от R_n .

Медленное развитие неустойчивости указывает на то, что она скорее всего связана с изменением распределения инжектированных носителей заряда, и следовательно, для анализа условий возникновения неустойчивости можно использовать диффузионное уравнение. Для этого рассмотрим $p-n$ -переход, являющийся источником термоэдс, замкнутый через активное сопротивление R_n .

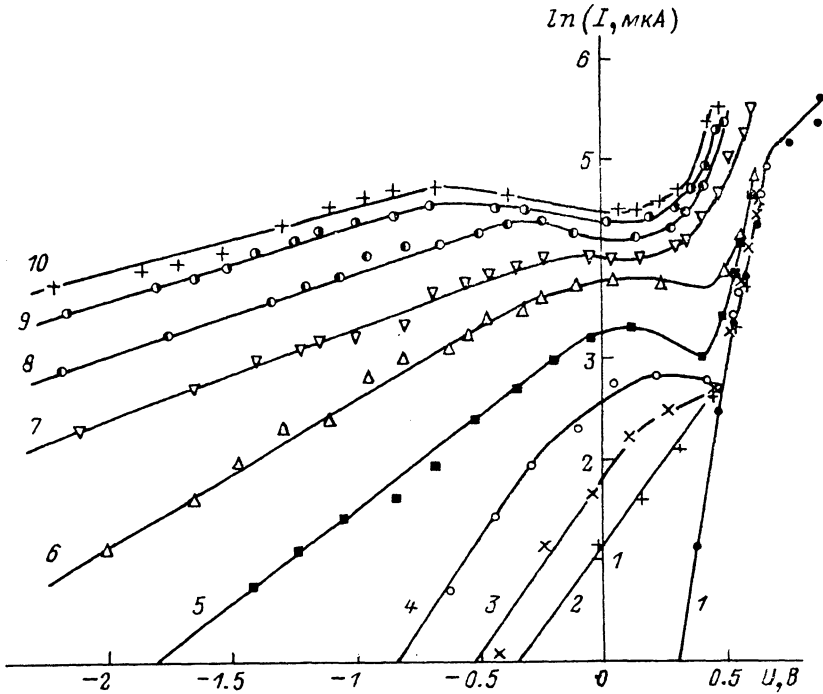


Рис. 1. ВАХ $p-n$ -переходов в сильном СВЧ поле.

Ослабление, дБ: 1 — ∞ , 2 — 19; 3 — 17, 4 — 15, 5 — 12, 6 — 10, 7 — 8, 8 — 6, 9 — 4, 10 — 2. Максимальное СВЧ поле 5 кВ/см.

(рис. 3, а). Внешнее смещение учитывать не будем, так как из общей теории устойчивости известно, что устойчивость системы не может определяться внешним воздействием. Поэтому само по себе напряжение смещения не может приводить к нарушению устойчивости электрической цепи.

Известно [6, 7], что термоэдс, возникающая на $p-n$ -переходе в сильном СВЧ поле, связана с концентрацией носителей заряда по обе стороны от барьера (для определенности будем рассматривать электроны) соотношением

$$E = \frac{mkT_n}{e} \ln \frac{n_n}{n_{pr}} - V_0, \quad (1)$$

где T_n — температура электронов, n_n и n_{pr} — их концентрация соответственно в n - и в p -областях у границы слоя объемного заряда, m — коэффициент неидеальности (для германия $m=1$, для кремния $m > 1$), V_0 — высота барьера равновесного $p-n$ -перехода.

Будем считать, как обычно, что градиент концентрации инжектированных электронов у границы слоя объемного заряда определяется током через $p-n$ -переход

$$I = eD_n (dn_p/dx)_{pr}, \quad (2)$$

где D_n — коэффициент диффузии инжектированных электронов.

Для рис. 3, а значения тока и падения напряжения при любом R_n можно получить из решения уравнения [6, 8]

$$U_p = \frac{mkT_n}{e} \ln \frac{I_{кз}}{I - I_s} = IR_n, \quad (3)$$

где ток короткого замыкания $I_{кз} = I_s \exp [(eV_0/mk)(1/T_0 - 1/T_n)]$, I_s — ток насыщения. Решение этого уравнения можно провести графически. Оно показано на рис. 3, б, на котором изображены ВАХ $p-n$ -перехода в той области, где он является источником ЭДС, и нагрузочная характеристика. Пересечение этих

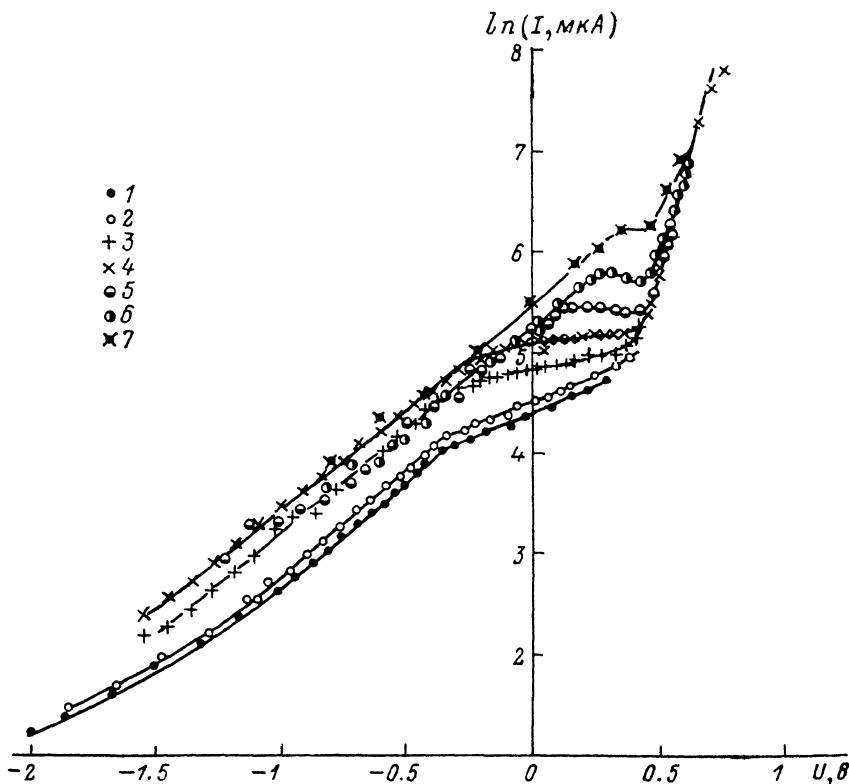


Рис. 2. ВАХ $p-n$ -перехода в СВЧ поле при ослаблении 10 дБ и различных сопротивлениях нагрузки.

R_n , кОм: 1 — 15, 2 — 10, 3 — 5, 4 — 3, 5 — 1, 6 — 0.4, 7 — 0.1.

характеристик дает решение уравнения (3). Из рис. 3, б следует, что решение имеется при любом R_n , т. е. любой ЭДС соответствуют определенный ток в цепи, а следовательно, и определенная граничная концентрация инжектированных электронов в соответствии с (1) и определенный градиент концентрации у границы в соответствии с (2). Для того чтобы выяснить возможность появления неустойчивости в цепи рис. 3, а, необходимо рассмотреть вопрос об устойчивости распределения инжектированных электронов относительно малой флуктуации. Для этого решим диффузионное уравнение для такой флуктуации

$$\frac{\partial \Delta n_p}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial x^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau}, \quad (4)$$

где τ — время жизни инжектированных электронов.

Для решения уравнения (4) следует задать начальную флуктуацию инжектированных электронов, а также два граничных условия. Поскольку начальный вид флуктуации не должен отражаться на устойчивости решения, выберем его в простейшем виде

$$\Delta n_p(0, x) = \text{const}. \quad (5)$$

Из (1)–(3) видно, что изменение концентрации инжектированных электронов приводит к изменению градиента концентрации. В связи с этим для изучения устойчивости решения удобно воспользоваться граничным условием третьего рода на границе $x=0$, которое имеет вид [9, 10]

$$[d\Delta n_p(t, x) dx]_{\text{гп}} / \Delta n_p(t, 0) = \text{const} = H. \quad (6)$$

Для того чтобы показать, что соотношение (6) выполняется во время переходного процесса, заменим схему рис. 3, а эквивалентной схемой, представленной на рис. 3, в. Здесь введен эквивалентный источник ЭДС E' , нагруженный на $R_{\text{н}}$ через внутреннее сопротивление источника $R_g = mkT_p / eI$. Параллельно $R_{\text{н}}$ включена емкость C_g , представляющая собой барьерную емкость p – n -перехода. Такая схема правильно отражает протекание переходного процесса в схеме рис. 3, а. Действительно, при увеличении потока электронов в слое объемного заряда разность потенциалов на его барьере начинает изменяться не мгновенно, а по мере зарядки барьерной емкости. При неизменной ЭДС увеличение тока через R_g приводит к увеличению внутреннего падения напряже-

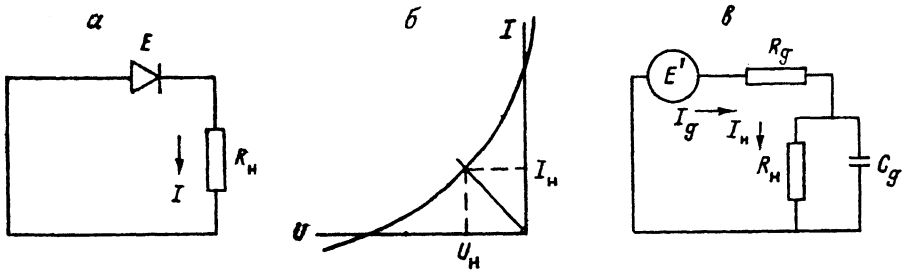


Рис. 3.

а — схема исследуемой электрической цепи; б — графическое решение уравнения (2); в — схема эквивалентной электрической цепи.

ния, разность потенциалов на барьере уменьшается и уменьшается ток через $R_{\text{н}}$. Для эквивалентной цепи рис. 3, в справедливо соотношение

$$E' - I_g R_g = I_n R_{\text{н}}, \quad (7)$$

откуда для малых отклонений от стационарного состояния и при неизменной ЭДС

$$-i_g R_g = i_n R_{\text{н}}, \quad (8)$$

где i_g и i_n — приращение тока через R_g и $R_{\text{н}}$ соответственно. Это соотношение справедливо и для p – n -перехода, так как для малых отклонений от стационарного состояния все параметры цепи можно считать неизменными, а цепь — линейной.

Исходя из (2), для i_g можно сразу написать

$$i_g = eD_n (d\Delta n_p / dx)_{\text{гп}}, \quad (9)$$

а чтобы найти i_n , заметим, что, если в какой-либо момент разность потенциалов на p – n -переходе u_T перестанет изменяться, перестанет меняться и ток через нагрузку, так как $i_n = u_T / R_{\text{н}}$. В то же время ток через p – n -переход будет продолжать изменяться до тех пор, пока не наступит равенство $i_g = i_n$. Для стационарного тока решение диффузионного уравнения дает, как известно,

$$i_g = i_n = eD_n \Delta n_{pT} / L_D, \quad (10)$$

и, следовательно, для i_n в любой момент можно написать

$$i_n = eD_n \Delta n_{pT} / L_D. \quad (11)$$

Из (8), (9) и (11) получаем

$$H = (d\Delta n_p / dx)_{\text{гп}} / \Delta n_{pT} = -R_{\text{н}} / R_g L_D, \quad (12)$$

откуда следует, что при малых отклонениях от стационарного состояния H остается постоянным в течение всего переходного процесса и, кроме того, является отрицательным. Соотношение (12) выражает граничное условие третьего рода через параметры цепи.¹

Второе граничное условие — тривиальное: $\Delta n = 0$ при $x \rightarrow \infty$.

Решение уравнения (4) с граничным условием (12) и начальным условием (5) имеет вид [9, 10]

$$\Delta n_p(x, t) = \Delta n_p(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right) + \exp(DH^2t - Hx) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} + H\sqrt{Dt}\right) \right], \quad (13)$$

что дает для граничной концентрации ($x=0$)

$$\Delta n_p(0, t) = \Delta n_p(0) \exp(DH^2t - t/\tau) [1 - \operatorname{erf}(H\sqrt{Dt})]. \quad (14)$$

Из (14) следует, что при $H > 0$ $\Delta n_p(0, t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. Иная ситуация возникает, когда $H < 0$. Учитывая, что $\operatorname{erf}(-z) = -\operatorname{erf}(z)$, получаем

$$\Delta n_p(0, t) = \Delta n_p(0) \exp(DH^2t - t/\tau) [1 + \operatorname{erf}(|H|\sqrt{Dt})]. \quad (15)$$

Поскольку за время переходного процесса erf изменяется от 0 до 1, весь последний множитель изменяется от 1 до 2, и при $t \rightarrow \infty$

$$\Delta n_p(0, t) \rightarrow 0 \text{ при } DH^2 < 1/\tau, \quad (16)$$

$$\Delta n_p(0, t) \rightarrow \infty \text{ при } DH^2 > 1/\tau. \quad (17)$$

Таким образом, при выполнении условия (17) цепь становится неустойчивой: граничная концентрация начинает самопроизвольно нарастать, а термоэдс — уменьшаться.

Подставив в (17) значение H из (12), получим условие появления неустойчивости в виде

$$\frac{D\tau}{L_D^2} \left(\frac{R_n}{R_g}\right)^2 > 1, \quad \text{или} \quad R_n > R_g. \quad (18)$$

Из уравнения (3) легко получить, что

$$\frac{R_n}{R_g} = \ln \frac{I_{кз}}{I + I_s}, \quad (19)$$

т. е. когда $I_{кз}/I > e$, в стационарном состоянии ЭДС неустойчива. Комбинируя (18) и (19) с учетом того, что $R_g = mkT_n/eI$, получаем область неустойчивости тока на стационарной ВАХ

$$\frac{I_{кз}}{e} > I > \frac{mkT_n}{eR_n}. \quad (20)$$

Со стороны малых токов излом на ВАХ должен появляться при $IR_n = mkT_n/e$. Для проверки этого соотношения из рис. 1 были определены значение mkT_n/e по наклону ВАХ и значение тока в точке излома. По этим данным построена зависимость IR_n от mkT_n/e , причем $R_n = 1840$ Ом, где 1000 Ом — сопротивление самой нагрузки, а 840 Ом — сопротивление базы. Эта зависимость представлена на рис. 4, из которого видно, что падение напряжения на R_n в момент излома действительно пропорционально mkT_n/e . Отсутствие равенства, по-видимому, определяется неточностью измерений, но все же можно считать, что теория достаточно хорошо согласуется с экспериментом.

¹ Граничное условие можно было бы получить непосредственно из (1) и (2) в виде $H = -R_g/R_n L_D$. Но этот результат, как будет видно далее, не соответствует эксперименту. Это — следствие неправильного представления о том, что во время переходного процесса (2) выполняется для тока через R_n .

Включение в цепь дополнительного источника ЭДС $U_{см}$ дает в соответствии с законом Ома

$$E + U_{см} = IR_n, \quad (21)$$

и условие (20) принимает вид

$$\frac{I_{кз} R_n}{e} > E + U_{см} > \frac{mkT_n}{e}. \quad (22)$$

Из (22) следует, что, когда внешний источник смещает $p-n$ -переход в обратном направлении, так что разность $E - U_{см} < mkT_n/e$, цепь устойчива. При уменьшении обратного смещения разность $E - U_{см}$ увеличивается, и, когда она достигает значения mkT_n/e , цепь теряет устойчивость. Это хорошо видно на рис. 1 и 2. При дальнейшем уменьшении смещения ток не растет, так что на

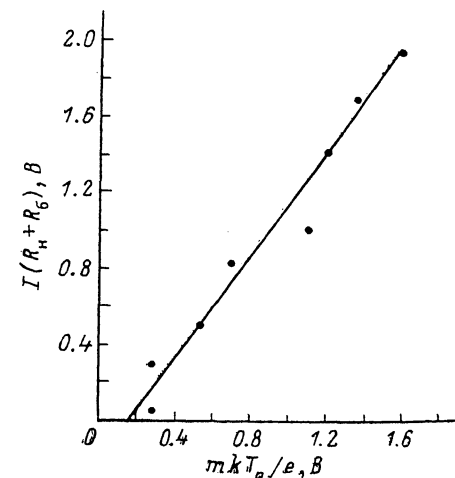


Рис. 4. Связь между $I_{изл}(R_n + R_0)$ и mkT/e , полученная из рис. 1.

$I_{изл}$ — ток в точке излома ВАХ (в мА), $R_0 = 0.84 \text{ кОм}$ — сопротивление базы $p-n$ -перехода.

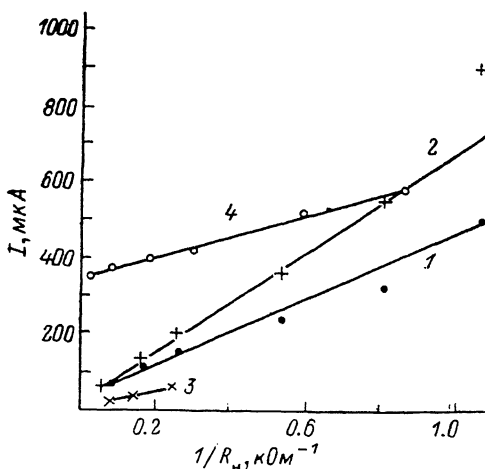


Рис. 5. Связь между током излома ВАХ и проводимостью нагрузки.

1 — для $p-n$ -перехода из рис. 2; 2 — для того же перехода при ослаблении СВЧ поля 6 дБ; 3 — для $p-n$ -перехода из германия [1]; 4 — для $p-n$ -перехода из кремния при разогреве носителей заряда постоянным полем [3]; 1 — ток возникновения колебаний. Масштаб для зависимости 4 увеличен в 10 раз.

горизонтальном участке в стационарном режиме $IR_n \approx mkT_n/e$. Это соотношение можно переписать в виде

$$I = \frac{mkT_n}{e} \frac{1}{R_n}, \quad (23)$$

откуда следует, что зависимость тока в точке излома ВАХ от проводимости нагрузки должна быть линейной с наклоном, равным mkT_n/e . На рис. 5 представлены такие зависимости, построенные по данным рис. 2 (зависимость 1), по аналогичным ВАХ для ослабления СВЧ поля 6 дБ (зависимость 2), по результатам исследования ВАХ $p-n$ -перехода из германия в сильном СВЧ поле (зависимость 3) [1] и по результатам исследования колебаний в кремниевых $p-n$ -переходах, в которых сильное постоянное электрическое поле было направлено вдоль барьера [3] (зависимость 4). Для последнего случая масштаб по оси токов увеличен в 10 раз.

Из рис. 5 видно, что все 4 зависимости достаточно хорошо описываются прямыми линиями, наклон которых близок к наклону ВАХ. Действительно, для зависимости 1 из наклона ВАХ получаем 0.47 В, а из рис. 5 — 0.44, для 2 — 0.63 и 0.58 соответственно, для 3 — 0.28 и 0.21, для 4 — 0.24 и 0.17 В. Таким образом, и в этом случае между теорией и экспериментом наблюдается довольно близкое соответствие, причем эта зависимость проверялась на $p-n$ -переходах, в которых термоэдс создавалась различными способами, а сами $p-n$ -переходы

изготавливались на основе различных полупроводников и по различным технологиям.

Качественное согласие теории с экспериментом следует и из результатов работы [6], где приведены ВАХ для различных кремниевых $p-n$ -переходов при различных температурах решетки. N -образность возникает только при достаточно больших наклонах ВАХ, т. е. когда R_p достаточно малы. В структурах с пологими ВАХ область неустойчивости на ВАХ не проявляется.

Из хорошего соответствия теоретических и экспериментальных зависимостей можно сделать вывод о справедливости предложенного механизма появления N -образного участка на ВАХ $p-n$ -перехода — источника термоэдс. Этот механизм заключается в том, что при $R_n > R_p$ концентрация инжектированных электронов у границы слоя объемного заряда начинает самопроизвольно нарастать, а ЭДС — уменьшаться до тех пор, пока ток в цепи не станет таким, что будет выполняться равенство $IR_n = mkT_n/e$. Возможно, что такой механизм возникновения неустойчивости является довольно универсальным и может проявляться в других плазменных контактах — источниках ЭДС аналогичного происхождения [5].

В заключение автор выражает благодарность Н. В. Кирилловой за изготовление кремниевых $p-n$ -переходов и Н. А. Аблязимовой за помощь в экспериментах.

Л и т е р а т у р а

- [1] Вейнгер А. И., Гнилов С. В., Саргсян М. П. — ФТП, 1979, т. 13, в. 2, с. 318—321.
- [2] Пренцлау Н. М., Дмитриев В. М., Бобрышев В. Д. — Радиотехн. и электрон., 1979, т. 24, в. 8, с. 1702—1704.
- [3] Вейнгер А. И., Кочарян А. А. — ФТП, 1981, т. 15, в. 4, с. 682—687.
- [4] Вейнгер А. И., Кочарян А. А. — ФТП, 1982, т. 16, в. 2, с. 305—311.
- [5] Вейнгер А. И., Кочарян А. А. — ФТП, 1982, т. 16, в. 7, с. 1224—1229.
- [6] Аблязимова Н. А., Вейнгер А. И., Питанов В. С. — ФТП, 1988, т. 22, в. 11, с. 2001—2007.
- [7] Акопян Э. А., Вейнгер А. И., Дадамирзаев Г., Нарццкий Л. Г. — ФТП, 1975, т. 9, в. 2, с. 216—224.
- [8] Ашмонтас С. Электроградиентные явления в полупроводниках. Вильнюс, 1984. 183 с.
- [9] Смирнов В. И. Курс высшей математики, т. 2. М., 1952. 640 с.
- [10] Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., 1967. 599 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 12.02.1988
Принята к печати 17.05.1988