ՄՈՆՈԿԼԻՆԻԿ ՄՈԴԻՖԻԿԱՑԻԱՅԻ ԿԱՊԱՐԻ ՖՏԱԼՈՑԻԱՆԻՆԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԸ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Մ. Վ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Հետազոտված են կապարի ֆտալոցիանինի Բաղանթների անդրադարձման սպեկտրներըինֆրակարմիր տիրուլթում (400-5000 սմ-1)։ Դրուդե-Լորենցի մեթողով և Կրամերս-Կրոնիգի առնչության օգնությամբ անդրադարձման սպեկտրների վերլուծությունից ստացվել ենդիէլեկտրիկ թափանցելիության իրական և կեղծ մասերի, օպտիկական հաղորդականության, բեկման և կլանման ցուցիչների հաճախային կախումները։ Ստացվել են պլազմային հաճախությունը, արգելված գոտու մեծությունը, ռելակտացիայի ժամանակը և լիցքակիրների էֆեկտիվ գանգվածը։

IR REFLECTION SPECTRA OF LEAD PHTHALOCYANINE FILMS OF MONOCLINIC MODIFICATION

M. V. SIMONYAN

In the IR range (400-5000cm⁻¹) the reflection spectra of lead phthalocyanine films of monoclinic modification were measured. Frequency dependences of real and imaginary parts of dielectric susceptibility, optical conductivity, absorption and refraction coefficients were obtained by means of Drude-Lorenz method and Kramers-Kronig relation. The values of plasma frequency, energy gap. relaxation time and of the effective mass of charge carriers were obtained as well.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 4, 202-209 (1987)

УДК 621.382.3

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ УЧАСТКА ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ N-ТИПА В ЛОКАЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ГЕРМАНИЕВЫХ МЕЛКИХ *p-n-*ПЕРЕХОДАХ И ДИОДАХ ШОТТКИ

М. Г. АКОПЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 15 января 1986 г.)

Выполнен расчет статических вольт-амперных характеристик германиевых мелких *p*-*n*-переходов и диодов Шоттки при локальном давлении сферическим индентором по кристаллографическим плоскостям (111) и (001). Дано теоретическое объяснение эффектов увеличения тока насыщения, формирования и исчезновения участка отрицательной дифференциальной проводимости *N*-типа.

Известно, что ВАХ германиевых мелких *p-n*-переходов и диодов Шоттки претерпевают большие смещения при локальном давлении твердосплавным сферическим индентором по кристаллографическим плоскостям (111) и (001). На сбратной ветви ВАХ такого диода, начиная с некоторого порогового значения давления (силы), появляется участок отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) *N*-типа [1, 2], который с дальнейшим увеличением давления смещается в сторону высоких обратных напряжений и при некотором граничном значении давления исчезает. Максимальный обратный ток и ток насыщения локально деформированных *p-n*-переходов и диодов Шоттки растут с давлением экспоненциально [1-6].

При $|\Delta E_g| > 2kT$ (область высоких давлений, где $\Delta E_g = E_{gp} - E_{g0}$ изменение ширины запрещенной зоны (ШЭЗ) деформированного полупроводника) главным фактором, обуславливающим изменение основных параметров полупроводника (эффективных масс; подвижностей и концентраций электронов и дырок, их времен жизни и т. д.), а следовательно, и изменение тока деформированных *p-n*-переходов и диодов Шоттки, является изменение ШЗЗ полупроводника под давлением. В этом случае согласно [4]

$$n_{i\rho} = n_{io} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right),\tag{1}$$

где n_{ip} и n_{io} — концентрации носителей тока в собственном полупроводнике соответственно при наличии давления и без давления.

В работе [7] выполнен расчет зонной структуры кубических полупроводников (Ge, Si) при локальном давлении сферическим индентором по кристаллографическим плоскостям (111) и (001). Анализ полученных формул показывает, что в обоих случаях направления давления нанбольший вклад в величину тока германиевого диода вносит область полупроводника вблизи оси симметрии с $r \lesssim 0,6a$, где $\Delta E_{gp}(r,z) \simeq \Delta E_{gp}(0,z) \simeq$ ≃ const (г — радиус-вектор цилиндрической системы координат с началом отсчета в центре контактной окружности, а — раднус контактной окружности). Следовательно, в первом приближении можно пренебречь зависимостью ШЗЗ локально деформированного германия от г и рассмотреть одномерную задачу (зависимость ШЗЗ полупроводника от z). Но изменение ШЗЗ кубического полупроводника по глубине (по z) при локальном давлении сферическим индентором неоднородно [7]. Оно максимально в объеме полупроводника на оси симметрии г. Для локально деформированного германия, например, глубина максимального сужения ШЗЗ (при $P_{0} = 10^{10} \Pi a$) есть

 $z^*_{(001)} \simeq 0,4 a$, где $E_{\mathrm{g}p}(z^*) \simeq 0,155 \,\mathrm{sB}$ (при давлении по [001])

и

$$z_{(111)}^* \simeq 0,544 a$$
, где $E_{gp}(z^*) \simeq 0,055$ эВ (цри давлении по [111])

Пусть имеем полупроводниковый p^+ -*n*-переход и локальное давление (здесь мы рассматриваем область высоких давлений $|\Delta E_g| > 2 k$ T) осуществляется на поверхности p^+ -области (начало координатной системы в центре контактной окружности, ось z направлена в глубь полупроводника). Наличие градиента ШЗЗ локально деформированного полупроводника приведет к появлению и градиента равновесных (при наличии давления и отсутствии внешнего напряжения) концентраций основных и неосновных носителей тока. Из известных выражений концентраций носителей тока в примесном полупроводнике [8] нетрудно видеть, что при высоких давлениях изменением равновесных концентраций основных и неосновных носителей тока в сильно легированной p^+ -области ($n_{ip} \ll N_A$) можно пренебречь. В слабо легированной n-базе ($n_{ip} \gg N_d$) смещения энергетических зон полупроводника под давлением приведут к резкому увеличению равновесных концентраций электронов и дырок в ней:

$$n_{nop}(z) \simeq p_{nop}(z) \simeq n_{ipo}(z) \simeq n_{io} \exp\left(-\frac{\Delta E_g(z)}{2kT}\right). \tag{2}$$

Предположим, что максимальное изменение ШЗЗ германия осуществляется в базе p^+ -*n*-перехода около обедненного носителями слоя ($z^* > > (d + l_n)_o$), где d — глубина залегания p-*n*-перехода, l_{n_0} — толщина обедненного носителями слоя в *n*-базе при отсутствии внешнего напряжения (U = 0).

Уравнение непрерывности для дырок, инжектированных в *n*-базу локально деформированного *p*⁺-*n*-перехода, при условни квазинейтральности

$$n = p + N_d \tag{3}$$

будет иметь вид

$$\frac{\left(\frac{2p+N_{d}}{(p+mN_{d})}\frac{d^{2}p}{dz^{2}}+\left(2m-1\right)\frac{N_{d}}{(p+mN_{d})^{2}}\left(\frac{dp}{dz}\right)^{2}-\frac{e}{kT}\left\{\frac{mN_{d}j}{e^{\mu_{n}}(p+mN_{d})^{2}}+\left[1-\frac{m(m-1)N_{d}^{2}}{(p+mN_{d})^{2}}\right]\left(E_{op}-E_{on}\right)\right\}\frac{dp}{dz}-\frac{e}{kT}\frac{p(p+N_{d})}{(p+mN_{d})}\frac{d}{dz}\left(E_{op}-E_{on}\right)=\frac{p(z)-p_{nop}(z)}{L_{p}^{2}(z)},\qquad(4)$$

где m = b/(b+1), $b = \mu_n/\mu_p = D_n/D_p$, j — плотность полного тока. $(j^{(n)} = j_p^{(n)} + j_n^{(n)})$, $j_p^{(n)}(z)$ и $j_n^{(n)}(z)$ — дырочная и электронная составляющие плотности тока, $p_{nop}(z)$ и p(z) — концентрации равновесных и неравновесных дырок в *n*-базе диода, μ_n , D_n и μ_p , D_p — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок. В (4) E_{on} и E_{op} — — дополнительные квазиэлектрические поля, обусловленные градиентом ШЗЗ локально деформированного полупроводника, действующие на электроны и дырки соответственно,

$$E_{\rm op}(z) = -E_{\rm on}(z) = \frac{kT}{e} \frac{1}{p_{\rm nop}(z)} \frac{d}{dz} p_{\rm nop}(z).$$
(5)

Предположим, что в узкозонной области базы локально деформированного p⁺-n-перехода (около z^{*}) рекомбинация инжектированных в эту область неравновесных дырок осуществляется по механизму ударной рекомбинации (Оже-рекомбинация). Тогда при условии низкого уровня инжекции

$$\Delta n(z) \ll n_{nop}(z), \ \Delta p(z) \ll p_{nop}(z), \ \Delta p(z) = \Delta n(z), \tag{6}$$

из известного выражения [8] для времени жизни неравновесных дырок в *n*-базе диода получим

$$\tau_{pp}(z) \simeq \tau_{nip}(z) = \tau_{po} \exp\left(\frac{\Delta E_g(z)}{kT}\right),$$

$$L_p(z) = L_0 \exp\left(\frac{\Delta E_g(z)}{2kT}\right).$$
(7)

Граничными условиями служат

$$\Delta p \left(d + l_n \right) = p_{nop} \left(d + l_n \right) \left(\frac{e^{U_{p-n}}}{e^{kT}} - 1 \right),$$

$$\Delta p \left(W \right) = 0,$$
(8)

где $(d + l_n)$ — глубина границы обедненной носителями области в *п*базе диода, W — толщина диода, U_{p-n} — падение напряжения на *p*-*n*перекоде, $\Delta p (d + l_n)$ и $\Delta p (W)$ — избыточные концентрации неравновесных дырок на границах *п*-области.

Условие квазинейтральности (3) с учетом (2) будет

$$p(z) \simeq n(z) \simeq n_{i_0}(z) \gg N_d. \tag{9}$$

Отметим, однако, что в нашем случае условие (9) не означает высокий уровень инжекции, так как и равновесные концентрации электронов и дырок удовлетворяют этому же условию (2).

Здесь мы рассматриваем случай низкого уровня инжекции (6). Пусть изменение ШЗЗ полупроводника в n-базе диода линейно зависит от z:

1) при $(d + l_n)_o \leqslant z \leqslant z^*$ $\Delta E_g(z) = a_1 z, a_1 = \frac{\Delta E_g(z^*)}{z^*};$ (10)

2) при
$$z^* \leqslant z \leqslant W$$
 $\Delta E_g(z) = \alpha_2 (W-z), \ \alpha_2 = \frac{\Delta E_g(z^*)}{W-z^*}$

где a1 < 0, a2 < 0. Из (5) с учетом (10) имеем

$$\frac{d}{dz}E_{op}(z) = -\frac{d}{dz}E_{on}(z) = 0.$$
(11)

Решая уравнение (4) с граничными условиями (8) и с учетом выражений (9)—(11), для избыточной концентрации неравновесных дырок, инжектированных в *n*-базу локально деформированного диода, получим

$$\Delta p(z) = p_{nop}(d+l_n) \frac{\operatorname{sh}\left[\frac{1}{\sqrt{2}L_o}\int_{z}^{W} \exp\left[-\frac{\Delta E_g(z)}{2kT}\right]dz\right] \cdot \left(e^{\frac{U_{p-n}}{kT}}-1\right)}{\operatorname{sh}\left[\frac{1}{\sqrt{2}L_o}\int_{(d+l_n)}^{W} \exp\left[-\frac{\Delta E_g(z)}{2kT}\right]dz\right]}$$
(12)

Для плотности дырочного тока на границе $(d + l_n)$ с учетом граничного условия

$$j_p^{(n)}(W) = 0$$

205

имеем

$$j_{p}^{(n)} (d + l_{n}) = \frac{e}{\tau_{po}} p_{nop} (d + l_{n}) \times$$

$$\times \frac{\int_{q}^{W} \exp\left[-\frac{\Delta E_{g}(z)}{kT}\right] \operatorname{sh}\left[\frac{1}{\sqrt{2}L_{o}} \int_{z}^{W} \exp\left[-\frac{\Delta E_{g}(z)}{2kT}\right] dz\right] dz}{\operatorname{sh}\left[\frac{1}{\sqrt{2}L_{o}} \int_{(d+l_{n})}^{W} \exp\left[-\frac{\Delta E_{g}(z)}{2kT}\right] dz\right]} \times \left(\frac{e^{U_{p-n}}}{e^{kT}} - 1\right).$$
(13)

В случае линейного закона (10) изменения ШЗЗ полупроводника с z'в n-базе диода нетрудно взять интеграл в числителе выражения (13). Окончательно, отбросив малые члены, получим

$$j_{p}^{(n)} d + l_{n} \simeq \frac{\sqrt{2} e n_{i_{o}} L_{o}}{\tau_{po}} \exp\left[-\frac{\Delta E_{g} (d + l_{n})}{kT}\right] \left(e^{\frac{e U_{p-n}}{kT}} - 1\right). \quad (14)$$

Падение напряжения внешнего электрического поля на p^+ -*n*-переходе $U_{p-n} = U - U_n$, где U — полное внешнее напряжение, приложенное диоду, U_n — падение напряжения на толщине *n*-базы диода,

$$U_n = \int_{(d+l_n)}^{W} E(z) dz, \qquad (15)$$

где E (z) — напряженность электрического поля в базе диода,

$$E(z) = \frac{1}{(b+1)(p+mN_d)} \left\{ \frac{j}{e\mu_p} + \frac{kT}{e} (1-b) \times \left[\frac{dp}{dz} - \left(p - \frac{bN_d}{1-b} \right) \frac{1}{p_{nop}} \frac{d}{dz} p_{nop} \right] \right\}.$$

При малых $U(j_n^{(n)} \simeq 0)$ из (15) нетрудно получить, что $U_n \simeq U_{p-n}$ и $U_{p-n} = U/2$. Как видно из (14), при локальном давлении на германи евый p^+ -*n*-переход сферическим индентором плотность дырочного тока в базе диода зависит от глубины залегания $(d + l_n)_U$ границы обедненного носителями слоя в *n*-базе.

На основе общего метода определения границ объемного заряда p⁺-n-перехода для нашего случая нетрудно получить выражение для l_n:

$$I_n \simeq -\frac{a_1 \varepsilon \varepsilon_0}{e^2 N_d} + \left[\left(\frac{a_1 \varepsilon \varepsilon_0}{e^2 N_d} \right)^2 + \frac{2 (\varphi_k - U_{p-n}) \varepsilon \varepsilon_0}{e N_d} \right]^{1/2}, \quad (16)$$

где 8 — диэлектрическая проницаемость материала полупроводника, φk высота потенциального барьера p^+ -*n*-перехода. Здесь предполагается, что вся область объемного заряда ($(d-l_p) \leqslant z \leqslant (d+l_n)$) находится на первом участке изменения ШЗЗ полупроводника (10). Высота потенциального барьсра определяется концентрациями донорных и акцепторных примесей в полупроводнике и не зависит от внешнего давления. Изменение изпряжения приложенного к диоду внешнего электрического поля U (следовательно и U_{p-n}) приведет к изменению l_n (или $(d+l_n)_U$). При U < 0 l_n и $(d+l_n)_U$ увеличиваются с возрастанием $|U_i$, а при U > 0 с возрастанием U l_n и $(d+l_n)_U$ уменьшаются. Рассматривая $(d+l_n)_U$ как функцию от U, определяемую (16), из (14) нетрудно получить следующие соотношения.

- 1. При U<0 и |eU|>3kT
- a) and $(d+l_n)_U < z^*$ $\frac{d}{dU} j_p^{(n)}(U) > 0;$
- 6) ANS $(d+l_n)_U = z^*$ $\frac{d}{dU} j_p^{(n)}(U) = 0;$
- c) and $(d+l_n)_U > z^*$ $\frac{d}{dU} j_p^{(n)}(U) < 0.$

Таким образом, для того, чтобы на обратной ветви ВАХ локально деформированных сферическим индентором германиевых мелких *p*-*n*-перекодов появился участок ОДП *N*-типа, необходимо, чтобы глубина z^* максимального изменения ширины запрещенной зоны находилась в базе диода около границы обедненного носителями слоя. Этим и объясняется существование для каждого образца (d = const) некоторого порогового значения давления (силы), начиная с которого на обратной ветви ВАХ диода появляется участок ОДП *N*-типа. $\overline{P}_{\text{порог.}}$ — это среднее давление, при котором ($d + l_n$)₀ = z^* :

$$\overline{P}_{\text{nopor.}} = \frac{(d+l_n)_0}{\pi R (Dz_0^*)}, \ D = \frac{3}{4} \left(\frac{1-\mu_1^2}{E_1} - \frac{1-\mu^2}{E} \right), \ z_0^* = \frac{z^*}{a},$$

где \overline{P} — среднее давление на поверхности контакта, R — радиус сферического индентора, μ_t и μ — коэффициенты Пуассона, E_t и E — модули Юнга соответственно для материалов индентора и полупроводника.

Для напряжения внешнего электрического поля, которому соответствует «пиковое» значение обратного тока локально деформированного диода (при $(d + l_n)_{II} = z^*$), можно получить выражение

$$U^* = \frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0} (\pi R D \overline{P} z_0^* - d)^2 - \varphi_k.$$
(17)

Из (17) следует, что с увеличением \overline{P} увеличивается и U^* , т. е. увеличение локального давления приводит к смещению участка ОДП *N*-типа в сторону высоких обратных напряжений внешнего электрического поля.

2. При U > 0 и eU > 3kT

a) для
$$(d+l_n)_U \gg z^* \quad \frac{d}{dU} j_p^{(n)}(U) > 0;$$

б) для $(d + l_n)_U < z^*$ на прямой ветви ВАХ локально деформированного германиевого p^+ -*п*-перехода тоже возможно формирование участка -ОДП *N*-типа.

Нетрудно получить выражение для напряжения внешнего электрического поля, начиная с которого на прямой ветви ВАХ локально деформированного *p*⁺-*n*-перехода возможно появление участка ОДП *N*-типа:

$$U_{p-n}^{**} \gg \varphi_k - \frac{a_1^2 \varepsilon \varepsilon_0}{8e^3 N_d} \left[4 \left(\frac{dU_{p-n}}{dU} \right)^2 - 1 \right].$$

При малых $U U_{p-n}^{**} \ge 2\varphi_k$.

Ток насыщения локально деформированного диода определится величиной дырочной составляющей тока при $(d + l_n)_U = z^*$. Действительно, суммарное количество инжектированных в *n*-область дырок в этом случае определится концентрацией дырок на глубине z^* . Следовательно, и количество электронов, поступающих из электрода в *n*-область, и величина электронной составляющей плотности тока в *n*-области на глубине z = W, $j_n^{(n)}(W)$, определяются концентрацией дырок и величиной дырочной составляющей плотности тока в *n*-области на глубине z = W, $j_n^{(n)}(W)$, определяются концентрацией дырок и величиной дырочной составляющей плотности тока на глубине z^* . Таким образом,

$$j_{s} = j_{n}^{(n)}(W) = j_{p}^{(n)}(z^{*}) = -\frac{\sqrt{2} e n_{io} L_{o}}{\tau_{po}} \exp\left[-\frac{\Delta E_{g}(z^{*})}{kT}\right]$$

Электронная составляющая плотности тока $j_n^{(n)}(z)$ максимальна на границе z = W и минимальна при $z = (d + l_n)_U$. Следовательно,

$$j_n^{(n)}(z^*) < j_p^{(n)}(z^*)$$
 и $j^{(n)}(z^*) < 2 j_p^{(n)}(z^*) = 2j_s$,

г. е. «пиковое» значение обратного тока и ток насыщения локально деформированных германиевых p-n-переходов — величины одинакового порядка. Начиная с некоторого «граничного» значения давления, с увеличением. U граница обедненного носителями слоя $(d + l_n)_U$ не достигает глубины z^* даже при $U \simeq U_{проб}$. В этом случае участок ОДП N-типа на обратной ветви ВАХ не появляется, обратный ток не насыщается.

Диоды Шоттки изготавливаются на несильно легированных базах. В таких диодах в приповерхностной области возникает инверсный слой и, следовательно, физический мелкий p^+ -*п*-переход. Действительно, для *п*-Ge, например (при $N_d \simeq 10^{21} \,\mathrm{m^{-3}}$), $\varphi_k = 0,48B$. В объеме такого полупроводника уровень Ферми расположен на $\Delta E \simeq 0,25$ зВ ниже дна зоны проводимости и на $\Delta E \simeq 0,41$ зВ выше потолка валентной зоны. Следовательно, на поверхности полупроводника уровень Ферми расположен на $\Delta E \simeq 0,07$ зВ ниже потолка валентной зоны. То же самое можно сказать и о диодах на *p*-Ge.

С приложением локального давления толщина инверсного слоя и концентрация носителей в нем увеличиваются, образуя физический p^+ -n (или n^+ -p)-переход для прижимных диодов Шоттки с базой соответственно n- и p-типов. Следовательно, расчет ВАХ диодов Шоттки при локальном давлении такой же, как и в случае p^+ -n-перехода. Этим и объясняется сходство ВАХ германиевых p-n-переходов и диодов Шоттки при локальном давлении сферическим индентором. Высокая тензочувствительность германиевых прижимных диодов Шоттки по сравнению с тензочувствительностью p-n-переходов при локальном давлении объясняется тем, что в первом случае физический p^+ -n (или n^+ -p)-переход «более мелкий».

208

Отметим, что предлагаемый механизм позволяет качественно и количественно объяснить известные экспериментальные результаты по влиянию локального давления сферическим индентором на характеристики германиевых p^+ -n (или n^+ -p)-переходов и диодов Шоттки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меликян Э. Г., Бабаян Г. Г. ФТП, 3, 293 (1969).

2. Меликян Э. Г., Бабаян Г. Г. Инф. листок Арм.НИИНТИ, 127 (1968).

3. Полякова А. Л. Акустический журнал, 18, 1 (1972).

 Полякова А. Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых прибороз. Изд. Энергия, М., 1979.

5. Kanda I. Japan J. Appl. Phys., 6, 475 (1967).

6. Fonash S. State Electronics, 16, 253 (1973).

7. Меликян Э. Г., Арутюнян Ф. М., Акопян М. Г. ФТП, 7, 1855 (1973).

8. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. Изд. Мир, М., 1964.

ԼՈԿԱԼ ԴԵՖՈՐՄԱՑՎԱԾ ԳԵՐՄԱՆԻՈՒՄԱՑԻՆ ՈՉ ԽՈՐԸ *p*−*n*−ԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ՇՈՏՏԿԻ-Ի ԴԻՈԴՆԵՐՈՒՄ *N*−ՏԻՊԻ ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ

Մ. Գ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Աշխատանքը նվիրված է գերմանիումային p-n-անցումների և Շոտակի-ի գիոդների վոլա--ամպերային բնուԹագրերի տեսական հաշվարկին տեղային (լոկալ) ճնշման դեպքում։ Տրդված է գնդային ինդենտորով լոկալ ճնշման ազդեցուԹյան տակ գերմանիումային ոչ խորը p-n-անցումների և Շոտակի-ի դիոդների հագեցման հոսանքների մեծացման, նրանց վոլաամպերային բնուԹագրերի ուղիղ և հակառակ ճյուղերի վրա N-տիպի բացասական գիֆերենցիալ։ հաղորդականուԹյան տիրույթի առաջացման բացատրությունը։

THE MECHANISM OF RISE OF N-TYPE NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY IN LOCALLY DEFORMED GERMANIUM SHALLOW *p-n* JUNCTIONS AND SCHOTTKY DIODES

M. G. HAKOPYAN

The static current-voltage characteristics of germanium shallow p-n junctions: and Schottky diodes were calculated for the case of local pressure exerted by a spherical indentor on crystallographic planes (111) and (001). The mechanism of therise of N-type negative differential resistance in the forward- and inverse-biased locally deformed germanium shallow p-n junctions and Schottky diodes is theoretically interpreted.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 4, 209—214 (1987)-

УДК 621.371.32

i

О РАДИОГОЛОГРАФИЧЕСКОМ МЕТОДЕ АТТЕСТАЦИИ АНТЕННЫХ ПОЛИГОНОВ

Э. Д. ГАЗАЗЯН, В. Г. ПАНЧЕНКО, Э. С. ТАГВОРЯН

Всесоювный научно-исследовательский институт радиофизических измерений (Поступила в редакцию 6 июня 1986 г.)

Предлагается метод определения уровней и направлений распространения плоских воли, расссяяных (отраженных) от поверхности антенного

209