Изв. АН Армянской ССР, Физика, 9, 484—497 (1974)

ДВОЙНАЯ ИНЖЕКЦИЯ В КРЕМНИЙ, КОМПЕНСИРОВАННЫЙ ЦИНКОМ

Э. Н. АДАМЯН, В. М. АРУТЮНЯН

В дрейфовом приближении изучено прохождение тока через p^+-n-n^+-структуру, изготовленную из кремния, компенсированного цинком. Показано, что аномальная в условиях двойной инжекции сублинейность и высокая фоточувствительность таких приборов связана с зависимостью сечения захвата электрона на однократно отрицательно заряженный центр от напряженности электрического поля и освещенности.

Несмотря на огромное число работ по инжекционным явлениям в твердых телах [1—4] интерес к этим вопросам не ослабевает. Настоящая работа посвящена теоретическому рассмотрению процессов, имеющих место в p^+-n-n^+-структурах, изготовленных из полупроводника, компенсированного примесью, создающей двукратно заряженные акцепторные центры. Этот вопрос был предметом исследований, проведенных в [5—7]. В данной работе поставлена задача изучить процессы, имеющие место в конкретном объекте — кремнии, компенсированном цинком.

Модель и основные уравнения задачи

Рассмотрим полупроводник n-типа, легированный мелкими донорами с концентрацией N_g и компенсированный примесью с концентрацией N, создающей глубокие двухзарядные акцепторные центры в запрещенной зоне, причем для определенности считается, что $N_g < 2N < \frac{4}{3} N_g$.

При анализе токопрохождения через «длинную p-n-n^+-структуру, изготовленную из такого материала, падением напряжения на крайних слоях структуры пренебрегается, переходы считаются идеально инжектирующими. Рассмотрение ведется в дрейфовом приближении. Если полагать, что N_- — концентрация однократно заряженных глубоких центров, а N_{2-} — двукратно заряженных центров, то из рассмотрения кинетических процессов, имеющих место в базе структуры (рис. 1), в стационарном состоянии имеем следующие кинетические уравнения:

$$\begin{aligned} &(w_{01}n + w_{10}p_1)(N - N_- - N_{2-}) = (w_{01}n_1 + w_{10}p) N_-, \\ &(w_{12}n + w_{21}p_2) N_- = (w_{21}p + w_{12}n_2) N_{2-}. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь w_{01} и w_{10} — соответственно коэффициенты захвата электрона и дырки на однократно отрицательно заряженный акцепторный центр, w_{12} и w_{21} — те же коэффициенты для захвата на двукратно отрицательно заряженный акцепторный центр; n_1, p_1, n_2 и p_2 — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне, приведенные к соответствующим акцепторным уровням [8, 9], n и p — соответственно концентрации электронов и дырок.

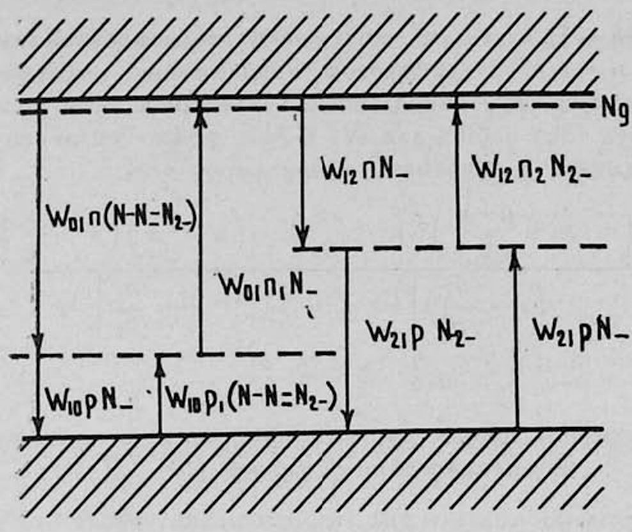

Рис. 1. Зонная модель.

Введя обозначения

$$\theta_1 = \frac{w_{01}}{w_{10}} = \frac{\langle v_n \sigma_n^0 \rangle}{\langle v_p \sigma_p^- \rangle}, \quad \theta_2 = \frac{w_{12}}{w_{21}} = \frac{\langle v_n \sigma_n^- \rangle}{\langle v_p \sigma_p^{2-} \rangle}, \tag{2}$$

где v_n и v_p — тепловые скорости электронов и дырок, а σ_i^k — соответствующие поперечные сечения захвата, получим

$$N_- = \frac{N}{1 + \dfrac{\theta_1 n_1 + p}{\theta_1 n + p_1} + \dfrac{\theta_2 n + p_2}{\theta_2 n_2 + p}}, \tag{3а}$$

$$N_{2-} = \frac{N}{1 + \dfrac{\theta_2 n_2 + p}{\theta_2 n + p_2}\left[1 + \dfrac{\theta_1 n_1 + p}{\theta_1 n + p_1}\right]}, \tag{3б}$$

$$\frac{N_-}{N_{2-}} = \frac{\theta_2 n_2 + p}{\theta_2 n + p_2}. \tag{3в}$$

Тогда условие квазинейтральности запишется в виде

$$n = p + N_g \times$$

$$\times \frac{\dfrac{N_g - 2N}{N_g}\left(n + \dfrac{p_1}{\theta_1}\right)\left(n + \dfrac{p_2}{\theta_2}\right) + \left(n_2 + \dfrac{p}{\theta_2}\right)\left[\dfrac{N_g - N}{N_g}\left(n + \dfrac{p_1}{\theta_1}\right) + n_1 + \dfrac{p}{\theta_1}\right]}{\left(n + \dfrac{p_1}{\theta_1}\right)\left(n + \dfrac{p_2}{\theta_2}\right) + \left(n_2 + \dfrac{p}{\theta_2}\right)\left(n + n_1 + \dfrac{p + p_1}{\theta_1}\right)}, \tag{4}$$

откуда получим кубическое уравнение для концентрации дырок

$$p^3 + k\left(N_g + \frac{p_1}{k} - n_0\right)p^2 + pk(p_1 + \theta_1 n_0)(N_g - N - n_0) -$$
$$- kp_1(p_2 + \theta_2 n_0)(n_0 + 2N - N_g) = 0. \tag{5}$$

Здесь $k = b/(b+1)$, $b = u_n/u_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок, $n_0 = n + p/b$. В дрейфовом приближении $n_0 = j/eu_n E$, где j — плотность тока, E — напряженность электрического поля.

Используя (3а) и (3б) для N_- и N_{2-}, можно легко получить следующее выражение для времени жизни дырок τ_p:

$$\tau_p = \tau^0_{p2} \frac{\left(n + n_1 + \frac{p+p_1}{\theta_1}\right)\left(n_2 + \frac{p}{\theta_2}\right) + \left(n + \frac{p_1}{\theta_1}\right)\left(n + \frac{p_2}{\theta_2}\right)}{\left(n - \frac{n_i^2}{p}\right)\left[a\left(n_2 + \frac{p}{\theta_2}\right) + n + \frac{p_1}{\theta_1}\right]}, \tag{6}$$

где $a = \sigma^-_p/\sigma^{2-}_p$, $\tau^0_{p2} = 1/\langle v_p \sigma^{2-}_p\rangle N$ [5, 9].

Специфика процессов, имеющих место в кремнии, компенсированном цинком [10—13]

Цинк в кремнии создает два энергетических уровня — E_c — 0,54 *эв* и E_v +0,31 *эв*, резко отличающихся друг от друга рекомбинационными характеристиками: отношения сечения захвата электронов к сечению захвата дырок на однократно и двукратно заряженные акцепторные центры могут отличаться на два порядка, причем $\theta_1 > \theta_2$. В первую очередь, это связано с очень малым сечением σ^-_n и тем обстоятельством, что дырка значительно хуже захватывается на двукратно отрицательно заряженный центр, чем на однократно заряженный. Таким образом, весьма затруднен захват электронов на Z^{2-}_n и облегчена рекомбинация их через Z^-_n. Однако с ростом приложенного электрического поля σ^-_n увеличивается (напр., в [10, 11] указано, что в диапазоне полей от 10^2 до 10^3 *в/см* σ^-_n увеличивается в 3,6—4 раза).

Для численных оценок, исходя из [10—12], ниже принято: $p_1 = 6{,}8\cdot10^{13}$ *см*$^{-3}$, $p_2 = 2{,}1\cdot10^9$ *см*$^{-3}$, $n_1 = 1{,}8\cdot10^6$ *см*$^{-3}$, $n_2 = 2{,}65\cdot10^{10}$ *см*$^{-3}$, $\theta_1 = 1{,}5\cdot10^{-2}$, $\theta_2 = 1{,}5\cdot10^{-1}$, $N_g = 1{,}2\cdot10^{15}$ *см*$^{-3}$ ($\rho_{\text{исх.}} \simeq 4$ *ом см*), $a = \frac{\tau^0_{p2}}{\tau^0_{p1}} = \frac{\sigma^-_p}{\sigma^{2-}_p} = 5\cdot10^2$, $\tau^0_{p1} = 2{,}4\cdot10^{-9}$ *сек*.

Исследованные в [14] образцы после компенсации сохраняли n-тип проводимости и имели удельное сопротивление порядка 5—10 *ком см*. Таким образом, $n_T = 10^{12}$ *см*$^{-3}$, $N = 0{,}56\,N_g$, откуда $2N - N_g = 1{,}44\cdot10^{14}$ *см*$^{-3}$, $N_g - N = 5{,}28\cdot10^{14}$ *см*$^{-3}$.

Напряженность электрического поля в базе структуры

Заметим, что подстановка значений ρ и τ_p из (5) и (6) в уравнение непрерывности для дырочной составляющей тока

$$\frac{d(pE)}{p} = -\frac{dx}{u_p\tau_p} \tag{7}$$

весьма затруднила бы интегрирование, привела бы к громоздким выражениям, очень затрудняющим анализ. Поэтому представляется оправданным нижеследующий анализ, основывающийся на различных приближениях.

связанных с изучением здесь конкретного объекта — кремния, компенсированного цинком.

Так как в таком полупроводнике обычно выполняются неравенства

$$n_2 < \frac{p_2}{\theta_2}, \quad n_1 < n + \frac{p + p_1}{\theta_1}, \tag{8}$$

то из (7) имеем

$$\tau_p \simeq \frac{p^2 + (p_1 + \theta_1 n)(p + p_2 + \theta_2 n)}{[a(p + p_3) + \theta_2 n]\,\theta_1 n}\,\tau^0_{p2}, \tag{9}$$

где

$$p_3 \equiv \frac{p_1\theta_2}{a\theta_1}. \tag{10}$$

Подставляя из предыдущего параграфа соответствующие значения параметров в (10), получим $p_3 \simeq 1{,}36 \cdot 10^9$ $см^{-3}$.

Интересно, что при

$$p > p_2 + \theta_2 n, \quad p > p_3 + \frac{\theta_2}{a}\, n \tag{11}$$

из (9) можно получить выражение

$$\tau_p \simeq \frac{p + p_1 + \theta_1 n}{\theta_1 n}\,\tau^0_{p1}, \tag{12}$$

соответствующее статистике Шокли-Рида [8]. Легко заметить, что концентрации дырок, равные p_3, $p_2+\theta_2 n$ и $p_1+\theta_1 n$, являются в каком-то смысле «критическими» при проведении упрощенного анализа и характеризуют уровень инжекции. Последний в случае $p \lesssim p_3$ является умеренным, для $p_3 < p < p_2 + \theta_2 n$ — средним, для $p_2 + \theta_2 n < p < p_1 + \theta_1 n$ — большим, а при $p > p_1 + \theta_1 n$ — очень большим. Подчеркнем, что все перечисленные уровни инжекции являются в общепринятой терминологии высокими, так как концентрация инжектированных дырок всюду больше тепловой концентрации. Ниже рассмотрим каждый случай в отдельности.

Умеренный уровень инжекции ($p < p_3$). Неравенства $p < N_g + \frac{p_1}{k} - n_0$ и $p\left(N_g + \frac{p_1}{k} - n_0\right) < (p_1 + \theta_1 n_0)(N_g - N - n_0)$ выполняются при $p < p_3$. Поэтому в уравнении (5) наибольшими членами являются два последних, т. е.

$$p \simeq \frac{p_1(p_2 + \theta_2 n_0)(n_0 + 2N - N_g)}{(p_1 + \theta_1 n_0)(N_g - N - n_0)}. \tag{13}$$

Тогда границе диапазона ($p = p_3$) соответствует значение

$$N_1 = \left(N - \frac{N_g}{2} + \frac{p_2 + p_3}{2\theta_2}\right) \times \left[\sqrt{1 + \frac{4}{\theta_2}\,\frac{p_3(N_g - N) - p_2(2N - N_g)}{N - \frac{N_g}{2} + \left(\frac{p_2 + p_3}{2\theta_2}\right)^2}} - 1\right]; \tag{14}$$

поэтому в знаменателе (13) можно опустить $\theta_1 n_0$ рядом с p_1. Так как в рассматриваемом диапазоне $\tau_p \simeq \tau^0_{p2} = \mathrm{const}$, (15), то воспользовавшись методикой расчета, проведенного в [16], для напряженности электрического поля получим выражение

$$E_{\mathrm{I}} = \sqrt{\frac{2j(d-x)\,[\theta_2(2N-N_g)-p_2]}{eu_n u_p \tau^0_{p2}(2N-N_g)^2}}, \tag{16}$$

откуда следует, что вольт-амперная характеристика прибора непосредственно после закона Ома имеет вид $j \sim V^2$.

Средний уровень инжекции ($p_3 < p < p_2 + \theta_2 n$). Полагаем, что здесь поля становятся достаточно сильными, чтобы сказывалась указанная выше зависимость поперечного сечения захвата электрона на однократно заряженный центр σ_n^- от напряженности электрического поля E. Так как другие поперечные сечения не зависят от E, а σ_n^- входит в θ_2, то

$$\theta_2 = \theta_{20}\left(\frac{E}{E_T}\right)^q. \tag{17}$$

Для определенности принята степенная форма зависимости θ_2 от E, E_T — пороговое значение напряженности электрического поля, начиная с которого имеет место изменение σ_n^- с E.

Кроме того, примем, что при этих полях уже сказывается также и зависимость подвижности электронов от поля [1, 3, 15, 17]. Проще взять эту зависимость тоже в степенной форме

$$u_n = u_{n_0}\left(\frac{E_n}{E}\right)^l, \tag{18}$$

хотя можно было бы использовать одну из конкретных зависимостей дрейфовой скорости электронов от E [15—19]. Однако для упрощения выкладок примем (18)*.

В рассматриваемом диапазоне, как легко убедиться из (9), время жизни дырок

$$\tau_p = \frac{p_1(p_2+\theta_2 n)}{\theta_1 np}\tau^0_{p1} \tag{19}$$

уменьшается с ростом уровня инжекции, а концентрация дырок дается приближенным выражением

$$p \simeq \frac{(p_2+\theta_2 n_0)(n_0+2N-N_g)}{N_g-N-n_0}. \tag{20}$$

Используя (7), (17)—(20), граничное условие $E=0$, $x=d$** и считая, что наибольшим членом рядом с $\frac{dE}{dx}$ является член $p_2(2N-N_g)(N_g-N)$,

---

* Только при использовании зависимости u_n от E, полученной Шокли [18], $l = \mathrm{const} = \frac{1}{2}$. Для остальных аппроксимаций l является сравнительно слабой (логарифмической) функцией E.

** Для упрощения считаем, что область (21) полностью вытеснила область (16). Это соответствует условию $p > p_3$ по всей базе.

имеем

$$E_{\text{II}} = \left[\frac{(3-q-2l)\,(2N-N_g)\,\theta_1\theta_{20}j^2(d-x)}{e^2 u_{n0}^2 E_n^{2l} E_T^q p_1 p_2 u_p \tau_{p1}^0 (N_g-N)}\right]^{\frac{1}{3-q-2l}}. \tag{21}$$

Если $q+2l>1$, то в условиях двойной инжекции имеет место сублинейная зависимость тока от напряжения. Обычно двойная инжекция приводит к зависимости $j \sim V^n$, где $n>1$ (напр., известный результат Ламперта и Роуза [20] $j \sim V^2$), однако в случае кремния, компенсированного цинком, возможна, в принципе, закономерность с $n<1$.

Заметим, что (21) справедливо при $n_0 < 2N - N_g$, а $p = p_2 + \theta_2 n$ при $n_0 \simeq N_g - \frac{3}{2}N$. Используя (19) и (20), в диапазоне

$$2N - N_g < n_0 < N_g - \frac{3}{2}N \tag{22}$$

получим выражение для E в виде $\left(\text{для определенности принято } l = \frac{1}{4}\right)$

$$E_{\text{III}} = \left[\frac{j}{eu_{n0} E_n^{0,25}(2N-N_g)}\right]^{4/3}\left[1 - B\left(1 - \frac{x}{x_{3n}}\right)\right], \tag{23}$$

где

$$B = \frac{3}{2}\,\frac{\theta_1 x_{3n}\left[eu_{n0} E_n^{0,25}(2N-N_g)^{2,5}\right]^{4/3}}{j^{4/3} u_p \tau_{p1}^0 p_1 [N - 2q(2N_g - 3N)]}, \tag{24}$$

x_{3n} определяется из равенства (23) и (21) и имеет вид

$$x_{3n} = d - \eta j^{\frac{4}{3}-(1-q)}, \tag{25}$$

$$\eta \equiv \frac{u_p \tau_{p1}^0 E_T^q}{(2,5-q)}\left(\frac{j}{eu_n E_n^{0,25}}\right)^{\frac{4}{3}(1-q)} \frac{p_1 p_2 (N_g - N)}{\theta_1\theta_{20}(2N-N_g)^{13/3 - 4/3\,q}}. \tag{26}$$

Большой уровень инжекции ($p_2 + \theta_2 n < p < p_1 + \theta_1 n$). В пределах

$$N_g - \frac{3}{2}N < n_0 < N_g - \frac{N}{2} + \frac{p_1}{k} \tag{27}$$

время жизни дырок продолжает уменьшаться с ростом уровня инжекции. Здесь коэффициент при p в (5) проходит через 0 при $n_0 = N_g - N$. Поэтому в области $N_g - \frac{3}{2}N < n_0 < \frac{3}{4}(N_g - N)$ имеем

$$E'_{\text{IV}} = \frac{8}{4+q} - \sqrt{\left(\frac{8}{4+q} - E_{4n}\right)^2 + \frac{2\,eu_n\theta_1(N_g-N)^2}{(4+q)\,jp_1u_p\tau_{p_1}^0}(x_{4n}-x)}. \tag{28}$$

В оставшейся области для определения напряженности электрического поля E_{V} необходимо решить трансцендентное уравнение

$$E_{\mathrm{V}} - \frac{jE_{\mathrm{V}}^{l}}{2\,eu_{n0}\,E_{n}^{l}\left(N_g+\frac{p_1}{k}\right)}\left[1-\ln\left|\frac{2\,eu_{n0}\,E_n^l\left(N_g+\frac{p_1}{k}\right)E_{\mathrm{V}}^{1-l}}{j}-1\right|\right] =$$

$$= -\frac{2\left(N_g+\frac{p_1}{k}\right)\theta_1}{u_p\,\tau_{p1}^{0}\,p_1}(x+C_1). \tag{29}$$

Здесь $2\left(N_g+\frac{p_1}{k}\right) \gg n_0$, поэтому разлагать логарифмический член нельзя и определение E возможно лишь численно. Этого делать мы не будем, так как диапазон, где справедливо уравнение (29), весьма мал (см. (27)).

Очень большой уровень инжекции ($p > p_1 + \theta_1 n$). Здесь время жизни дырок

$$\tau_p = \frac{p}{\theta_1 n}\,\tau_{p1}^{0} \tag{30}$$

растет и в пределе достигает значения $\tau_{p\infty} = \frac{\tau_{p1}^{0}}{\theta_1}$. Значение p определяется из (5) при отбрасывании последнего члена как малого. При выполнении условия (см. [21])

$$n_0 > N_g + \frac{p_1}{k}\left[\sqrt{8\left(1+\frac{kN_g}{p_1}\right)} + 3\right] = N_{gm} \tag{31}$$

выражение для E в полностью компенсированной области имеет вид (здесь поля маленькие и $u_n = \mathrm{const}$)

$$E_{\mathrm{VII}} = \sqrt{\frac{2\,j\theta_1 x}{eu_n\,u_p\,\tau_{p1}^{0}\left(N_g+\frac{p_1}{q}\right)}}\,. \tag{32}$$

В диапазоне

$$N_g + \frac{p_1}{k} - \frac{N}{2} < n_0 < N_{gm} \tag{33}$$

справедлива зависимость

$$E_{\mathrm{VI}} = \sqrt{E_{1p}^{2} + \frac{4\,j\theta_1(x-x_{1p})}{eu_n\,u_p\,\tau_{p1}^{0}\,(kN_g+p_1)}}\,, \tag{34}$$

где граница раздела этих двух областей дается выражением

$$x_{1p} = \frac{j\,\tau_{p1}^{0}\left(N_g+\frac{p_1}{k}\right)}{2\,b\,\theta_1 e m^2 N_g^2}\,. \tag{35}$$

Вольт-амперная характеристика

Таким образом, базу можно разделить на целый ряд областей, занимающих в зависимости от плотности тока вполне определенную часть базы (рис. 2). Эти области могут также практически отсутствовать при соответствующих условиях.

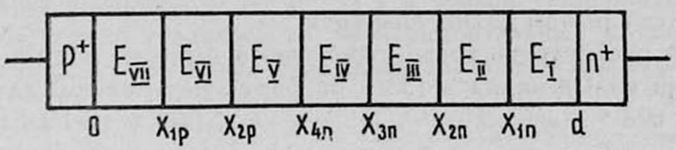

Рис. 2. Схема разделения базы диода на области.

Выражения для напряженности электрического поля в каждой из областей получены выше (см. формулы (16), (21), (23), (28), (32) и (34)). Выпишем также выражения для границ раздела областей x_l, которые нетрудно получить, зная выражения для E в смежных областях (значения x_{1p} и x_{3n} были приведены ранее — см. формулы (35) и (25)):

$$x_{2p} = x_{1p}\left\{1+\frac{k}{2}\left[\frac{N_g^2}{\left(N_g+\frac{p_1}{k}-\frac{N}{2}\right)^2}-\frac{1}{m^2}\right]\right\}, \tag{36а}$$

$$x_{1n} = d-\frac{j\tau^0_{p2}}{2ebN_2}, \tag{36б}$$

$$x_{3n} = x_{1n}-\left[\frac{j}{eu_n(2N-N_g)}\right]^{1-q-2l}\left[\frac{N_3^2}{\gamma(2N-N_g)}\right]^2+\frac{j\tau^0_{p2}}{2ebN_2}. \tag{36в}$$

Значение x_{4n} можно определить, лишь зная явный вид E_{V}. Здесь

$$N_2=\frac{\left(2N-N_g-\frac{p_2}{\theta_2}\right)}{2N-N_g}N_1^2,\quad N_3=\sqrt{\frac{p_1p_2(N_g-N)}{\theta_1\theta_{20}(2N-N_g)}},$$
$$\gamma=\frac{3-q-2l}{u_p\tau^0_{p1}E_n^{2l}E_T^q}, \tag{37}$$

N_1 дается формулой (14).

Таким образом, падение напряжения на базе структуры можно представить в виде

$$V=\int_0^{x_{1p}}E_{\mathrm{VII}}\,dx+\int_{x_{1p}}^{x_{2p}}E_{\mathrm{VI}}\,dx+\int_{x_{2p}}^{x_{4n}}E_{\mathrm{V}}\,dx+\int_{x_{4n}}^{x_{3n}}E_{\mathrm{IV}}\,dx+$$
$$+\int_{x_{3n}}^{x_{2n}}E_{\mathrm{III}}\,dx+\int_{x_{2n}}^{x_{1n}}E_{\mathrm{II}}\,dx+\int_{x_{1n}}^{d}E_{\mathrm{I}}\,dx. \tag{38}$$

Получаемое громоздкое выражение для V не приводится.

Для упрощения выкладок полагаем, что во всей базе уже достигнуто условие $\rho > \rho_3$, т. е. область $E_{\rm I}$ в базе отсутствует. Кроме того, так как области $E_{\rm V}$ и $E_{\rm IV}$ занимают очень малый диапазон по n_0, распространим сферу действия $E_{\rm VI}$ и на эти области.

Примыкающая к p^+-n-переходу область, в которой имеет место увеличение времени жизни дырок, с ростом тока вытесняет области, где τ_p уменьшается с ростом уровня инжекции.

Если рассмотреть вовсе упрощенный вариант, когда $E_{\rm III}$ также дает очень малый вклад в (38)*, оперируя выражениями для $E_{\rm II}$ и $E_{\rm VII}$, получим, что

$$V = \frac{4\, m\, N_g\, \theta_1\, x_{1p}^2}{3\left(N_g + \dfrac{p_1}{k}\right) u_p\, \tau_{p1}^0} + \frac{3 - q - 2l}{4 - q - 2l}\left[\frac{\gamma j}{e u_n N_3}\right]^{\frac{1}{3-q-2l}} (d - x)^{\frac{4-q-2l}{3-q-2l}} =$$

$$= V_{\rm I} + V_{\rm II}. \tag{39}$$

Большая часть напряжения падает в области $V_{\rm II}$, где τ_p уменьшается. Поэтому дифференцируя $V_{\rm II}$ по j и приравнивая эту производную нулю (что соответствует точке срыва), получим, что срыв имеет место при достижении области с увеличением времени жизни части базы, равной

$$x_{\text{ср.}} = \frac{d}{3 - l - \dfrac{q}{2}}, \tag{40}$$

откуда определяем выражения для тока и напряжения срыва

$$J_{\text{ср.}} = \frac{4(b+1)\, e\theta_1 d\, (2N - N_g)^2}{\tau_{p1}^0 \left(3 - l - \dfrac{q}{2}\right)\left(N_g + \dfrac{p_1}{k}\right)}, \tag{41}$$

$$V_{\text{ср.}} = V_{\text{I ср.}} + S\left[\frac{\gamma \theta_1^3 \theta_2 (2N - N_g)^5\, d^{6-q-2l}}{u_p^2 (\tau_{p1}^0)^2 k^2 p_1 p_2 \left(N_g + \dfrac{p_1}{k}\right)^2 (N_g - N)}\right]^{\frac{1}{3-q-2l}}, \tag{42}$$

где

$$S = \frac{3 - q - 2l}{4 - q - 2l}\left[\frac{2 - l - \dfrac{q}{2}}{3 - l - \dfrac{q}{2}}\right]^{\frac{4-q-2l}{3-q-2l}} 4^{\frac{1}{3-q-2l}}, \tag{42a}$$

$V_{\text{I ср.}}$ — значение $V_{\rm I}$ из (39) при $j = j_{\text{ср.}}$.

---

* По существу, выражение $E_{\rm VI}$ распространяется на область, где $p_1 + \theta_1 n > p > p_2 + \theta_2 n$ и $2N - Ng < n_0 < Ng + \dfrac{p_1}{k} - \dfrac{N}{2}$.

Наиболее важной характеристикой для проверки развитой здесь теории является зависимость $j_{\text{ср.}}$ и $V_{\text{ср.}}$ от температуры. Из (41) и (42) следует, что $j_{\text{ср.}}$ практически не зависит от температуры (очень слабая зависимость), а $V_{\text{ср.}}$ резко уменьшается с ростом температуры: $\ln V_{\text{ср.}} \sim \frac{0,45}{kT}$ (принято $q = 0,6$, $l = 0,25$). На опыте [14] наблюдалась весьма слабая зависимость $j_{\text{ср.}}$ от T, а в резкой температурной зависимости $V_{\text{ср.}}$ можно убедиться из экспериментальных кривых, приведенных на рис. 3. Используя численные значения параметров, принятые выше, из (41) и (42) получаем $V_{\text{ср.}} = 33\,\text{в}$, $j_{\text{ср.}} = 6,4\,\frac{a}{см^2}\cdot$ Заметим, что эти значения соответствуют второму типу из трех имевших-

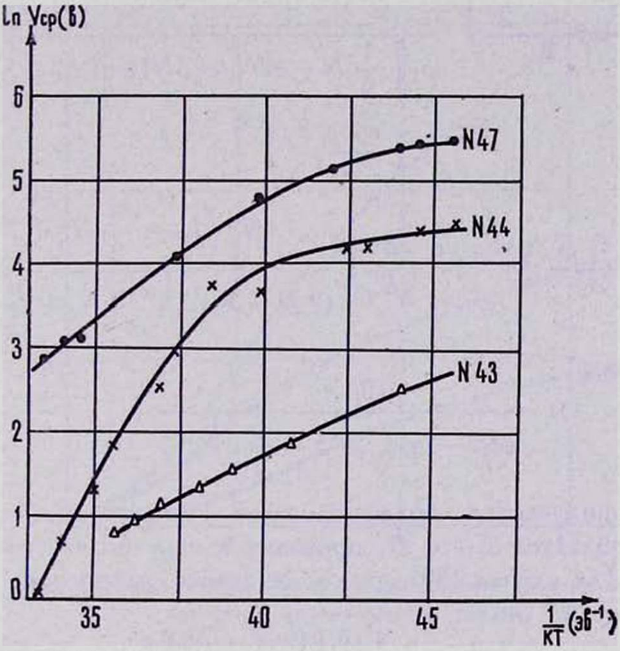

Рис. 3. Температурная зависимость напряжения срыва для разных типов диодов (экспериментальные кривые).

ся: низко-, средне- и высоковольтных диодов (рис. 3). Вероятнее всего, средневольтные приборы удовлетворяют условию $N < N_g < 2N$, низковольтные — $N_g > 2N$ и высоковольтные — $N_g < N$.

Если учесть наличие области E_{III}, т. е. фактически E_{VI} распространить только на область $n_0 \geqslant N_g - \frac{3}{2}N$, получим выражения (при $l = 0,25$)

$$j_{\text{ср.}} = \frac{4\,(b+1)\,e\theta_1\left(N_g - \frac{3}{2}N\right)^2 d}{\tau_{p1}^0\left(N_g + \frac{p_1}{k}\right)\left(2,75 - \frac{q}{2}\right)}, \tag{43}$$

$$V_{\text{ср.}} = V_{\text{I ср.}} + \frac{2{,}5-q}{3{,}5-q}\,\xi^{\frac{3{,}5-q}{2{,}5-q}}\left[\frac{\gamma j^2}{e^2 u_n^2 N_3^2}\right]^{\frac{1}{2{,}5-q}} +$$

$$+\frac{4}{5}\left(\frac{2}{2{,}75-\frac{q}{2}}\right)^{8/3}\left(\frac{\theta_1}{u_p \tau_{p1}^0 E_n}\right)^{5/3} d^{8/3}\frac{p_1\left[\frac{1}{2}N - q\,(2N_g - 3N)\right]}{\left(N_g+\frac{p_1}{k}\right)^{8/3}\left(2N-N_g\right)^{14/3}}\times \tag{44}$$

$$\times\left(N_g-\frac{3}{2}N\right)^{16/3}\left\{1-\left[1-\frac{B_{\text{ср.}}}{(1-\xi)\left(2{,}75-\frac{q}{2}\right)}\right]^{5/3}\right\},$$

где

$$B_{\text{ср.}} \equiv \frac{3}{4}\left(\frac{2{,}75-\frac{q}{2}}{2}\right)^{4/3}\frac{(1-\xi)(2N-N_g)^{10/3}\left(N_g+\frac{p_1}{k}\right)^{4/3}}{p_1\left[\frac{1}{2}N-(2N_g-3N)\,q\right]\left(N_g-\frac{3}{2}N\right)^{8/3}}\times$$

$$\times\left(\frac{u_p\tau_{p1}^0 E_n}{\theta_1 d}\right)^{1/3}, \tag{44а}$$

$$\xi = \left(\frac{u_p \tau_{p_1}^0 E_n}{d}\right)^{\frac{1}{3}(4q-1)}\left(\frac{E_T}{E_n}\right)^{q}\frac{N_3^2\left(N_g-\frac{3}{2}N\right)^{\frac{8}{3}(1-q)}}{(2N-N_g)^{(10-4q)/3}\left(N_g+\frac{p_1}{k}\right)^{\frac{4}{3}(1-q)}}\times$$

$$\times\frac{(2\theta_1)^{\frac{4}{3}(1-q)}}{(2{,}5-q)\left(2{,}75-\frac{q}{2}\right)^{\frac{4}{3}(1-q)}} \tag{44б}$$

Здесь получается более сложная температурная зависимость $V_{\text{ср.}}$. Учет областей E_{IV} и E_{V} приводит к еще более громоздким выражениям. Для случая (39) при достижении плотности тока значения, близкого к

$$j_{\text{ост.}} = \frac{4e\theta_1 b\,(2N-N_g)^2 d}{\tau_{p1}^0 (kN_g+p_1)}, \tag{45}$$

раскомпенсация базы заканчивается, а для случая (43) это имеет место при

$$j_{\text{ост.}} = \frac{4e\theta_1 b\left(N_g-\frac{3}{2}N\right)^2 d}{\tau_{p1}^0 (kN_g+p_1)}. \tag{46}$$

Величину $V_{\text{ост.}}$ можно получить, подставляя в выражение

$$V_{\text{ост.}} = \frac{2}{3}\,\frac{\theta_1 x_{1p}^2}{u_p\tau_{p1}^0}\,\frac{mN_g}{N_g+\frac{p_1}{k}}\left[2+\frac{km^3 N_g^2}{(2N-N_g)^3}\right] \tag{47}$$

соответствующие значения $j_{\text{ост.}}$ из (45) и (46).

Обсуждение результатов

Экспериментальные исследования, проведенные ранее [14], показали, что на прямой ветви вольт-амперной характеристики «длинных» p^+-n-n^+-структур, изготовленных из кремния, компенсированного цинком, действительно наблюдаются закономерности, получаемые из предлагаемой выше теории. Особенно интересным фактом является, по нашему мнению, наличие сублинейности, имеющей место не сразу после закона Ома, а после следующего за ним участка с суперлинейной зависимостью тока от приложенного напряжения. На рис. 4 приведены экспериментально наблюдае-

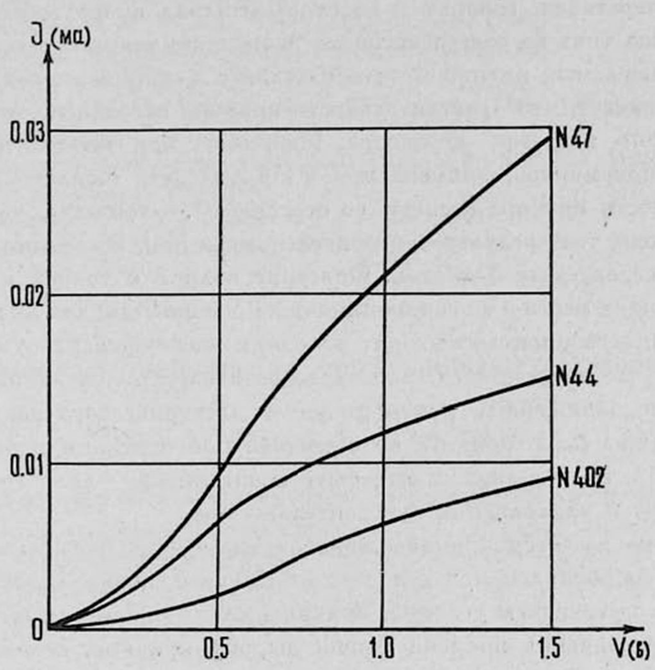

Рис. 4. Наблюдаемые на опыте начальные участки вольт-амперных характеристик диодов.

мые характеристики. Наличие сублинейности без освещения в приборах с двойной инжекцией является весьма интересным явлением, так как согласно всем представлениям, развитым ранее [1—4], двойная инжекция может приводить лишь к суперлинейности. Однако в объекте, изучаемом в настоящей работе, в условиях уменьшения времени жизни дырок с ростом инжекции, существенно понижающим n в зависимости $j \sim V^n$ [21], начиная с определенных пороговых значений поля имеют место также увеличение сечения захвата σ_n^- и уменьшение подвижности электронов с ростом приложенного электрического смещения на прибор. Эти три фактора обуславливают уменьшение n до значений, меньших единицы.

Наличие сублинейного участка приводит к более высоким, чем обычно, напряжениям срыва. Не претендуя на единственность причины, можно отметить, что высокая фоточувствительность связана с увеличением при освещении того же сечения захвата σ_n^-, которое, начиная с некоторой критической концентрации электронов, растет прямо пропорционально потоку фотонов [13]. При этом с ростом освещенности может увеличиваться значение q в (17). Это приведет к усилению сублинейности вольт-амперной характеристики согласно (21), непараллельному смещению вольт-амперной характеристики с ростом тока, уменьшению $V_{\text{ср.}}$ и увеличению $J_{\text{ср.}}$ согласно формулам (41)—(44). Таковы качественно и результаты, полученные из опыта [14, 23, 24].

В пользу чисто объемного эффекта (каковым является зависимость σ_n^- от поля и освещенности), а не диффузии электронно-дырочных пар из области переходов, говорят и экспериментально обнаруженные зависимости того же типа на сошлифованных перпендикулярно к плоскости переходов и освещаемых именно в этой плоскости фотоприемниках [14]. Однако это не означает, что чувствительность прибора не зависит от глубины залегания p-n- или n-n^+-переходов. Например, при технологии изготовления фотоприемников, применяемой в [14], следует ожидать большей чувствительности прибора к свету со стороны n^+-n-контакта, чем со стороны p-n-перехода, т. е. результаты, приведенные в [14], не являются рекордными для исследуемых S-диодов. Описание полной и точной картины явлений, имеющих место в фотоприемниках на основе S-диодов из кремния, компенсированного цинком, выходит за рамки настоящей работы, однако, несомненно, что зависимость сечения захвата электронов на однократно отрицательно заряженный центр цинка от электрического поля и освещенности должна быть принята во внимание при описании процессов в них. Кроме того, это явление может быть использовано для создания фотоприемников с управляемой чувствительностью.

Что же касается причины образования S-образного участка отрицательного сопротивления, то он из-за большого уровня двойной инжекции связан с обеспечением условий, приводящих к полной раскомпенсации (по причине увеличения времени жизни дырок) кремния, компенсированного цинком.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 8.II.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. A. Lampert, P. Mark.* Current Injection in Solids, Acad. Press, N.-Y. and London, 1970.
2. *П. М. Карагеоргий-Алкалаев, А. Ю. Лейдерман.* Глубокие примесные уровни в широкозонных полупроводниках, Изд. ФАН, Ташкент, 1971.
3. *D. Dascalu.* Injectia unipolara in dispozitive electronics semiconductoare, Ed. Acad. RSR, Bucuresti, 1972.
4. *Ю. С. Акимов, И. В. Рыжиков.* ЭТ, серия 2, № 4, 3 (1972); № 6, 47 (1972).
5. *Г. М. Авакьянц, А. У. Рахимов.* Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 316 (1967).
6. *Р. Ф. Казаринов, В. И. Стафеев, Р. А. Сурис.* ФТП, 1, 1293 (1967).
7. *Г. М. Авакьянц, С. В. Минасян, В. А. Погосян.* Микроэлектроника, 1, 250 (1972).
8. *W. Shockley, W. Read.* Phys. Rev., 87, 835 (1952).
9. *C. T. Sah, W. Shockley.* Phys. Rev., 109, 1103 (1958).

10. *Б. В. Корнилов.* Сб. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов, Изд. Наука, 1969, стр. 319.
11. *К. Д. Глинчук.* Сб. Полупроводниковая техника и микроэлектроника, Наукова Думка, Киев, вып. 5, 100 (1971); вып. 7, 51 (1972).
12. *Б. И. Болтакс* и др. Компенсированный кремний, Изд. Наука, 1972.
13. *A. F. Sklensky, R. H. Bube.* Phys. Rev., B6, 1328 (1972).
14. *Г. М. Авакьянц, З. Н. Адамян, В. М. Арутюнян, Р. С. Барсегян, А. В. Емельянов, С. В. Оганесян.* Микроэлектроника 3, 49 (1974); ДАН АрмССР, 57, 152 (1973); Краткое содержание докладов совещания по глубоким центрам в полупроводниках, Одесса, 1972, стр. 4.
15. *J. B. Gunn.* Progr. in Semicond., 2, 213 (1957).
16. *Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян.* ФТП, 3, 964 (1969).
17. *W. Shockley.* BSTJ, 30, 990 (1951).
18. *D. M. Caughey, R. E. Thomas.* Proc. IEEE, 55, 2192 (1967).
19. *J. S. Denda, M. A. Nicolett.* J. Appl. Phys., 37, 2412 (1966).
20. *M. A. Lampert, A. Rose.* Phys. Rev., 121, 26 (1961).
21. *Г. М. Авакьянц, С. М. Арутюнян, Р. С. Барсегян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 55 (1972).
22. *Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян.* ДАН АрмССР, 46, 228 (1968); Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 197 (1974).
23. *А. А. Лебедев, И. А. Султанов.* ФТП, 3, 134 (1969).
24. *Г. М. Авакьянц, С. Г. Долмазян, Э. А. Хазарджян.* ДАН АрмССР, 57, 9 (1972).

ԿՐԿՆԱԿԻ ՆԵՐՀՈՍՔԸ ՑԻՆԿՈՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄՈՒՄ

Զ. Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դրեյֆային մոտավորությամբ ուսումնասիրված է հոսանքի անցումը ցինկով կոմպենսացված սիլիցիումային p^+-n-n^+ *կառուցվածքով։ Ցույց է տրված, որ կրկնակի ներհոսքի պայմաններում աննորմալ սուբգծայնությունը և բարձր լուսազգայնությունը կապված են եզակի բացասական կենտրոններից էլեկտրոնների խլման կտրվածքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունից և լուսավորությունից ունեցած կախվածությունից։*

THE DOUBLE INJECTION IN ZINC COMPENSATED SILICON

Z. N. ADAMYAN, V. M. HARUTUNYAN

In drift approximation the passage of current through the p^+-n-n^+ zinc compensated silicon structure is studied. It is shown that the abnormal sublinearity of current-voltage characteristic at the double injection and the high photosensitivity of these structures connected with the dependence of the electrons capture from the single negative charge centre cross-section upon the electric field intensity and the lighting.