Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 5 — 1974

УДК 539.293.6.013

В. Л. БОНЧ-БРУЕВИЧ, З. С. КАЧЛИШВИЛИ

О ВЫЧИСЛЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАХВАТА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ НАЛИЧИИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА И МАКСИМАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ

При условии, если функция распределения носителей заряда дается «иглообразным» распределением, явно вычислен коэффициент захвата электронов отталкивающим кулоновским центром. Найдена полевая зависимость коэффициента захвата.

В связи с возникновением доменной неустойчивости интерес к изучению рекомбинации горячих носителей на одноименно заряженных центрах особенно возрос [1]. Соответствующие теоретические расчеты [2, 3] были выполнены, однако, лишь для случая сравнительно слабых полей, когда (при низких температурах) рассеяние на оптических фононах не играет роли. Очевидно, при больших полях, когда средняя энергия носителя заряда становится сравнимой с энергией оптического фонона, пренебречь оптическим рассеянием уже нельзя. Трудности, связанные с учетом рассеяния на оптических фононах, хорошо известны. Как известно [4], при этом решение задачи о функции распределения в неполярных полупроводниках практически удается получить в аналитическом виде только при следующих условиях:

1) $T \gg T_0$ $\left(T_0 = \frac{\hbar\omega_0}{k}\right.$ — температура возбуждения оптических фононов$\left.\right)$, напряженность электрического поля E — любая;

2) $T < T_0$, $E \gg E_0^+$, где $E_0^+ = \frac{p_0}{e\tau_0}$, p_0 — импульс электрона с энергией $\hbar\omega_0$, τ_0 — характерное время испускания оптических фононов [5];

3) в случае, когда реализуется иглообразное распределение [5, 6].

Первый случай в задаче о рекомбинации мало интересен, ибо экспериментальное изучение рекомбинации электронов на отрицательно заряженных центрах обычно проводится при температурах $T < T_0$. Второй случай был рассмотрен в работе [4]. Там, в частности, было показано, что в указанной области полей в n—Ge «снимается» барьерный эффект, что приводит к исчезновению отрицательной дифференциальной проводимости. В настоящей работе рассматривается третий случай.

Иглообразное распределение реализуется, если

$$T_0 \gg T, \quad \frac{p_0}{eE\tau_0} \gg 1, \quad \frac{p_0}{eE\tau} \ll 1, \quad \tau_0 \ll \tau, \tag{1}$$

где τ — время релаксации, обусловленное какими-либо механизмами упругого рассеяния. Третье из неравенств (1) должно выполняться в «пассивной» области (т. е. при энергии электрона $W<\hbar\omega_0$), четвертое — в «активной» ($W>\hbar\omega_0$). При этом функция распределения носителей заряда, нормированная на их концентрацию, n имеет вид [5]

$$f(p)=2\varphi(W)\,\delta(\cos\theta-1). \tag{2}$$

Здесь θ — угол между импульсом электрона (p) и приложенным электрическим полем;

$$\varphi=N\begin{cases} W^{-1}, & W<\hbar\omega_0,\\ W^{-1}\exp\left[-\dfrac{\Phi(y)}{\nu}\right], & W>\hbar\omega_0.\end{cases} \tag{3}$$

Общий вид $\Phi(y)$ дается выражением

$$\Phi(y)=\sqrt{y(y-1)}-\ln(\sqrt{y}+\sqrt{y-1}),\ y=\frac{W}{\hbar\omega_0}. \tag{4}$$

Однако в дальнейшем нам понадобится ее значение вблизи точки $y=1$, которое имеет вид

$$\Phi(y)=-\frac{2(y-1)^{3/2}}{3\nu}, \tag{5}$$

$$\nu=\frac{eEp_0\tau_0'}{m\hbar\omega_0},\quad \tau_0'=\frac{D^2m^{3/2}}{\pi\hbar^2\rho\sqrt{2\hbar\omega_0}},$$

ρ — плотность кристалла, D — константа взаимодействия, N — постоянная нормировки.

Для коэффициента захвата имеем

$$c_n=\frac{1}{n}\int dpf(p)\,\frac{p}{m}\,\sigma(W), \tag{6}$$

где $\sigma(W)$ — эффективное сечение захвата. Как и в [2], положим

$$\sigma=W^{\nu_0-1}\psi(W)\left[\exp\left(\frac{2\pi ze^2}{\varepsilon\hbar v}\right)-1\right]^{-1}, \tag{7}$$

ν_0 — параметр порядка единицы, ψ — медленно меняющаяся функция энергии, z — заряд отталкивающего центра в единицах заряда электрона, $v=p/m$ — скорость электрона, ε — диэлектрическая проницаемость вещества.

В соответствии с (3)—(4) можем переписать (6) в виде

$$c_n=\frac{4\pi m}{n}N(\hbar\omega_0)^{\nu_0}(A_1+A_2), \tag{8}$$

где

$$A_1=\int\limits_0^1 y^{\nu_0-1}\psi(yW_0)\frac{dy}{\exp(\gamma y^{-1/2})-1}, \tag{9a}$$

$$A_2 = \int_1^\infty y^{\nu_0 - 1} \psi \,|\, yW_0) \frac{\exp\left[-\frac{\Phi(y)}{\nu}\right] dy}{\exp(\gamma y^{-1/2}) - 1}, \tag{9б}$$

$$\gamma = \frac{2\pi z e^2}{\varepsilon \hbar v_0},$$

v_0 — скорость электрона с энергией $\hbar\omega_0$.

Согласно второму неравенству (1) $\nu \ll 1$. Легко убедиться, что в условиях, интересующих нас, $\gamma \gg 1$. Тогда, вычисляя нормировочный множитель и интеграл A_1 с точностью до малых параметров, получаем

$$N = \frac{\pi^2 \hbar^3 n}{p_0 m} \left[1 + \frac{\Gamma(5/3)}{2} \left(\frac{3\nu}{2}\right)^{2/3}\right]^{-1}, \tag{10}$$

$$A_1 = 2\psi(W_0) \frac{e^{-\gamma}}{\gamma} \left[1 - \frac{1 + 2\nu_0}{\gamma}\right]. \tag{11}$$

Следовательно, A_1 не зависит от электрического поля. Интеграл A_2 вычислим методом перевала для следующих значений параметров:

а) $\gamma \gg 1$, $\nu \ll 1$ так, что $\gamma\nu \ll 1$.

Пусть

$$E_0 = \frac{2\hbar\omega_0}{e v_0 \gamma \tau_0} = \frac{\varepsilon \hbar^2 \omega_0}{\pi z \,|\, e\,|^3 \tau_0}.$$

Очевидно, для полей $E < E_0$ $y_0 = 1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2$ есть приближенный корень трансцендентного уравнения $\varphi_1'(y) = 0$, где

$$\varphi_1(y) = -\frac{2}{3\nu}(y-1)^{3/2} - \ln[\exp(\gamma y^{-1/2}) - 1].$$

Соответственно для A_2 имеем

$$A_2 \simeq \psi(\hbar\omega_0) \frac{2\sqrt{2\pi}}{\sqrt{\gamma}} e^{-\gamma} \frac{E}{E_0} \exp\left[\frac{\gamma}{6}\left(\frac{E}{E_0}\right)^2\right], \tag{12}$$

б) $\gamma \gg 1$, $\nu \ll 1$ так, что $\gamma(\gamma\nu)^{-1/4} \gg \gamma\nu \gg 1$.

Получаем

$$A_2 \simeq \psi\left[\hbar\omega_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{1/2}\right] \sqrt{\frac{2\pi}{\gamma}} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{4\nu_0 + 1}{8}} \exp\left[-\frac{4\gamma}{3}\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/4}\right]. \tag{13}$$

Случай б) может реализоваться для материала с большими значениями z и m и с малыми ε и $\hbar\omega_0$. Однако этот случай мало надежен, ибо результат сильно зависит от модели ловушки (от параметра ν_0, (13)).

Следовательно, отбрасывая второй член в (11), в случае а) для коэффициента захвата имеем

$$c_n = c_0 \left[1 + \frac{\Gamma(5/3)}{2} \left(\frac{3}{\gamma}\right)^{2/3} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{2/3}\right]^{-1} \left\{1 + \sqrt{2\pi\gamma} \frac{E}{E_0} \exp\left[\frac{\gamma}{6}\left(\frac{E}{E_0}\right)^2\right]\right\}, \tag{14}$$

$$c_0 = \frac{(2\pi\hbar)^3 (\hbar\omega_0)^{\nu_0 - 1/2}}{\sqrt{2m}} \psi(\hbar\omega_0) \gamma^{-1} e^{-\gamma}.$$

Очевидно, полевую зависимость коэффициента захвата такого рода можно наблюдать, если

$$E_0^- \ll E_0 \ll E_0^+, \tag{15}$$

где $E_0^- = p_0/e\tau$.

Применим полученный результат для n—Ge (разумеется, в силу принятой нами модели простых зон это может иметь только ориентировочное значение).

Как известно, при $T=75°$К и при концентрации ионизированных примесей $N \leqslant 10^{15}$ *см*$^{-3}$ в n—Ge доминирует рассеяние на акустических фононах. Наблюдаемая подвижность [7] при $E=0$, $\mu_{ак} = 3{,}7 \cdot 10^4 \frac{см^2}{в \cdot сек}$ соответствует $\tau = 4{,}14 \cdot 10^{-12}$ *сек*. Если взять $m=0{,}2\, m_0$, $\omega_0 = 5{,}65 \cdot 10^{13}$ *сек*$^{-1}$ и положить плотность кристалла $\rho = 5{,}32$ *г/см*^{3}, а константу взаимодействия с оптическими фононами $D = 4 \cdot 10^8$ *эв/см* [8], то мы получим $E_0^- \simeq 680$ *в/см* и $E_0^+ \simeq 10^3$ *в/см*. Если при $T=20°$К акустическое рассеяние опять является доминирующим, получим $\left(\mu_{ак} = 2{,}5 \cdot 10^5 \frac{см^2}{в \cdot сек}\right)$, $\tau \simeq 2{,}8 \cdot 10^{-11}$ *сек* и $E_0^- = 10^2$ *в/см*. Следовательно, при водородных температурах и при акустическом рассеянии ($N \ll 10^{15}$ *см*$^{-3}$) условия более благоприятны для образования максимальной анизотропии. Если не ограничивать концентрацию ионов сверху при $T=20°$К, основным может стать примесное рассеяние ($\mu_y \ll \mu_{ак}$), что опять приведет к уменьшению разрыва между E_0^+ и E_0^-. При $z=1$ ($\gamma=4$) имеем $E_0 \simeq 400$ *в/см*. Следовательно, для рассмотренного примера неравенства (15) выполняются.

Уточним величины полей, для которых фактически можно не учитывать рассеяния (импульса и, тем более энергии) в пассивной области. Усредняя $\tau_0^{-1} \sim W^{1/2}$ по функции распределения (3), получаем $\langle \tau_0 \rangle = \mathrm{const}\,(\hbar\omega_0)^{-1/2} = 1{,}6 \cdot 10^{-11}$ *сек*. Это означает, что для полей $E > 180$ *в/см* действительно можно не учитывать рассеяние в пассивной области. Таким образом, резюмируя вышесказанное, по-видимому, можно ожидать, что в случае n—Ge вычисленный нами эффект будет реализован при $T=20°$К в области полей

$$200 \text{ в/см} \leqslant E < 400 \text{ в/см}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972.
2. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика твердого тела», **6**, 2047, 1964.
3. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. «Физика твердого тела», **7**, 750, 1965.
4. Качлишвили З. С. «Физика и техника полупроводников», **7**, 404, 1973.
5. Восилюс И. И., Левинсон И. Б. ЖЭТФ, **50**, 1660, 1966.
6. Baraff G. A. Phys. Rev., **133**, A26, 1964.
7. Koenig S. H. Phys. Rev., **110**, 986—988, 1958; J. Phys. chem. Sol., **8**, 227, 1959.
8. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970.

Поступила в редакцию
2.2 1973 г.

Кафедра
полупроводников