

УДК 621.382.2

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц

Влияние рекомбинации на прохождение тока
 через полупроводники

(Представлено 3/II 1970)

Рекомбинация носителей в n -слое объемного заряда гомо- или гетероперехода может существенно влиять, как на вольт-амперную характеристику самого перехода, так и на характеристику соприкасающегося с ним полупроводника (¹).

Насколько нам известно, до сих пор не рассматривалось влияние такой рекомбинации на прохождение тока через полупроводник, длина которого намного больше диффузионной длины неосновных носителей. По-видимому, это можно объяснить тем, что в известной теории Ламперта и Роуза (²) токопрохождения через такие полупроводники, с переходами на краях, этот случай не рассматривается, так как в ней значение напряженности электрического поля вблизи переходов принимается равным нулю.

Вместе с тем, это условие выполняется далеко не всегда и, как будет показано ниже, легко может нарушиться при наличии рекомбинационной утечки через переход.

Действительно, напишем уравнение для распределения неосновных носителей (например, дырок) по полупроводнику в приближении квазинейтральности:

$$D_p \frac{(n+p)}{bn+p} \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{N_A J}{(bn+p)^2} \frac{dp}{dx} + D_p \frac{(b-1)N_A}{(bn+p)^2} \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 - \frac{p-p_n}{b\tau_p} = 0. \quad (1)$$

Обозначения здесь обычные. (Обоснованием нулевого значения напряженности поля вблизи p - n -перехода является преобладание в этой области первого члена в (1), ответственного за описание диффузии носителей, над вторым, ответственным за дрейф носителей в электрическом поле (³).

Если теперь во втором члене заменить J на его значение, сле-

дуемого из предположения об отсутствии утечки (коэффициент инжекции $\gamma = 1$), равное $\sim \frac{D_p}{L_p} p(0)$, то легко убедиться, что диффузионный член при любом уровне инжекции больше второго, т. е. всегда имеется область диффузии вблизи p - n -перехода. Для высокого уровня инжекции это будет означать малую величину напряженности электрического поля, по сравнению с его глубинным значением (условие Лэмперта-Роуза).

Иное положение возникает, если через переход имеется заметной величины рекомбинационный ток. Более того, при небольшом относительно токе весь он может быть только рекомбинационным. В этом случае, вообще говоря, не исключено, выполнение обратного неравенства:

$$\frac{L_p N_A j_{rek}}{(p+n)(bn+p)} \frac{dp}{dx} > D_p \frac{d^2p}{dx^2}. \quad (2)$$

Это значит, что с самого начала весь ток вблизи перехода является дрейфовым. Напряженность поля теперь может быть здесь и не малой по сравнению со значением в глубине полупроводника и что самое главное, напряженность поля в глубине полупроводника станет существенно зависеть от поля вблизи перехода.

Такова основная идея, которая ниже обсчитывается для некоторых конкретных случаев.

Условие квазинейтральности мы выпишем в несколько обобщенном виде:

$$n = \eta p + n_0. \quad (3)$$

При $\eta = 1$ и $n_0 = N_A$ оно переходит в то же условие для полупроводника с мелкими донорными примесями.

Если $\eta \neq 1$ и $n_0 \neq N_A$, то (3) реализуется в некоторых случаях у компенсированных полупроводников (например Au в Si⁽⁴⁾) или при наличии уровней прилипания для дырок ($\eta > 1$) и уровней прилипания (они же и уровни компенсации) для электронов ($\eta < 1$) [например Ag в Si⁽⁵⁾].

Уравнение для распределения носителей в этом случае будет иметь вид:

$$D_p \frac{(p\eta + n)}{bn + p} \frac{d^2p}{dx^2} - \frac{n_0 j}{(bn + p)^2} \frac{dp}{dx} + D_p \frac{(\eta\eta - 1)}{(bn + p)^2} \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 - \frac{p - p_n^i}{b - \eta} = 0. \quad (4)$$

Влияние условий протекания тока вблизи перехода на таковые в глубине полупроводника, будут наибольшими, если время жизни неосновных носителей будет не очень маленьким, или длина полупроводника будет не слишком большой.

Интересно рассмотреть предельный случай, когда электрическое поле, формирующееся у перехода, практически не меняет своего значения на протяжении всего полупроводника. В дальнейшем мы приведем неравенства, которые при этом должны выполняться. Тогда падение внешнего напряжения на полупроводнике равно:

$$V = \frac{[j - (b^2 + 1)j_p]}{u_p b n_0} d, \quad (5)$$

где d — длина полупроводника.

j_p мы можем записать так:

$$j_p = \bar{j}. \quad (6)$$

В случае рекомбинационной утечки (*):

$$\tau = \frac{\sqrt{1 - G\bar{j}} - 1}{\sqrt{1 - G\bar{j}} + 1}. \quad (7)$$

Здесь G — постоянная, характеризующая условия рекомбинации в переходе.

Подставляя в (5) значение j_p , выраженное через полный ток и выполняя затем дифференцирование V по j найдем из условия

$$\frac{dV}{dj} = 0 \quad (8)$$

значение j , при котором на вольт-амперной характеристике начинается участок отрицательного сопротивления (S -типа).

Имеем:

$$j_{cr} = G^{-1} \left[\left(\frac{b^2 + 1}{b^2} \right)^2 - 1 \right]. \quad (9)$$

На основании (5) и (9) также найдем напряжение срыва:

$$V_{cr} = \frac{j_{cr}}{u_p n_0} \frac{b d}{2b + b^{-1}}. \quad (10)$$

Для отыскания величины концентрации неосновных носителей в момент срыва используем формулу ($x = 0$):

$$p = \frac{b n_0 j_p}{j - (b^2 + 1) j_p}. \quad (11)$$

Имеем:

$$p_{cr} = \frac{n_0}{b}. \quad (12)$$

Если в (10) j_{cr} заменить на его значение из (9), то для V_{cr} можно получить еще такую формулу:

$$V = (u_p n_0 b G^2)^{-1} d. \quad (13)$$

Приводимые выше формулы (9), (10), (12), (13) справедливы лишь при выполнении определенных неравенств.

Неравенство обеспечивающее преобладание дрейфового тока над диффузионным при $J = J_{cr}$ вблизи перехода имеет вид ($\theta = 1$):

$$\frac{n_0 j_{cr} L_p}{D_p (\rho^b + n) (bn + \rho)} > 1. \quad (14)$$

На основании (3), (9) и (12) его можно применить еще так:

$$\frac{L_p}{3 D_p n_0 G b^{2b}} > 1. \quad (15)$$

При токе срыва также должно соблюдаться неравенство, выполнение которого обеспечивает постоянство электрического поля по длине полупроводника ($\rho > n_0$):

$$\frac{2 d (b^b + 1) \rho^2}{b j_{cr} n_0 b^{2b}} > 1. \quad (16)$$

или на основании вышеприведенных формул:

$$\frac{2 d n_0 G b}{\left| 1 - \left(\frac{b^b}{b^b - 1} \right)^2 \right|^{2b}} > 1. \quad (17)$$

Можно получить похожее неравенство и для $\rho \leq n_0$.

В случае полупроводника p-типа уравнение, аналогичное (1) имеет вид:

$$D_n \left[\frac{\rho + \theta n}{bn + \rho} \right] \frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{b p_0 j}{(bn + \rho)^2} \frac{d\rho}{dx} - D_n \frac{|b - \theta|}{(bn + \rho)^2} \left(\frac{d\rho}{dx} \right)^2 - \frac{n - n_p}{\tau_n} = 0. \quad (18)$$

Причем было использовано условие квазинейтральности в виде:

$$\rho = \theta n + p_0. \quad (19)$$

Помимо того, что такое соотношение имеет место для полупроводника, содержащего только мелкие акцепторные уровни ($\theta = 1$, $p_0 = N_a$), его можно применить и к некоторым случаям компенсированных полупроводников, например, при компенсации кремния цинком и кадмием (¹), ($\theta < 1$), а также, видимо, в случае компенсации AsGa никелем (²), хромом и железом. (19) имеет место и в полупроводнике с уровнями прилипания для неосновных носителей [$\theta > 1$].

Формула для падения напряжения на структуре имеет вид:

$$V = \frac{j b - (b + \theta) j_n}{u_r b p_0} d. \quad (20)$$

Что касается n , то здесь вблизи перехода получаем:

$$n = \frac{p_0 j_n}{j b - (b + \theta) j_n}. \quad (21)$$

Ток j_n записываем в виде, схожем с (6):

$$j_n = \gamma j. \quad (2)$$

Для j_n используем формулу, аналогичную (7).
В итоге для тока срыва следует:

$$j_{cp} = G^{-1} \left[\left(\frac{b+b_0}{b} \right)^2 - 1 \right], \quad (2)$$

в то время, как напряжение срыва равно:

$$V_{cp} = \frac{j_{cp}}{u_p p_0} \frac{b d}{2b - b_0} \quad (2)$$

или:

$$V_{cp} = \frac{b d}{u_p p_0 G b} \quad (2)$$

Неравенство, аналогичное (14) имеет форму:

$$\frac{b p_0 j_{cp} L_n}{(p + b n)(b n - p) D_n} > 1 \quad (2)$$

или:

$$\frac{L_n b^2}{3 D_n G p_0 b} > 1. \quad (2)$$

Вместо (16) теперь ($n > p_0$):

$$\frac{2d (b - b_0)^2 n^2}{b p_0 j_{cp}^2 n} > 1 \quad (2)$$

или:

$$\frac{2d p_0 G}{b \left| 1 - \frac{b^2}{(b + b_0)^2} \right|^{2n}} > 1 \quad (2)$$

Для $n(0)$ получаем:

$$n = \frac{p_0}{b}. \quad (3)$$

Все приведенные формулы были выведены в предположении малости падения внешнего напряжения в контактах, по сравнению с напряжением на толще, полупроводника.

Кроме того, конечно, было использовано предположение малости надбарьерного тока основных носителей вблизи перехода по сравнению с их рекомбинационной частью.

— Этого всегда можно добиться, используя достаточно сильно легированную область по другую сторону перехода (9) или использованием подходящего гетероперехода.

Как известно (8), все теории формирования ОС в дрейфовом приближении для компенсированных полупроводников дают, что напряжение срыва пропорционально d^2 .

Данная теория, как мы видим, для тех же компенсированных полупроводников может дать результат, согласно которому V_{cr} пропорционально первой степени d [см. формулы (1) и (24)].

Такая закономерность наблюдалась для случая германия, компенсированного золотом (¹⁰).

Так как рекомбинационные токи, вообще говоря, могут быть малыми, то на наш взгляд данная теория способна объяснить также ОС, которое наблюдается в случае $As_{2}Si$, компенсированного Ni , Cr , Fe , где токи срыва весьма незначительны (^{11, 12}).

Данная теория также дает возможность объяснить появление ОС в том случае, когда в полупроводнике имеются только уровни прилипания для неосновных носителей (помимо мелких уровней).

В отсутствие рекомбинационной утечки появление ОС в этом случае пока строго доказать не удалось (^{13, 14}).

Участок отрицательного сопротивления на ВАХ закончится, со стороны больших токов, когда нарушатся принятые нами условия, например, условие малости надбарьерного тока основных носителей по сравнению с рекомбинационным или другие, в том числе неравенства (14), (16), (26) и (28).

Ереванский государственный
университет

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ Գործակից-անդամ Վ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆ

Պեկոմբինացիայի ազդեցությանը կրահաղորդիչներով անցնող հոսանքի վրա

Հոդվածում քննարկվում է երկար կրահաղորդիչներում բացասական դիմադրության ձևավորման երևույթները՝ ինտեգրալ անցման տիրույթում սեկոմբինացիոն արտաճուսթի դիման վրա: Ստացված են բանաձևեր հոսանքի խզման լարման համար:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Պ Ե Կ Ե Լ Ե Խ Ի Թ Յ Ի Լ Ե

- ¹ Г. М. Авакьянц и др., „Радиотехника и электроника“, т. 8, № 9, 1591 (1963).
² М. А. Lampert, А. Rose, Phys. Rev. 121, 26 (1961). ³ Г. М. Авакьянц, и др., „Радиотехника и электроника“, т. 9, № 5 (1964). ⁴ Г. М. Авакьянц, Известия АН Арм. ССР*, сер. Физика, т. 1, № 1 (1966). ⁵ Б. Н. Болтакс и др., ФТТ, 2, 11, 2677 (1960).
⁶ К. Ф. Комаровских, В. Н. Олипов, ФТП, 1, 902 (1967). ⁷ Г. М. Авакьянц, Ю. А. Абрамчи, Известия АН Арм. ССР*, сер. Физика, 4, 376 (1969). ⁸ В. И. Мурмыгин, В. С. Рубин, ФТП, 3, 910, (1969). ⁹ Г. М. Авакьянц, А. У. Рахимов, Известия АН Арм. ССР*, сер. Физика, т. 2, № 5, (1967). ¹⁰ В. П. Сондолевский, В. И. Старица, ФТТ, 6, 80 (1964). ¹¹ Г. А. Егнязьян и др., ФТП, 3, 1652 (1969). ¹² В. И. Мурмыгин, В. О. Рубин, ФТП, 3, 1274 (1969). ¹³ Г. М. Авакьянц, А. У. Рахимов, Известия АН Арм. ССР*, сер. Физика 1, 304 (1966). ¹⁴ Г. М. Авакьянц, А. У. Рахимов, Известия АН Арм. ССР*, сер. Физика, 2, 105 (1967).

