

О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО РАССЕЯНИЯ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Е. В. ЛАЗАРЕВ

Процессы электронно-дырочного рассеяния и бимолекулярной рекомбинации в полупроводниках рассматриваются при больших плотностях тока, когда сравнимы концентрации основных и неосновных носителей тока. На примере базовой области n -типа кремниевой четырехслойной структуры показана определяющая роль электронно-дырочного рассеяния, по сравнению с прямой рекомбинацией, на формирование линейной зависимости между током и напряжением, падающем в толще полупроводника.

Электронно-дырочные столкновения в полупроводниках могут вызывать уменьшение подвижности свободных носителей при условии, что подвижность вначале определялась примесным рассеянием или рассеянием на колебаниях решетки [1]. Таким образом, подвижность, определяемая p - n -столкновениями, становится сравнимой и меньше подвижности, обусловленной рассеянием на колебаниях решетки или на ионах примеси. При больших плотностях тока, кроме того, возможно изменение времени жизни неосновных носителей в связи с прямой рекомбинацией зона-зона или из-за ударной рекомбинации. Оба эти фактора могут привести к снижению коэффициента инжекции p - n -перехода. В данной статье предлагается рассмотрение влияния отмеченных выше процессов на прохождение тока в полупроводнике n -типа.

Простейшая система уравнений, удовлетворяющая закону сохранения импульса и учитывающая электронно-дырочные столкновения, имеет вид [2]

$$\begin{aligned} m_n \frac{v_n}{\tau_n} + \mu \frac{v_n - v_p}{\tau_1} &= -qE - \frac{kT}{n} \frac{dn}{dx}, \\ m_p \frac{v_p}{\tau_p} + \mu \frac{v_p - v_n}{\tau_2} &= qE - \frac{kT}{p} \frac{dp}{dx}, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь μ — приведенная масса,

m_p, m_n — эффективные массы дырок и электронов,

v_p, v_n — средние направленные скорости дырок и электронов,

τ_p, τ_n — времена между столкновениями дырок и электронов с атомами примеси,

τ_1, τ_2 — времена между столкновениями электронов с дырками и дырок с электронами; $(\tau_1)^{-1} = p\sigma_e v$; $(\tau_2)^{-1} = n\sigma_e v$,

σ_e — сечение электронно-дырочного рассеяния,

v — средняя относительная скорость носителей.

Вычисляя из (1) v_p и v_n и подставляя полученный результат в выражение для плотности полного тока $J = q(pv_p - nv_n)$, из последнего найдем напряженность электрического поля в толще полупроводника.

$$E = \frac{J \cdot \Delta}{q [u_p p \Delta_2 + u_n n \Delta_1]} + \frac{D_p \left[\frac{dp}{dx} \left(1 + \frac{u_n}{u_1} \right) + \frac{p}{n} \frac{u_n}{u_2} \frac{dn}{dx} \right] - D_n \left[\frac{dn}{dx} \left(1 + \frac{u_p}{u_2} \right) + \frac{n}{p} \frac{u_p}{u_1} \frac{dp}{dx} \right]}{u_p p \Delta_2 + u_n n \Delta_1}, \quad (2)$$

где

$$\Delta_1 = 1 + u_p \left(\frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1} \right); \quad \Delta_2 = 1 + u_n \left(\frac{1}{u_1} - \frac{1}{u_2} \right); \quad \Delta = 1 + \frac{u_n}{u_1} + \frac{u_p}{u_2};$$

u_p, u_n — подвижности дырок и электронов, обусловленные рассеянием на атомах примеси или на колебаниях решетки; u_1, u_2 — подвижности, обусловленные p - n -рассеянием.

В случае высокого уровня инжекции ($p \gg N_g$) напряженность электрического поля в толще n -полупроводника можно записать в виде

$$E = \frac{J}{q u_p (b+1)} \left[1 + \frac{u_p (b+1)}{u_1} \right] - \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx}, \quad (3)$$

где $b = \frac{u_n}{u_p}$.

Распределение носителей определяется из условия сохранения числа частиц

$$\frac{d}{dx} (p v_p) = - \frac{p - p_n}{\tau}, \quad (4)$$

здесь τ — время жизни дырок.

Подставляя в (4) v_p , найденную из (1), получим

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} (p v_p) &= \frac{J u_p u_n \Delta_1 \Delta_2 (n - p)}{q [u_p p \Delta_2 + u_n n \Delta_1]^2} \frac{dp}{dx} - \\ &- \frac{D_p u_n [\Delta_2 (p + 2 u_p n p) + \Delta_1 (n + 2 u_n n p)]}{\Delta [u_p p \Delta_2 + u_n n \Delta_1]} \frac{d^2 p}{dx^2} - \\ &- \frac{D_p u_n u_p [(b-1) + 2 u_n (n-p)] [\alpha (\Delta_1 + \Delta_2) (\Delta_1 u_n n^2 - \Delta_2 u_p p^2) + \Delta_1 \Delta_2 (n-p)]}{\Delta^2 [u_p p \Delta_2 + u_n n \Delta_1]^2} \times \\ &\times \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 = - \frac{p - p_n}{\tau}, \end{aligned} \quad (5)$$

здесь $(u_1)^{-1} = \alpha p$, $(u_2)^{-1} = \alpha n$.

При выполнении условия высокого уровня инжекции (5) переходит в обычное диффузионное уравнение

$$\frac{2b}{b+1} D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau}. \quad (6)$$

Если считать точным условие квазинейтральности $n = p + N_g$, то переход от (5) к (6) будет справедливым при выполнении неравенств

$$\frac{p(0) N_g (1 - \alpha u_n N_g)}{p^2 (b + 1)} \ll 1, \quad (7)$$

$$\frac{(b-1)(1-\alpha u_n N_g)(1+\alpha u_p N_g) N_g p(0) e^{-\frac{x}{L}}}{2p^2 (b+1)[1+\alpha p(u_p+u_n)]} \ll 1,$$

которые получены из сравнения и оценки членов в (5) и выполняются при $p(0)/N_g \geq 10$.

Таким образом, распределение неосновных носителей существенно зависит от времени жизни, в то время как изменение подвижности носителей за счет p - n -столкновений не влияет на характер их распределения как при диффузионном, так и дрейфовом переносе носителей тока, за исключением дрейфа в демберовском электрическом поле, где p - n -столкновения значительно уменьшают его влияние. Однако p - n -столкновения существенно изменяют напряженность электрического поля в толще полупроводника. Отметим здесь, что в работе [3] ошибочно считалось, что изменение подвижности носителей за счет p - n -столкновений приводит к изменению характера их распределения в базе. Это связано с неверным выбором исходных уравнений. Действительно, избыточные дырки и электроны диффундируют в одну сторону, и, следовательно, столкновения таких потоков не могут существенно изменить распределение носителей в базе. Напротив, напряженность поля в базе определяется также и дрейфовыми потоками. В этом случае p - n -столкновения проявляются существенным образом, так как эти потоки электронов и дырок направлены в противоположные стороны. Напряжение, падающее в толще полупроводника, теперь находим, интегрируя (3),

$$V_T = \frac{J}{q u_p (b+1)} \int_0^d \frac{dx}{p(x)} + \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \int_{p(d)}^{p(0)} \frac{dp}{p} + J \frac{\mu_{se} v d}{q}, \quad (8)$$

где d — толщина квазинейтральной области базы n -типа.

Первый и второй члены в (8) определяются распределением дырок и легко могут быть вычислены, если известно $p(x)$. Причем, второй член пренебрежимо мал по сравнению с остальными.

Третий член дает линейную зависимость тока от напряжения, и его появление обязано учету электронно-дырочного рассеяния. Представляет интерес применить (8) к вычислению напряжения, падающего в широкой базе открытой p - n - p -структуры. Как показано в [4], для этого случая

$$\frac{J}{q u_p (b+1)} \int_0^d \frac{dx}{d(x)} \simeq \delta \frac{kT}{q} \exp\left(\frac{d}{2L_p}\right), \quad \delta \ll \frac{2\pi}{b+1}$$

не зависит от плотности протекающего тока, следовательно,

$$V_T = J \frac{15 \epsilon v d}{q^2} + \frac{kT}{q} \exp \left(\frac{d}{2L_p} \right). \quad (9)$$

Таким образом, благодаря изменению подвижности носителей, обусловленному электронно-дырочным рассеянием, полная вольт-амперная характеристика p - n - p -структуры может быть при определенных условиях линейной.

Рассмотрим теперь такой случай, когда возможно изменение времени жизни носителей в связи с рекомбинацией типа зона-зона. В этом случае время жизни становится функцией концентрации носителей, так что в общем случае

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_p},$$

где $\tau_p = \frac{L^2}{D}$, $\tau_p = (\lambda p)^{-1}$, λ — вообще говоря, также зависит от p , однако мы будем считать его постоянным. Уравнение движения дырок (6) теперь будет иметь вид

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p}{L^2} + a p^2, \quad (10)$$

здесь $a = \frac{\lambda}{D}$, а также принято во внимание, что $p \gg p_n$. Из (10) следует

$$\frac{dp}{dx} = \pm \sqrt{-\frac{2}{3} a p^3 + \frac{1}{L^2} p^2 + C_1}, \quad (11)$$

C_1 — постоянная интегрирования, которая определяется из граничных условий. Если имеет место двойная инжекция, то используются обе ветви эллиптической кривой (положительное и отрицательное значения корня в (11)), если же тыловой контакт не инжектирует носители, то в (11) следует выбрать знак минус.

В широкой базе p - n - p -структуры в открытом состоянии осуществляется двойная инжекция, поэтому рассмотрим первый случай. Оценим влияние изменения времени жизни носителей на вольт-амперную характеристику и сравним с влиянием p - n -столкновений. Постоянную интегрирования C_1 в (11) определяем из предположения, что минимум в распределении дырок расположен в сечении с координатой x_1 , причем $p(x_1) = p_1$. Так что

$$C_1 = -\frac{2}{3} a p_1^3 - \frac{1}{L^2} p_1^2,$$

следовательно, (11) можно представить в виде

$$\frac{dp}{dx} = \pm \sqrt{\frac{2}{3} a (p^3 - p_1^3) + \frac{1}{L^2} (p^2 - p_1^2)}. \quad (12)$$

В области $(0, x_1)$ выбираем минус, а в области (x_1, d) — плюс. Решение (12) в общем случае приводит к эллиптическому интегралу

$$\frac{2}{\sqrt{\frac{2}{3} a (p_1 + p_2)}} = F\left(\arcsin \sqrt{\frac{p - p_1}{p - p_2}}, \sqrt{\frac{p_2 - p_3}{p_1 - p_3}}\right) = C_2 \mp x, \quad (13)$$

где

$$p_2 = \frac{p_1}{2} + \frac{3}{4aL^2} + \sqrt{\frac{9}{16a^3L^4} - \frac{3p_1}{4aL^2} - \frac{3}{4}p_1^2};$$

$$p_3 = \frac{p_1}{2} + \frac{3}{4aL^2} - \sqrt{\frac{9}{16a^3L^4} - \frac{3p_1}{4aL^2} - \frac{3}{4}p_1^2};$$

однако в таком виде физический анализ затруднителен, поэтому нам представляется возможным поступить следующим образом. Разобьем область $(0, x)$ на две. В первой — $(0, x')$ будем считать преобладающей рекомбинацию типа зона-зона, а во второй, — (x', x_1) , — рекомбинацию через примесные центры, т. е.

$$\frac{dp}{dx} = -\sqrt{\frac{2}{3} a (p^3 - p_1^3)} \approx -p \sqrt{\frac{2}{3} ap}, \quad (0 \leq x \leq x'),$$

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{1}{L} \sqrt{p^2 - p_1^2}, \quad (x' \leq x \leq x_1). \quad (14)$$

Распределение дырок теперь определяется легко,

$$p(x) = \frac{6}{a} \left(x + \sqrt{\frac{6}{ap(0)}}\right)^{-2}, \quad (0 \leq x \leq x'),$$

$$p(x) = p_1 \operatorname{ch} \frac{x_1 - x}{L}, \quad (x' \leq x \leq x_1). \quad (15)$$

На границе раздела x' потребуем непрерывности концентраций и их производных по координате, откуда

$$p_1 = \frac{6}{a} \left(x' + \sqrt{\frac{6}{ap(0)}}\right)^{-2} \sqrt{1 - 4L^2 \left(x' + \sqrt{\frac{6}{ap(0)}}\right)^{-2}} \quad (16)$$

и

$$\operatorname{th} \frac{x_1 - x'}{L} = 2L \left(x' + \sqrt{\frac{6}{ap(0)}}\right)^{-1}. \quad (17)$$

Следовательно, $x' > 2L - \sqrt{\frac{6}{ap(0)}}$, т. е. область с рекомбинацией типа зона-зона вступает в базовую толщу, когда концентрация инжектированных носителей достигает величины $p(0) = \frac{3}{2aL^2}$, при меньших концентрациях преобладающей будет рекомбинация через примесные центры.

Аналогичные рассуждения можно провести для области (x_1, d) , разбивая ее на (x_1, x'') и (x'', d) части,

$$p(x) = \frac{6}{a} \left(d - x + \sqrt{\frac{6}{ap(d)}}\right)^{-2}, \quad (x'' \leq x \leq d);$$

$$p(x) = p_1 \operatorname{ch} \frac{x - x_1}{L}, \quad (x_1 \leq x \leq x''), \quad (18)$$

откуда требование непрерывности концентраций и производных в сечении x'' приводит к

$$\operatorname{th} \frac{x'' - x_1}{L} = 2L \left(d - x'' + \sqrt{\frac{6}{ap(d)}} \right)^{-1}; \quad (19)$$

здесь также имеет место условие

$$d - x'' \geq 2L - \sqrt{\frac{6}{ap(d)}}.$$

Иначе говоря, область с прямой рекомбинацией носителей будет иметь место со стороны тылового контакта, в данном случае со стороны центрального перехода структуры, при условии $p(d) \geq \frac{3}{2aL^2}$.

Из (15) и (18) можно усмотреть одно важное следствие наших расче-

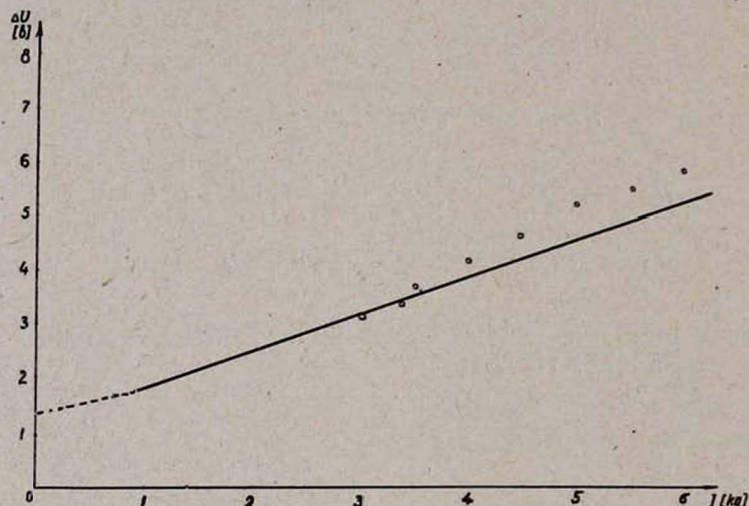


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика ВКДУ-150 при высоких плотностях тока. Сплошная линия — теоретическая. Кружочками отмечены измерения в импульсном режиме.

тов. А именно, с ростом тока концентрация дырок в каждой фиксированной точке x стремится к некоторому предельному значению, равному $\frac{6}{ax^2}$.

Другими словами, в любой фиксированной точке концентрация дырок увеличивается с ростом тока все медленнее и, наконец, насыщается. Сказанное относится ко всей области базы, так как с ростом тока x' стремится к x_1 , а x'' к $d - x_1$. Назовем это свойство запиранием p - n -перехода.

Координата точки с минимальной концентрацией дырок на основании вышеизложенного определяется выражением

$$x_1 = \frac{d}{2} + \sqrt{\frac{3}{2ap(d)}} - \sqrt{\frac{3}{2ap(0)}}. \quad (20)$$

Видно, что в пределе больших токов минимум концентрации стремится занять место в середине базы. Практически обычно $p(0) > p(d)$ и x_1 расположена ближе к тыловому контакту или среднему переходу. Вычислим падение напряжения в толще n -области. В общем случае

$$V_T = V_{0x'} + V_{x'x_1} + V_{x_1x''} + V_{x''d}.$$

Если уровень инжекции недостаточно высок для осуществления рекомбинации зона-зона ($x' \leq 0$), ($x'' \geq d$), то получаем результат [4].

Начиная с плотностей $\frac{3qD_p}{aL^3}$ и выше, в области n -типа возможно отклонение от результатов [4], связанное с учетом бимолекулярной рекомбинации. Оценки для кремния с $\tau_{\text{исх}} = 1 \div 5 \text{ мксек}$ показывают, что бимолекулярная рекомбинация становится заметной при плотностях тока порядка 10^4 а/см^2 . В случае, когда последняя имеет место в большей части n -области с $d \geq 3L$, т. е. в условиях запираания p - n -перехода, напряжение, падающее в толще, определяется выражением

$$V_T = \frac{Ja}{9qu_p(b+1)} \left(\frac{d}{2} - \frac{4L^2}{d} \right)^3 + \frac{Jad^2L}{12qu_p(b+1)} \operatorname{arctg} \left(\operatorname{sh} \frac{4L}{d} \right). \quad (21)$$

Перейдем к сравнению теории с опытом. На рис. 1 представлены импульсная характеристика ВКДУ-150 (образец № 2969 с $S_{\text{акт}} = 3 \text{ см}^2$) в открытом состоянии, и теоретическая, вычисленная на основании (9). Небольшое отклонение теоретической прямой от экспериментальных точек связано скорее всего с токовой зависимостью напряжения отсечки, которое было принято постоянным и равным одному вольту. В расчетах использовались численные значения параметров из [2] и [5]. Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Электронно-дырочные столкновения в полупроводниках при высоких уровнях инжекции приводят к уменьшению подвижности носителей тока, но не изменяют характера диффузионного распределения, что дает основание для критики работы [3].

2. Уменьшение подвижности носителей тока, обусловленное взаимным рассеянием, приводит к увеличению напряженности электрического поля и линейной зависимости между током и напряжением в толще полупроводника, где имеют место p - n -столкновения, которая сохраняется для любых типов тылового контакта.

3. Механизм рекомбинации типа зона-зона приводит к своеобразному запираанию p - n -перехода, состоящему в ограничении увеличения концентрации неосновных носителей с ростом тока.

4. Бимолекулярная рекомбинация в полупроводниках типа кремния при комнатной температуре может осуществляться только при очень высоких плотностях тока, выше 10^4 а/см^2 , когда полупроводник близок к вырожденному состоянию и, таким образом, не может быть

привлечена для объяснения линейной зависимости между током и напряжением в структурах $p-p-p$ -типа на основе кремния.

5. Механизмом, приводящим к линейной зависимости тока, от напряжения в $p-p-p$ -структурах при больших плотностях тока считать взаимное рассеяние электронов и дырок.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность В. Е. Челнокову, Ю. А. Елсееву и П. А. Чеснокову за обсуждение работы и любезное предоставление экспериментальных данных.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 18.XII.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. L. W. Davies. Nature, 194, 762 (1962).
2. Г. М. Авакьянц и др. Радиотехника и электроника, 8, 1919 (1963).
3. P. A. Kokosa. ТИИЭР, 55, 161 (1967).
4. В. А. Кузьмин. Радиотехника и электроника, 8, 171 (1963).
5. Б. С. Юдицкий. Кремневые вентили, Изд-во "Энергия", 1968.

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՍՍՐՔԵՐԻ ՎՈՂՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ
ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ԽՈՒՈՉԱՅԻՆ ՑՐՄՍՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Ե. Վ. ԼԱԶԱՐԵՎ

Կիսահաղորդիչներում երկմոլեկուլյար և էլեկտրոն-խոռոչային ջրման պրոցեսները դիտվում են մեծ հոսքի խտության դեպքում, երբ հիմնական և ոչ հիմնական լիցքակիրների կոնցենտրացիաները համեմատելի են: Կրեմնիումային քառաշերտ ստրուկտուրայի n -տիպի բազային տիրույթի օրինակի վրա ցույց է տրված էլեկտրոն-խոռոչային ջրման որոշիչ դերը հոսանքի և կիսահաղորդիչի հաստության մեջ ընկած լարման դժային կախվածության կազմավորման գործում: Համեմատած ուղիղ ակտմոբիլացիայի հետ:

ON THE INFLUENCE OF THE ELECTRON-HOLE SCATTERING UPON VOLT-AMPER CHARACTERISTICS OF SEMICONDUCTOR DEVICES

G. M. AVAKJANTS, E. V. LAZAREV

The electron-hole scattering processes and the bimolecular recombination in semiconductors are considered for large densities of current, when the concentrations of the majority and minority carriers of the current are comparable.

In the example of the base region n -type of a silicon four-layer structure the determining effect of the electron-hole scattering on the formation of the line dependence between the current and the voltage drop in thickness of the semiconductor is shown through the comparison with recombination of the zone-zone type.