

К ТЕОРИИ ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИИ В КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ, СОДЕРЖАЩИХ ГЛУБОКИЕ АКЦЕПТОРНЫЕ ЦЕНТРЫ И ЭЛЕКТРОННЫЕ УРОВНИ ПРИЛИПАНИЯ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН

Рассчитаны закономерности, имеющие место на прямой ветви вольт-амперной характеристики p^+nl^+ -структуры, изготовленной на основе компенсированного полупроводника, в запрещенной зоне которого наряду с центрами рекомбинации предполагается наличие уровней прилипания для электронов.

Захват носителей заряда различными ловушками оказывает существенное влияние на протекание тока через твердое тело. С ростом тока на вольт-амперной характеристике (ВАХ) твердотельных приборов наблюдается ряд новых закономерностей, в частности, возможно появление участков отрицательного сопротивления (ОС) на ВАХ, в свою очередь приводящих к кумуляции тока в шнур или образованию доменов [1—14]. В настоящее время проявляется большой интерес к изучению приборов, изготовленных не только на основе германия и кремния, но и GaAs, CdS и др.

Имеется также значительное число исследований по прохождению тока в облученных полупроводниках. Здесь уже нельзя ограничиться рассмотрением такой модели, где в запрещенной зоне полупроводника предполагается наличие лишь одного типа ловушек, даже если они являются многозарядными. Даже в ковалентных полупроводниках при заметной компенсации их примесями, создающими глубокие уровни в запрещенной зоне, в широком температурном диапазоне возможно ослабление их роли и усиление влияния на прохождение тока примесей, концентрация которых при обычных температурах меньше концентрации компенсирующей примеси, а также различных комплексов.

В рассматриваемой в настоящей работе p^+nl^+ -структуре база считается длинной, падением напряжения на переходах пренебрегается. Зонная модель приведена на рис. 1. Предполагается наличие мелких донорных

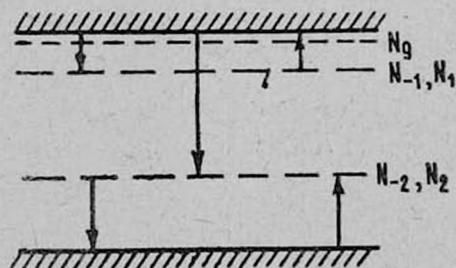


Рис. 1. Зонная модель.

Работа доложена на Совещании по глубоким уровням в полупроводниках Одесса, 14—18 ноября 1972 г.

центров N_g и двух типов акцепторных центров. Если N_1 — концентрация электронных уровней прилипания (ЭУП), N_2 — концентрация рекомбинационных центров (РЦ), то пренебрегая взаимодействием ЭУП с валентной зоной и тепловым забросом электронов с РЦ в зону проводимости, для концентрации электронов N_{-1} и N_{-2} соответственно на ЭУП и РЦ имеем

$$N_{-1} = \frac{n}{n+n_1} N_1, \quad N_{-2} = \frac{p_2 + \theta n}{p_2 + \theta n + p} N_2. \quad (1)$$

Здесь n_1 и p_2 — концентрации Шокли-Рида соответственно для ЭУП и РЦ, θ — отношение коэффициента рекомбинации электронов к коэффициенту рекомбинации дырок на РЦ.

Подставляя (1) в уравнение квазинейтральности

$$p + N_g - n - N_{-1} - N_{-2} = 0, \quad (2)$$

для концентрации дырок p имеем кубическое уравнение

$$\frac{p^3}{kb} \left(1 - \frac{\theta}{b}\right) - p^2 (Rn_0 + A) + p (Ln_0^2 + Bn_0 - C) + (\theta n_0 + p_2) (n_0^2 + Dn_0 + K) = 0. \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned} A &\equiv \frac{n_1}{k} - \frac{p_2}{kb} + \frac{N_1 - N_g}{b} - \frac{\theta n_1}{b^2} (\alpha + b), \quad k \equiv \frac{b}{b+1}, \\ B &\equiv N_1 - N_g + n_1 - \frac{b+2}{b} p_2 - \frac{2\theta n_1}{b} \left(\alpha + \frac{2}{b}\right), \\ C &\equiv n_1 N_g + \frac{n_1 p_2}{b} (\alpha + b) + \frac{\theta n_1}{b} (N_2 - N_g), \\ D &\equiv \alpha n_1, \quad K \equiv n_1 (N_2 - N_g), \quad L \equiv 1 - \frac{\theta}{b} (b+3), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\alpha \equiv 1 + \frac{N_2 + N_1 - N_g}{n_1}, \quad R \equiv \frac{b+2}{b} - \frac{\theta}{b^2} (2b+3), \quad \beta_0 \equiv \frac{N_2 - N_g}{N_g},$$

а для концентрации электронов принято

$$n = n_0 - \frac{p}{b}, \quad n_0 \equiv \frac{j}{eu_n E}. \quad (5)$$

Остальные обозначения обычные. Так как в (3) член с p^3 всегда меньше таких членов, как, например, $Rn_0 p^2$ или $Ln_0^2 p$, его можно опустить. Уравнение (3) примет вид

$$p^2 (Rn_0 + A) - p (Ln_0^2 + Bn_0 - C) - (\theta n_0 + p_2) (n_0^2 + Dn_0 + K) = 0. \quad (6)$$

При малых n_0 членом с p^2 также можно пренебречь. Тогда

$$p \approx \frac{(p_2 + \theta n_0) (Dn_0 + K)}{C - Bn_0}. \quad (7)$$

Так как статистика Шокли-Рида применима в данной модели, где введение ЭУП приводит лишь к изменению n и p в силу (2), примем

$$\tau_p \approx \tau_p^0 \frac{p_2 + \theta n + p}{\theta n}. \quad (8)$$

Ниже пока опустим p рядом с $p_2 + \theta n$. Подставив (7) и (8) в уравнение непрерывности для дырочной составляющей тока, можно получить

$$\begin{aligned} & \left\{ K p_2 \left(1 - \frac{2 B n_0}{C} \right) - D n_0^2 \left(\theta + \frac{p_2 B}{C} \right) \right\} \frac{dE}{dx} = \\ & = - \frac{n_0}{u_p \tau_p^0} (D n_0 + K) \left(1 - \frac{B n_0}{C} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Используя такой же подход к решению (9), как и в [11], разделим базу на две области. При $D n_0 > K$ и $B n_0 < C$ наряду с областью, где

$$E = \sqrt[3]{\frac{3 j^2 \alpha (d - x)}{e^2 u_n^2 u_p \tau_p^0 p_2 \delta_0 N_g}}, \quad (10)$$

которая приводит к формированию после омического участка закономерности

$$j = \frac{8}{9} \sqrt[3]{\frac{e^2 u_n^2 u_p \tau_p^0 p_2 \delta_0 N_g}{\alpha}} \frac{V^{1.5}}{d^2}, \quad (11)$$

в базу входит со стороны n^+ -контакта область локального ОС

$$E = \frac{\alpha j}{e u_n \delta_0 N_g} \left\{ \exp \left[\frac{e u_n \delta_0 N_g x}{\alpha j u_p \tau_p^0 \left(\theta + \frac{p_2 B}{C} \right)} \right] - 1 \right\}. \quad (12)$$

На границе x_1 этих областей

$$E(x_1) = \frac{j}{e u_n} \sqrt[3]{\frac{\alpha \left(\theta + \frac{p_2 B}{C} \right)}{p_2 \delta_0 N_g}}. \quad (13)$$

Приравнявая (12) и (13), получаем значение x_1 , а так как плотность тока срыва для данного случая определяется из условия $x_1 = \frac{d}{3}$, имеем

$$j_{cp} = \frac{e b \delta_0 N_g d}{3 \tau_p^0 \alpha \left(\theta + \frac{p_2 B}{C} \right) \ln \left[1 + \sqrt[3]{\frac{\delta_0 N_g}{\alpha p_2} \left(\theta + \frac{p_2 B}{C} \right)} \right]}. \quad (14)$$

При $\theta > \frac{p_2 B}{C}$ величина j_{cp} лишь в $\sqrt[3]{\alpha}$ раз меньше плотности тока срыва для случая без ЭУП, рассмотренного в [11]. Подстановка (14) в (11) и замена в последнем d на $\frac{2}{3} d$ позволяет определить V_{cp} . Заметим,

что срыв имеет место еще при отсутствии условия для заполнения ЭУП и с вхождением в базу области локального ОС.

В [11] было получено уравнение, описывающее прохождение тока в полупроводнике для случая двойной инжекции при любой зависимости между концентрациями дырок и электронов. Опуская малый член с $\left(\frac{dp}{dx}\right)^2$, это уравнение можно переписать в виде

$$\frac{D_p}{b n_0} \frac{d}{dp} (np) \frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{D_p}{k T (b+1)} \left\{ \frac{d}{dp} [e(n-p) E_T] \right\} \frac{dp}{dx} - \frac{p-p_0}{b \tau_p} = 0. \quad (15)$$

Член в фигурных скобках имеет размерность силы. Его можно представить как результирующую силу, равную приходящемуся на одну инжектированную дырку изменению силы, действующей на единицу объема электронно-дырочной плазмы при наличии в базе токового (дрейфового) электрического поля E_T . В литературе имеются и другие формулировки проблемы путем введения биполярной [9, 12, 14] и эффективной [13] подвижностей. Впервые на существенную роль изменения с током коэффициента при $\frac{dp}{dx}$ в компенсированных полупроводниках было указано в работах [9, 14].

Для случая, рассматриваемого в настоящей работе, указанная выше результирующая сила принимает вид

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dp} [e(n-p) E_T] \approx \\ & \approx \frac{j(b+1) \left[2\theta BCD \left(1 - \frac{p_2 D}{2bC} \right) n_0^3 - C^2 D n_0^2 \left(\theta + \frac{p_2 B}{C} \right) - 3BCK p_2 n_0 + p_2 KC^2 \right]}{C^2 D \left(1 - \frac{B n_0}{C} \right) \left[p_2 + 2\theta_2 \left(1 - \frac{B n_0}{2C} \right) \right] u_n n_0^2} = \\ & = \frac{j(b+1) C}{u_n n_0^2} \left\{ 2\theta B D n_0^3 - D C n_0^2 \left[\theta + \frac{p_2 B}{C} \left(1 - \frac{B n_0}{C} \right) \right] + \right. \\ & \left. + p_2 K C \left(1 - \frac{3 B n_0}{C} \right) \right\} \left\{ \left(1 - \frac{B n_0}{C} \right) \left[p_2 + 2\theta_2 \left(1 - \frac{B n_0}{2C} \right) \right] \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (16)$$

где опущены малые члены и приняты неравенства

$$2|B|K < CD, \quad K < C. \quad (17)$$

Из (16) следует, что в рассматриваемой модели увеличение с током результирующей силы можно ожидать лишь при достижении значения уровня инжекции

$$n_{01} = \sqrt{\frac{p_2 K}{\alpha \left(\theta + \frac{p_2 B}{C} \right) n_1}}. \quad (18)$$

При получении (18) в (16) опущены как малые члены, содержащие n_0^3 и n_0 , что предполагает выполнение, в частности, неравенств

$$3|B|n_0 < C, \quad 2|B|n_0 < C \left(1 + \frac{p_2 B}{\theta C}\right). \quad (19)$$

Следует отметить совпадение выражений (18) и (13), полученных независимо из уравнения непрерывности и выражения для результирующей силы. Таким образом, можно считать установленным, что участок ОС связан с существенным продвижением участка с локальным ОС вглубь базы с ростом инжекции, что приводит к падению всего напряжения на структуре. Таким представляется нам механизм обратной связи, приводящей к S-образности в рассматриваемой модели.

Если при этих уровнях инжекции уже не выполняется неравенство $p_2 > p + \theta n$, которое согласно (7) и с учетом (17) соответствует условию

$$C > n_0(B + D) + \frac{\theta n_0}{p_2} C + \frac{\theta n_0^2}{p_2} (D - B), \quad (20)$$

то время жизни дырок перестает уменьшаться.

Расчет коэффициента D^p при $\frac{dp^2}{dx^2}$ в (15) в рассматриваемом диапазоне токов ($n_0 < \sqrt{K}$) дает

$$\frac{D^p}{D_p} \approx \frac{2(N_g + p_2) - \frac{b(N_2 - N_g)}{an_0} [(a - b)p_2 - bN_g]}{bN_g + p_2(a + b) + \theta(N_2 - N_g)} + \frac{\theta(N_2 - N_g)}{ap_2}, \quad (21)$$

т. е. с увеличением уровня инжекции эффективный коэффициент диффузии D^p не только не увеличивается, а уменьшается, так что условие справедливости проведенного в дрейфовом приближении рассмотрения еще более улучшается.

Таким образом, наличие участка ОС нужно связать с увеличением с током указанной выше результирующей силы. При этом с током увеличивается дрейфовая длина (скорость). В этом диапазоне токов диффузионная длина уменьшается, поэтому возникновение ОС нельзя связать с ее увеличением.

Наиболее жестким из неравенств, при которых справедлива запись p в виде (7), является $n_0^2 < K$; при невыполнении последнего имеем

$$p \approx \frac{n_0(\theta n_0 + p_2)(an_1 + n_0)}{C - Bn_0}. \quad (22)$$

Если $p < p_2$, τ_p продолжает уменьшаться с ростом тока. Получая с помощью (22) и (8) уравнение, аналогичное (9), и анализируя его, приходим к выводу, что наибольшим членом в нем является

$$\left(\theta \frac{C}{B} + p_2\right) an_1 \frac{dE}{dx} = - \frac{an_1 + n_0}{u_p \tau_n^0} \left(\frac{C}{B} - n_0\right). \quad (23)$$

Согласно (23) после участка ОС следует участок с небольшим положительным наклоном, близкий к вертикали

$$V = \frac{d^2}{2u_p \tau_p^0} \frac{1}{\theta + \frac{Bp_2}{C}} \quad (24)$$

Протяженность этого участка сильно зависит от температуры.

При больших уровнях инжекции

$$p \approx \frac{Ln_0^2}{Rn_0 + A} \quad (25)$$

При $p < p_2$ имеем

$$E^2 \left(1 + \frac{2}{3} \frac{eu_n p_2 E}{\theta j} \right) = \frac{2 R j x}{eu_n u_p \tau_p^0 A} \quad (26)$$

Если p раньше сравнивается с $\frac{p+p_2}{\theta}$, чем p с p_2 , после участка уменьшения τ_p с ростом тока время жизни дырок становится постоянным. Лишь с достижением $p = p_2$ τ_p начинает увеличиваться и достигает $\tau_{p\infty}$ при $p = sp_2$ (рис. 2). При этом должно выполняться неравенство

$$\frac{bR - L}{L} + \frac{2Ab}{p_2 R} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \frac{4AL}{p_2 R^2}}} > \frac{2}{\theta} \quad (27)$$

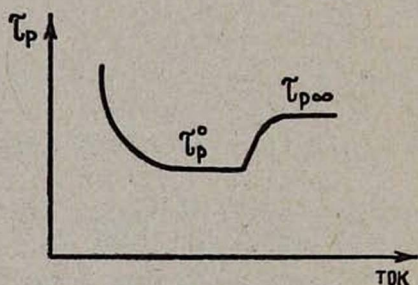


Рис. 2. Изменение времени жизни дырок с ростом тока.

Если (27) не выполняется, то участка $\tau_p \approx \tau_p^0$ практически нет.

Если неравенство (27) имеет место, то согласно (26) с прекращением уменьшения τ_p с ростом тока зависимость

$$j = \frac{8}{9} \sqrt{\frac{e^2 u_n^2 u_p \tau_p^0 p_2 A}{R}} \frac{V^{1.5}}{d^2} \quad (28)$$

постепенно сменяется на следующую

$$j = \frac{9}{8} \frac{eu_n u_p \tau_p^0 A}{R} \frac{V^2}{d^3} \quad (29)$$

С увеличением времени жизни дырок в базу входит раскомпенсированная область с

$$E = \sqrt{\frac{2 R j x}{e u_p \tau_{p\infty} A}}, \quad (30)$$

которая вытесняет область с такой же формой записи для напряженности электрического поля с одним лишь отличием (вместо $\tau_{p\infty}$ нужно взять $\tau_{p0} = \theta \tau_{p\infty}$), из которой следует (29). При вхождении (30) в базу на расстоянии $\frac{d}{r}$ имеет место срыв, параметры которого даются в виде

$$j_{cp} = \frac{e b d}{\tau_{p\infty}} \frac{R^3 s^2 p_2^2}{2 r A L^2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4 A L}{p_2 s R^2}} \right], \quad (31)$$

$$V_{cp} = \frac{2}{3} \frac{R^2 s p_2}{A L} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4 A L}{p_2 s R^2}} \right) \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{1}{r}\right)^3}{r b}} \frac{d^2}{u_p \tau_p^0}. \quad (32)$$

При невыполнении (27) выражение для тока срыва будет отличаться от (31) лишь заменой r на r' , а напряжение срыва найдется из (28) путем замены j на ток срыва, а d — на $d \left(1 - \frac{1}{r'}\right)$, при этом $r = 4$, $r' = 3$.

Таким образом, вполне возможен случай, когда на ВАХ имеет место двойной срыв (рис. 3). Анализируя (14), (24) и (31), а также выражения

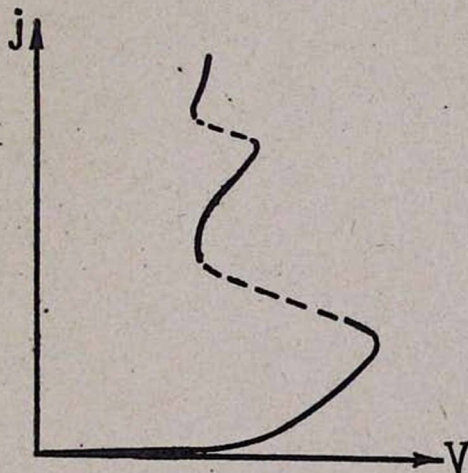


Рис. 3. Схематическое изображение прямой ветви вольт-амперной характеристики p^+nl^+ -структуры.

для напряжения срыва, и сравнивая их, можно убедиться, что из-за наличия двух акцепторных центров с различными концентрациями и энергетическим расположением в запрещенной зоне возможны самые различные температурные зависимости характерных точек и участков ВАХ.

Характерным является также очень малая плотность тока первого срыва, наблюдаемая в диодах на основе GaAs [15], где пренебречь прили-

панием нельзя. На эксперименте ВАХ с двумя срывами наблюдались также в [16, 17].

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 25.XI.1972

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. М. Рыбкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, Физматгиз, М., 1963.
2. М. А. Lampert. Rept. Progr. Phys., 27, 329 (1964). А. Роуз. Основы теории фотопроводимости, Мир, М., 1966.
3. Сб. Вопросы пленочной электроники, Советское радио, М., 1966.
4. С. А. Гаряинов, И. Д. Абезауз. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением, Энергия, М., 1970.
5. В. А. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках, Наука, М., 1972.
6. D. Dascalu. Injectia unipolară în dispozitive electronice semiconductoare, Ed. Academiei RSR Bucuresti, 1972.
7. В. И. Стафеев. ФТП, 3, 2513 (1961); 5, 11 (1963).
8. Г. М. Авакьянц. Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965); Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 248 (1966).
9. В. В. Осипов и др. ФТП, 1, 1795 (1967); 4, 2241 (1970); 5, 836, 1387 (1971); 6, 441 (1972).
10. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 200 (1968); ФТП, 3, 964 (1969); ДАН АрмССР, 46, 228 (1968).
11. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, 4, 318 (1969). Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, Р. С. Барсесян. ДАН АрмССР, 53, 218 (1971); Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 55 (1972).
12. В. А. Душкин, Л. П. Музюкин, В. И. Мурыгин, В. И. Стафеев. ФТП, 4, 1761 (1970).
13. Ю. А. Абрамян. Кандидатская диссертация, Ереван, 1970.
14. В. А. Сабаликов, И. Б. Павлинов. ДАН УзССР, 3, 27 (1967); 4, 21 (1968).
15. В. И. Мурыгин. Докторская диссертация, М., 1973. В. С. Рубин. Кандидатская диссертация, М., 1970. Г. А. Ешазарян. Кандидатская диссертация, М., 1971.
16. Г. М. Авакьянц, З. Н. Адамян, Р. С. Барсесян, С. А. Тарумян. ФТП, 5, 809 (1971).
17. Радиационная физика неметаллических кристаллов, Сб. статей под ред. И. Д. Козенко, Наукова думка, Киев, 1971.

ԽՈՐԸ ԱԿՑԵՊՏՈՐԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ ԿՊԶՈՂԱԿԱՆ
ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՀԱՄԱԿՇՈՎԱՑ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ
ԿԻԿՆԱԿԻ ԻՆԺԵՆԵՐԻՆԳԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Հաշված են օրինաչափություններ արգելման ղոնայում խոր ռեկոմբինացիոն կենտրոնների հետ մեկտեղ էլեկտրոնների համար կալոդական մակարդակներ ունեցող համակշռված կիսահաղորդիչ պատրաստված p-n-p-կառուցվածքի վոլտ-ամպերային ընտելագրի դրական ճյուղի համար:

ON DOUBLE INJECTION THEORY IN COMPENSATED SEMICONDUCTORS WITH DEEP ACCEPTOR CENTRES AND ELECTRON TRAPS

G. M. AVAKIANTS, V. M. HARUTUNIAN

The regularities taking place on the direct branch of CV-characteristic for p^+nn^+ -structure made on the basis of compensated semiconductors with recombination centres and electron traps in the forbidden band are calculated.