[9] Claybourn M., Brinkman A. W., Russel G. J., Woods J. // Phyl. Mag. B. 1987. V. 56. N 3. P. 385—395.
[10] Housin M., Fialin M., Bastide G., Rouzeyre M. // J. Cryst. Growth. 1982. V. 59. P. 246—253.

Ленинградский
государственный университет

Получено 23.02.1989
Принято к печати 10.04.1989

ФТП, том 23, вып. 8, 1989

КОЭФФИЦИЕНТ ЗАХВАТА ДЫРОК НА ПЛОТНЫХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ РЯДАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ НАЛИЧИИ КВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Велиев З. А.

1. Качественно новые возможности исследования свойств заряженных дислокаций открываются при специальном изготовлении образцов, содержащих сравнительно плотные ряды параллельных краевых дислокаций с сильно перекрывающимися ридовскими цилиндрами, когда расстояния между дислокациями $d \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ см. Электрофизические свойства полупроводников с такими рядами дислокаций экспериментально исследованы в [1]. Проведенные экспериментальные исследования в [1] дают наиболее прямую информацию о свойствах заряженных дислокаций в полупроводниках.

Теоретически некоторые электрические свойства плотных дислокационных рядов изучены в [2,3]. Отметим, что плотные ряды заряженных дислокаций в полупроводнике образуют потенциальный барьер с седловыми точками. В [2] построена теория вольтамперной характеристики для такого барьера, где полученные результаты согласуются с имеющимися в [1] экспериментальными данными. В [3] на основе теории каскадного захвата носителей тока на притягивающих центрах вычислен коэффициент захвата дырок на плотных дислокационных рядах.

В данной работе мы будем исследовать коэффициент захвата дырок в электронных полупроводниках с ориентированным набором заряженных дислокаций при наличии квантующего магнитного поля. В этих полупроводниках краевые дислокации, составляющие эти ряды, ведут себя, как бесконечно протяженная линия акцепторов, несущая на себе отрицательный заряд.

Расчеты будем проводить в случае, когда $kT \gg \hbar\omega_{\mathbf{q}} \backsim (\hbar\Omega m s^2)^{1/2} \equiv \hbar\omega\,(q_H)$ (T — температура решетки, k — постоянная Больцмана, $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$ — энергия акустического фонона, $\Omega = eH/mc$ — циклотронная частота, m — эффективная масса дырок, H — интенсивность внешнего магнитного поля, e — модуль заряда электрона, s — скорость звука), т. е. когда дырки рассеиваются на фононах упругим образом.

2. В стационарных условиях, согласно [3], коэффициент захвата дырок определяется выражением

$$a = j/(p\,\langle v\rangle), \tag{1}$$

где j — поток частиц на захватывающей поверхности, p — концентрация дырок, $\langle v\rangle = (8kT/\pi m)^{1/2}$ — средняя скорость дырок.

Поток на захватывающий центр определяется формулой

$$j = AkT \Bigg/ \int\limits_{-\infty}^{E_{\min}} \frac{\exp(E/kT)\,dt}{B(E)}. \tag{2}$$

Здесь

$$A = \left(\frac{2\pi}{m}\right)^{3/2} \frac{\hbar^3 p}{\hbar\Omega \sqrt{kT}} \tag{3}$$

— нормировочная константа функции распределения Больцмана в квантующих магнитных полях, $E_{\min}$ — минимальная энергия $\backsim \hbar\omega\,(q_H)$. Величина $kTB\,(E)$ является коэффициентом диффузии в энергетическом пространстве и, согласно [4], определяется формулой

$$B\,(E) = \frac{1}{2kT} \int d^3\mathbf{r} \sum_{i,\,j} W_{ji}\,(\varepsilon_i - \varepsilon_j)^2\, \delta\,(E - \varepsilon_i - e\varphi\,(\mathbf{r})), \tag{4}$$

где $\varphi\,(\mathbf{r})$ — электростатический потенциал дислокационного ряда [3], индексы i, j обозначают совокупность трех квантовых чисел дырки $(n,\ k_x,\ k_y)$, $(n',\ k'_x,\ k'_y)$, а W_{ji} — вероятность перехода i-го квантового состояния в j-е при взаимодействии с акустическими фононами, которая в ультраквантующем пределе $(n = n' = 0)$ имеет вид

$$W_{ji} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}} \frac{E_c q \hbar}{2\rho s}\, \delta_{k'_x,\, k_x + q_x} \delta_{k'_z,\, k_z + q_z} \exp\left(- \frac{(q_x^2 + q_y^2)}{2}\, a_H^2\right) \times$$
$$\times \left[N_{\mathbf{q}} \delta\,(\varepsilon_j - \varepsilon_i - \hbar\omega_{\mathbf{q}}) + (N_{\mathbf{q}} + 1)\,\delta\,(\varepsilon_j - \varepsilon_i + \hbar\omega_{\mathbf{q}})\right], \tag{5}$$

$$\varepsilon_i = \hbar k_{zi}^2/2m + \hbar\Omega\,(n_i + {}^1/_2),\quad a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}. \tag{6}$$

Здесь ρ — плотность кристалла, E_c — константа деформационного потенциала, $\mathbf{q}$ — волновой вектор фонона, $N_{\mathbf{q}}$ — равновесная функция распределения фононов $(N_{\mathbf{q}} = kT/\hbar\omega_{\mathbf{q}})$, c — скорость света в вакууме.

Подставляя выражение $e\varphi\,(\mathbf{r})$ в (4), с учетом (5) и (6) после длинных, но несложных вычислений для $B\,(E)$ в ультраквантующем пределе получим

$$B\,(E) = \frac{2E_c^2 eHm\hbar}{\rho c a_H^4\,(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{\sqrt{U_0\,(\hbar\Omega m s^2)^{1/2}}} \ln \frac{4\,U_0}{\sqrt{|\,E\,|\,(\hbar\omega\,(q_H) + |\,E\,|)}}, \tag{7}$$

где $U_0 = 2\pi n_d e^2 L$, $L = n_s/2n_d$, $n_s = (2\varepsilon_0 n_d\,(E_D + \eta)/\pi e^2)^{1/2}$, n_d — плотность объемных донаров, η — невозмущенное значение химического потенциала, ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, E_D — глубина дислокационного уровня, n_s — поверхностная плотность заряда. Подставляя (7) в (2), для потока дырок j получим

$$j = \frac{2E_c^2 eHm\hbar}{\rho c a_H^4\,(2\pi\hbar)^3} \frac{A}{\sqrt{U_0\,(\hbar\Omega m s^2)^{1/2}}} \ln \frac{2\sqrt{2}\,U_0}{\hbar\omega\,(q_H)}\,. \tag{8}$$

Подставляя (8) в (1), с учетом (3) для коэффициента захвата дырок получим следующее соотношение:

$$\alpha = \frac{E_0^2 m\,(eH)^2}{4\pi kT\rho\,(\hbar c)^2} \frac{1}{\sqrt{U_0 \hbar\omega\,(q_H)}} \ln \frac{2\sqrt{2}\ U_0}{\hbar\omega\,(q_H)}\,. \tag{9}$$

Из (9) видно, что коэффициент захвата дырок α с ростом H растет — $H^{7/4}$.

3. При расчете коэффициента α в работе сделаны следующие предположения.

а) $L = n_s/2n_d > (\varepsilon_0 kT/4\pi n_d e^2)^{1/2} = L_D$ (L_D — радиус Дебая), что равносильно тому, что глубина потенциальной ямы $e\varphi\,(0,\ 0) \sim kT \dfrac{L^2}{2L_D^2} \gg kT$.

б) Расстояния между i-м и соседними дискретными уровнями $\Delta E_n \ll (\hbar\Omega m s^2)^{1/2}$ — энергии, теряемой при одном акте столкновения.

в) Магнитное поле ограничено снизу и сверху неравенством

$$1 \ll H/H_{\text{хар}} \ll \delta^{-1},\quad H_{\text{хар}} = \frac{mc}{e\hbar}\, kT,$$

где $\delta=(ms^2/kT)^{1/2}$ — параметр неупругости при $H=0$. Оценки показывают, что при $m \sim 10^{-28}$ г, $T \sim 300$ К величина $H_{\text{хар}} \sim 250$ кЭ.

Список литературы

[1] Еременко В. Г., Фарбер Б. Я., Якимов Е. Б. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1313—1315.
[2] Велиев З. А., Шикин В. Б. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 5. С. 858—863.
[3] Велиев З. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 158—159.
[4] Абакумов В. Н., Яссиевич И. Н., Крещук Л. Н. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 4. С. 1342—1355.

Нахичеванский
государственный педагогический институт
им. академика Ю. Г. Мамедалиева

Получено 10.10.1988
Принято к печати 13.04.1989