

## ЛИТЕРАТУРА

1. Клико А. Т. и др. Пространственно-временные модуляторы света на монокристаллах  $\text{Vi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ,  $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}$ .— Автометрия, 1976, № 4.
2. Котляр П. Е., Нежевенко Е. С., Опарин А. Н., Фельдбуш В. И. Дифференциальные управляемые транспаранты для обработки оптической информации.— В кн.: Оптическая обработка информации. Л.: ЛИЯФ, 1979, с. 155—162.

Поступило в редакцию 29 апреля 1980 г.

УДК 621.383.032.217.2

В. И. БУДАРНЫХ, В. Ф. КРАСНОВ  
(Новосибирск)

### ПРИМЕСНОЕ РАССЕЯНИЕ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ДЫРОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Вопросы рассеяния горячих электронов в области объемного заряда полупроводников  $p$ -типа актуальны, в первую очередь, в связи с интенсивным развитием работ по созданию фотоэммиттеров с отрицательным электронным средством [1]. При описании процесса прохождения фотовозбужденных электронов через приповерхностную область объемного заряда (где носители являются горячими) обычно учитывается взаимодействие с оптическими фононами в качестве основного источника энергетических потерь [2, 3]; при этом считается, что поле в объемном слое направлено нормально к поверхности, и рассматриваются исключительно одномерные модели. Вместе с тем простые оценки показывают, что рассеяние в полях заряженных центров может существенно искажать траектории электронов. Влияние примесного рассеяния на параметры эмиттированных электронов двойного рода: во-первых, примесное рассеяние, само являясь упругим процессом, меняет время пребывания носителя в области изгиба зон и тем самым увеличивает роль неупругих взаимодействий; во-вторых, носители покидают приповерхностную область со значительными составляющими поперечного импульса, что должно было бы привести к уширению распределения эмиттированных электронов по углам.

В настоящем сообщении приведен модельный расчет транспортного сечения примесного рассеяния с учетом эффекта образования примесной зоны и показано, что при достаточно больших уровнях легирования полупроводника одномерное приближение является оправданным.

Сделаем следующие предположения.

1. Все акцепторные центры заряжены (заполнены электронами).
2. В области объемного заряда полностью отсутствуют свободные носители.
3. Волновая функция электрона на акцепторном уровне имеет водородоподобный вид, и ей соответствует следующее распределение электронной плотности:

$$\rho_1(r) = (q_e/8\pi) \mu^3 e^{-\mu r},$$

где  $(\mu/2)^{-1}$  — аналог боровского радиуса, а нормировочный коэффициент получен из условия  $\int \rho_1 dV = q_e$ ; волновые функции рассеивающихся электронов аппроксимированы плоскими волнами.

4. Рассеяние на выделенном примесном центре эффективно экранируется окружающими акцепторами при прицельных параметрах, сравнимых со средним расстоянием между центрами. Мы приближенно опишем это экранирующее действие, введя дополнительную плотность зарядов

$$\rho_2 = -(q_e/8\pi) \lambda^3 e^{-\lambda r}$$

так, что полный заряд, заключенный в сфере радиуса  $R \gg \lambda^{-1}$ , будет близок к нулю. Параметр  $\lambda$  приближенно соответствует обратному расстоянию между акцепторными центрами.

Расчет дифференциального сечения проведем в борновском приближении, считая, что плотность заряда рассеивающего центра  $\rho = \rho_1 + \rho_2$

$$\rho = (q_e/8\pi) (\mu^3 e^{-\mu r} - \lambda^3 e^{-\lambda r}). \quad (1)$$

Для данного случая формула Борна может быть записана в виде

$$d\sigma = \frac{64\pi^2 m^{*2} q_e^2}{\hbar^4 q^4 \varepsilon^2} \left| \int_0^\infty \rho(r) \frac{\sin qr}{q} r dr \right|^2. \quad (2)$$

Здесь  $m^*$  — эффективная масса рассеивающихся электронов,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\mathbf{q}$  — вектор рассеяния ( $q = (2m^*v/\hbar) \sin(\Theta/2)$ ,  $\Theta$  — угол рассеяния). После подстановки (1) в (2) и интегрирования по радиусу найдем

$$d\sigma = \frac{4m^* q_e^2}{\hbar^4 q^4 \varepsilon^2} \left| \frac{\mu^4}{(\mu^2 + q^2)^2} - \frac{\lambda^4}{(\lambda^2 + q^2)^2} \right|^2 d\Omega. \quad (3)$$

Для транспортного сечения ( $d\sigma_{\text{тр}} = (1 - \cos \Theta) d\sigma$ ) после приближенного интегрирования по углам получим выражение

$$\sigma_{\text{тр}} \approx \frac{2\pi m^{*2} q_e^4}{\hbar^4 k^4 \varepsilon^2} \left\{ 2 \ln \frac{\mu}{\lambda} + \frac{1}{4} \left[ 1 - \left( \frac{\lambda}{\mu} \right)^4 \right]^2 \right\}, \quad (4)$$

где  $k = m^*v/\hbar$ .

Как следует из (4), транспортное сечение обращается в нуль в точке  $\lambda = \mu$ . Физически эта точка должна соответствовать некоторой критической концентрации акцепторов  $N_a = N_c$ , при которой происходит «обобществление» электронов, находившихся при меньших концентрациях на локализованных уровнях. Значение  $N_c$ , по-видимому, отвечает началу проводимости по примесной зоне (сама примесная зона начинает формироваться при меньших концентрациях за счет полей акцепторов, смещающих случайным образом уровни соседних центров). Поскольку величина  $\lambda^3$  пропорциональна  $N_a$ , принимая во внимание условие  $\sigma_{\text{тр}}(N_a = N_c) = 0$ , выражение (4) может быть записано в виде

$$\sigma_{\text{тр}} = 2\pi \left( \frac{q_e^2}{\varepsilon m^{*2} v^2} \right)^2 \left\{ \frac{2}{3} \ln \frac{N_c}{N_a} + \frac{1}{4} \left[ 1 - \left( \frac{N_a}{N_c} \right)^{4/3} \right]^2 \right\}. \quad (5)$$

По форме (5) напоминает известную формулу Брукса — Херинга, которая, однако, описывает рассеяние на точечных зарядах, экранированных свободными носителями, и не учитывает эффектов делокализации электронной плотности при больших концентрациях примеси.

Существенно, что (5) является лишь грубым приближением к реальной ситуации: даже при  $N_a > N_c$  электронная плотность неоднородна (волновые функции скорее напоминают блоховские, чем обычные плоские волны), так что должно наблюдаться «остаточное» рассеяние. Если это рассеяние невелико, то при концентрациях примеси, превышающих критическую, поле в области объемного заряда будет почти однородным (в плоскости) и применение одномерных моделей — оправданным.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Spicer W. E. Negative Affinity 3—5 Photocathodes: Their Physics and Technology.— Appl. Phys., 1977, vol. 12, N 2.
2. James L. W., Moll J. L. Transport Properties of GaAs Obtained from Photoemission Measurements.— Phys. Rev., 1969, vol. 183, N 3.
3. Мусатов А. Л., Коротких В. Л. О механизме фотоэлектронной эмиссии из полупроводников с отрицательным электронным средством.— Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, № 9.

Поступило в редакцию 29 октября 1980 г.