

О ВЛИЯНИИ УРОВНЕЙ ПРИЛИПАНИЯ НА ВОЛЬТАМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

Г. М. АВАКЬЯНЦ и А. У. РАХИМОВ

Получены формулы для различных участков вольтамперной характеристики в случае, когда коэффициенты инжекции дырок и электронов равны единице соответственно на $p-n$ - и $n-n^+$ - переходах. Приводится качественный вид всей характеристики.

Известно, что введением различных примесей в полупроводниковые материалы создаются в их запрещенной зоне примесные центры-ловушки для электронов и дырок.

Ловушки, для которых вероятность обратного теплового выброса больше, чем вероятность захвата носителя с противоположным знаком, являются центрами прилипания, а те, у которых интенсивность обратного выброса меньше вероятности захвата — центрами рекомбинации. Другими словами, ловушки, которые находятся ниже дырочного (E_g^p) и выше электронного (E_g^n) демаркационных уровней [4], являются центрами прилипания для дырок и электронов, а расположенные между соответствующими демаркационными уровнями — центрами рекомбинации. Используя понятие демаркационных уровней, легко определить условия, при которых ловушки ведут себя как центры прилипания для электронов и дырок. Они имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \beta p < \alpha' \\ \beta' n < \alpha \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

или

$$\left. \begin{aligned} E_n > E_g^n + KT \ln \frac{\beta N_v}{\beta N_c} \\ E_n < E_g^p + KT \ln \frac{\beta N_v}{\beta N_c} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где

$$E_g^p = \Delta E - E_F^n, \quad E_g^n = \Delta E - E_F^p,$$

E_F^n , E_F^p — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, ΔE — ширина запрещенной зоны, β' , β — коэффициенты рекомбинации электронов и дырок на глубокий уровень, α , α' — коэффициенты обратного теплового заброса электрона из валентной зоны на глубокий уровень и с глубокого уровня в зону проводимости.

Однако такое разделение ловушек носит относительный характер. Одна и та же ловушка с изменением внешних условий (температуры, интенсивности света, уровня инжекции и т. д.) может сменить

свою роль уровня прилипания на роль центра рекомбинации и обратно [4, 2].

В работе [5] исследуется влияние центров прилипания (β -типа) для дырок на диффузию неосновных носителей при высоких уровнях инжекции для $R-p-n-p^+-R$ -структуры. Причем время жизни неосновных носителей считается постоянным, хотя не исключено его изменение с уровнем инжекции.

В этой работе утверждается, что рост степени заполнения центров прилипания с уровнем инжекции приводит к модуляции сопротивления базы диода и к появлению на вольтамперной характеристике (ВАХ) срыва или участка отрицательного сопротивления (ОС) S -типа.

Однако анализ и подробный расчет показывают, что при такой постановке задачи на самом деле влияние уровней прилипания на прохождение тока не приводит к отрицательному сопротивлению, что и доказывается в настоящей работе. (Для достаточно длинных диодов, в свое время, М. Ламперт показал [2, 3], что при заполнении ловушек — пересечение уровня ловушек стационарным уровнем Ферми — имеет место закон предельного заполнения ловушек, дающего на ВАХ почти вертикальный участок.)

В основу расчета кладется известная модель диода с двойной инжекцией, база которого содержит уровни прилипания для дырок. Причем время жизни для дырок считаем постоянным, а условие квазинейтральности имеет вид

$$n = p + N_g + \frac{p}{p + p_0} N_0. \quad (3)$$

Рассмотрим два предельных случая:

$$I \quad p < p_0, \quad n = \theta p + N_g, \quad (4)$$

$$II \quad p > p_0, \quad n = p + \delta N_g, \quad (5)$$

где

$$p_0 = \frac{\alpha}{\beta}; \quad \theta = \frac{N_0}{p_0} + 1; \quad \delta = \frac{N_0}{N_g} + 1;$$

N_0, N_g — концентрация центров прилипания и мелких доноров, причем

$$N_0 > N_g. \quad (6)$$

Дифференциальные уравнения для обеих областей решим при предположении доминирующей роли диффузии носителей над их дрейфом.

При этом они имеют вид:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_n^0}{L_i^2} = 0, \quad (7)$$

где

$$i = 1, 2; \quad L_1 \approx L_{p0} \sqrt{\frac{2b\theta}{b\theta + 1}}; \quad L_2 \approx L_{p0} \sqrt{\frac{2b}{b + 1}}.$$

При $\theta > 1$ отношение $L_2/L_1 \approx \sqrt{\frac{b}{b+1}}$ и мы считаем, что $L_1 \approx L_2 \approx L$.

Решение дифференциального уравнения ищем в виде

$$p(x) = p_n^0 + Ae^{-\frac{x}{L}} + Be^{\frac{x}{L}}. \quad (8)$$

Постоянные A и B определим, используя граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} x = -d, \quad p(-d) &= p_n^0 e^{\frac{qV_{pn}}{kT}} \\ x = d, \quad n(d) &= n_n e^{\frac{qV_{nn^+}}{kT}} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(начало координат находится в середине базы диода и длина диода $d' = 2d$).

При наличии в базе только первой области ($p < p_0$) и если $(b\theta + 1)p < bN_g$, пренебрегая падением напряжения на p - n -переходе и демберовским падением, для ВАХ имеем

$$j \approx qu_p b N_g \frac{V}{d'}. \quad (10)$$

При высоких уровнях инжекции ($(b\theta + 1)p \gg bN_g$), если коэффициенты инжекции у обоих контактов равны единице, то рекомбинационный ток через полупроводник и напряжение, которое падает в толще диода, имеют вид:

$$j = \frac{2qn_i L \text{th } d/L}{\tau_{p0} \sqrt{\gamma_0 \gamma_1}} e^{\frac{qV_k}{2kT}}, \quad (11)$$

$$V_{T1} = \frac{b\theta}{(b\theta + 1)^2} - \frac{32 D_p \text{sh}^2 \frac{d}{L}}{u_p \sqrt{\gamma_0 \gamma_1}} \arctg \frac{V \sqrt{\gamma_2} (e^{d/L} - 1)}{1 + \gamma_2 e^{d/L}}. \quad (12)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\gamma_0 = 1 - \left(\frac{b\theta - 1}{b\theta + 1} \right)^2 \text{th}^2 \frac{d}{L}; \quad \gamma_1 = (\delta_0 e^{d/L} - e^{-d/L}) \left(\frac{1}{\delta_0} e^{d/L} - e^{-d/L} \right);$$

$$\gamma_2 = (\delta_0 e^{d/L} - e^{-d/L}) / (e^{d/L} - \delta_0 e^{-d/L}); \quad \delta_0 = \frac{p(d)}{p(-d)} = \frac{\text{ch } \frac{d'}{L} + b\theta}{b\theta \text{ch } \frac{d'}{L} + 1};$$

$$V_k = V_{pn^+} + V_{nn^+}.$$

В случае тонкого диода $\left(\frac{d'}{L} \ll 1 \right)$ имеем

$$j \approx \frac{2qn_i d}{\tau_{p0} V_{\theta}} e^{\frac{qV_k}{2kT}}, \quad (11')$$

$$V_{T1} \approx \frac{b\theta}{(b\theta+1)^2} \cdot \frac{8D_p}{u_p} \left(\frac{d}{L}\right)^2, \quad (12')$$

в то время как для длинных диодов $\left(\frac{d'}{L} \gg 1\right)$

$$j \approx \frac{b\theta+1}{V_{b\theta}} \cdot \frac{qn_i L}{\tau_{p0}} e^{\frac{qV_k}{2kT}}, \quad (11'')$$

$$V_{T1} \approx \frac{\sqrt{b\theta}}{b\theta+1} \cdot \frac{4D_p}{u_p} e^{\frac{d}{L}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{\delta_0}}. \quad (12'')$$

Выражение рекомбинационного тока (11) и его частные случаи (11') и (11'') при $\theta=1$ ($N_0=0$) переходят в известные формулы Холла [1]. В тонком диоде прилипание уменьшает рекомбинационный ток в $\sqrt{\theta}$ раз (11'), а в длинном диоде влияние прилипания на рекомбинационный ток не существенно (11'').

Выражения для V_{T1} (12—12'') при $\theta=1$, $b=1$ также переходят в формулы Холла [1]. Наличие центров прилипания приводит к уменьшению V_{T1} в $\sqrt{\theta}$ раз (в случае длинного диода) за счет модуляции базы зарядом захваченных носителей.

Когда всю базу занимает вторая область ($p > p_0$), при $(b+1)p \leq b\delta N_g$ для ВАХ получаются выражения типа (10), (11) и (12). Однако в них нужно положить $\theta=1$ и N_g заменить на δN_g .

Заметим, что формулы типа (11) и (12) для второй области полностью совпадают с соответствующими выражениями Холла [1] (для V_T , когда $b=1$), т. е. в пределе, когда ловушки забиты дырками и $n > N_0$ -прилипание не влияет на прохождение тока через p^+-n-n^+ -диод.

Зависимость падения напряжения в толще длинного диода от тока качественно дана на рис. 1. Токи, при которых ВАХ типа (10) для первой и второй областей пересекаются с соответствующими характеристиками типа (12), имеют вид (рис. 1):

$$j_1 \approx qu_p b N_g \frac{V_{T1}}{d'},$$

$$j_2 \approx qu_p b \delta N_g \frac{V_{T1}}{d'},$$

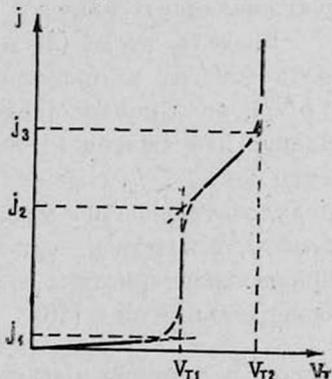


Рис. 1. Качественная зависимость падения напряжения на толще длинного p^+-n-n^+ -диода от тока.

$$j_3 \approx qu_p b \delta N_g \frac{V_{T2}}{d'}$$

а их отношения

$$j_2/j_1 \approx \delta = \frac{N_0}{N_g} + 1, \quad (13)$$

$$j_3/j_2 \approx \frac{V_{T2}}{V_{T1}}. \quad (14)$$

Для отношения напряжений V_{T2}/V_{T1} (рис. 1) имеем (для $\frac{d'}{L} > 1$)

$$V_{T2}/V_{T1} \approx \frac{b\theta + 1}{(b+1)\sqrt{\theta}} \cdot \frac{\operatorname{arctg}\sqrt{b}}{\operatorname{arctg}\sqrt{b\theta}}. \quad (15)$$

Разность напряжений V_{k2} и V_{k1} , падающих на переходах при токах $j = j_3$ и $j = j_1$ соответственно (в случае тонкого диода), имеет вид:

$$V_{k2} - V_{k1} \approx 2 \frac{kT}{q} \ln \delta \sqrt{\theta} \left[\frac{b\theta + 1}{(b+1)\theta} \right]^2. \quad (16)$$

Из (15) и (16) видно, что при переходе от первой области ко второй на ВАХ как длинных, так и коротких диодов падающий участок не возникает ($\frac{dV}{dj} > 0$). Анализ показывает, что при таком переходе может наблюдаться лишь некоторая квазивертикальная область (для $\frac{d'}{L} \gg 1$). Интервал токов, внутри которого имеет место эта переходная область, зависит от концентрации ловушек и мелких доноров (13) и (14).

Таким образом, если ловушки при любом уровне инжекции остаются уровнями прилипания, то ВАХ p^+-n-n^+ -диода имеет следующую последовательность (для длинных диодов).

Вначале, когда $(b\theta + 1)p < bN_g$, имеет место омическая зависимость тока от напряжения. При высоких уровнях инжекции ($(b\theta + 1)p \gg bN_g$), если коэффициенты инжекции обоих контактов равны единице, падение напряжения на толще становится постоянным (12). Это имеет место пока $j < j_2$. Начиная с токов $j > j_2$, повторяются в вышеуказанной последовательности участки вольтамперной характеристики второй области, в которых, однако, $\theta = 1$ и N_g заменено на δN_g . Вольтамперная характеристика тонкого диода для обеих областей имеет экспоненциальный вид (10).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. X. Холл, Полупроводниковые электронные приборы, ИЛ, стр. 57, (1953).
2. М. Ламперт, ТИРИ, 50, 1820 (1962) (переводная).
3. M. Lampert, Phys. Rev., 103, 1648 (1956).
4. С. М. Рыбкин, Фотовольтрические явления в полупроводниках, ГИФМЛ (1963).
5. А. Ю. Лейдерман, Изв. АН УЗССР, серия физ.-мат. наук, № 2, 29 (1965).

ԿՊՉՈՂԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՅՈՂ ՄԱԿԱՐԳԱԿՆԵՐԻ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶ ԴԻՈԴԻ ՎՈՒՏԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Ա. ՈՒ. ՌԱՀԻՄՈՎ

Տեսականորեն ստացված են բանաձևեր վոլտամպերային բնութագրի տարրեր տեղամասերի համար այն դեպքում, երբ խոռոչների և էլեկտրոնների ինժեկցիայի գործակիցները հավասար են մեկի՝ համապատասխանաբար $p-n$ և $n-n^+$ անցումներում:

Բերված է ամբողջ բնութագրի որակական տեսքը:

ON THE INFLUENCE OF TRAPS ON VOLTAMPER CHARACTERISTICS OF SEMICONDUCTOR DIODE

by G. M. AVAKYANTS, A. U. RAHIMOV

Expressions for different parts of voltamper characteristics are derived when the coefficients of injection holes and electrons equal one in $p-n$ - and $n-n^+$ junctions respectively.

The quality type of all the characteristics are given.