СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛЛУРА И ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

© *Н.С.Аверкиев, Г.Е.Пикус*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 27 декабря 1995 г.)

Построена теория эффекта отрицательного магнетосопротивления для дырок в теллуре, локализованных у поверхностей (0001) и $(\bar{1}2\bar{1}0)$, учитывающая как реальную зонную структуру теллура и ее зависимость от ориентации поверхности, так и зависимость матричного элемента рассеяния от начального и конечного квазиимпульсов дырок. Результаты теории представлены в форме, допускающей непосредственное сравнение с экспериментальными данными.

Эффект отрицательного магнетосопротивления (ОМС) для дырок, локализованных у поверхности (0001) теллура, был обнаружен в работе [1], а теория была развита в [1,2]. В этом случае нормаль к поверхности n параллельна оси третьего порядка (ось z), а спектр дырок в квантовой яме изотропен. Позднее эффект ОМС был измерен для поверхности $(10\bar{1}0)$, когда нормаль к поверхности n перпендикулярна оси z. Спектр носителей в этом случае существенно анизотропен, и матричные элементы рассеяния зависят как от начального, так и конечного импульса рассеивающейся дырки даже при рассеянии на короткодействующем потенциале. В работе [3] рассматривалась упрощенная модель, не учитывающая указанных особенностей, и предполагалось, что в такой геометрии в отличие от поверхности (0001) отсутствует тригональное искажение, предсказанное впервые в [4]. Фактически, такое искажение отсутствует лишь для поверхности $(\bar{1}2\bar{1}0)$, когда нормаль к поверхности параллельна оси второго порядка. В настоящей работе мы рассмотрим два крайних случая: поверхности (0001) и $(\bar{1}2\bar{1}0)$.

Используя двухзонную модель теллура, развитую в [4,5], мы получим явные выражения для параметров, определяющих спектр дырок в квантовых ямах, и матричных элементов рассеяния. При этом учтем возможное смешивание состояний экстремумов M и P в квантовых ямах у поверхности $(\bar{1}2\bar{1}0)$. Для поверхности (0001) двухзонная модель дает возможность определить соотношения между параметрами, введенными в [1,2]. Для поверхности $(\bar{1}2\bar{1}0)$ мы получим точное решение уравнения для куперона, учитывающее особенности спектра и матричных элементов рассеяния. Будет рассчитана зависимость этих параметров от концентрации носителей.

1. Двухзонная модель

В теллуре экстремумы валентных зон и зоны проводимости расположены в точках M и P зоны Бриллюэна, связанных друг с другом операцией инверсиии времени.

Для расчета спектра носителей тока и матричных элементов перехода используем двухзонную модель, учитывающую kp-взаимодействие верхних валентных зон M'_{1v} и M'_{2v} с зоной проводимости M'_{3c} и валентной зоной M'_{3v} (рис. 1). В базисе волновых функций дырок соответствующий гамильтониан имеет вид [4,5]

$$\begin{gathered} H_M = -\frac{\hbar^2}{2m_0} + L(R_+k_- + R_-k_+) + B_2(J_+^2 k_+ + J_-^2 k_-) + \\ + \Delta_1(1 - J_z\sigma_z) + \Delta(J_+^2\sigma_+ + J_-^2\sigma_-) + \Delta_3(R_+\sigma_- + R_-\sigma_+) + \\ + \beta J_z k_z - I_c(E_g + A'_0 k_z^2) + A'_v I_v k_z^2 + A''_v J_z \sigma_z k_z^2. \end{gathered} \tag{1}$$

Базисные функции дырок в зонах M'_{1v} и M'_{2v} есть $|3/2\rangle = \Psi^1_{+1}\alpha$ и $|-3/2\rangle = \Psi^1_{-1}\beta$, где $\Psi^1_{\pm 1} = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}\ (x \pm iy)$; в зоне M'_{3c} — $S\alpha$ и $S\beta$; в зоне M'_{3v} — $|1/2\rangle = \Psi^1_{+1}\beta$ и $|-1/2\rangle = \Psi^1_{-1}\alpha$. В (1) $k_\pm = k_x \pm ik_y$, $R_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\ (R_x \pm iR_y)$, $\sigma_\pm = \frac{1}{2}\ (\sigma_x \pm i\sigma_y)$, $J_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\ (J_x \pm iJ_y)$, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ — матрицы Паули, R_x, R_y — матрицы 2×2 с ненулевыми элементами $\langle S|R_x|x\rangle = \langle S|R_y|y\rangle = 1$, I_c и I_v — единичные матрицы в базисе функций S и $\Psi^1_{\pm 1}$ соответственно, J_i — оператор проекции углового момента с $J = 1$ в базисе функций $\Psi^1_{\pm 1}, \alpha$ и β — собственные функции σ_z. В (1) не включены несущественные здесь релятивистские слагаемые, описывающие, линейные по **k** расщепления спектра зон M'_{3c} и M'_{3v}, и релятивистские поправки к другим константам. В точке P, связанной с M операцией инверсии времени, оператор H_p отличается от (1) знаком констант Δ и B_2 при нечетных по отношению к инверсии времени членах в (1). Матрица H_M, соответствующая (1), имеет вид

$$\begin{array}{r|cccccc} & |-1/2\rangle & |1/2\rangle & |3/2\rangle & |-3/2\rangle & |s\alpha\rangle & |s\beta\rangle \\ \hline \langle -1/2| & 2\Delta_1 + \tilde{A}_v k_z^2 - \beta k_z & & B_2 k_- & & Lk_+ & \Delta_3 \\ \langle 1/2| & & 2\Delta_1 + \tilde{A}_v k_z^2 + \beta k_z & & B_2 k_+ & -\Delta_3 & -Lk_- \\ \langle 3/2| & B_2 k_+ & & A_v k_z^2 + \beta k_z & \Delta & -Lk_- & \\ \langle -3/2| & & B_2 k_- & \Delta & A_v k_z^2 - \beta k_z & & Lk_+ \\ \langle s\alpha| & Lk_- & -\Delta_3 & -Lk_+ & & -E_g - A_c k_z^2 & \\ \langle s\beta| & \Delta_3 & -Lk_+ & & Lk_- & & -E_g - A_c k_z^2 \end{array} \tag{1a}$$

Здесь $A_v = -\frac{\hbar^2}{2m_0} + (A'_v + A''_v)$, $\tilde{A}_v = -\frac{\hbar^2}{2m_0} + (A'_v - A''_v)$, $A_c = +\frac{\hbar^2}{2m_0} + A'_c$. При расчете матричных элементов рассеяния мы предполагаем, что рассеяние происходит на примесях или дефектах с короткодействующим потенциалом и для всех состояний $i\mathbf{k}, j\mathbf{k}'$ в одной точке M или P матричный элемент $V_{i\mathbf{k},j\mathbf{k}'}$ одинаков и равен $V_0^0\delta_{ij}e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_0}$, а для переходов

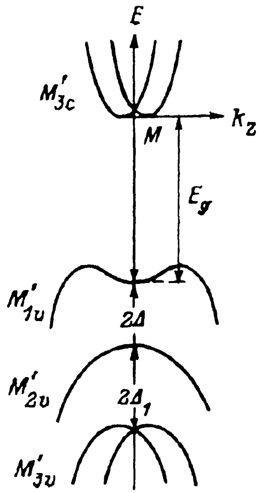

Рис. 1. Зонная схема теллура в окрестности точки M зоны Бриллюэна.

между состояниями в точках P и M матричный элемент отличается заменой V_0^0 на V_{PM}^0, причем в обоих случаях $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ отсчитываются от соответствующей точки экстремума. Значения матричных элементов V_0^0 и V_{PM}^0 зависят (помимо вида потенциала) от места расположения центра. Далее под $|V_0^0|^2$ и $|V_{PM}^0|^2$ подразумеваются соответствующие значения, усредненные по всем центрам. При расчете матричных элементов перехода на состояниях $\Psi_{\mathbf{k}}$, соответствующих заданной энергии и представляющих собой суперпозицию состояний $j\mathbf{k}$, необходимо найти поправку к матричному элементу, отличающуюся знаком в точках P и M, так как особенности эффекта ОМС определяются именно такими слагаемыми. Для этого необходимо использовать теорию возмущений до четвертого порядка включительно. Соответствующие вклады, согласно [6], даются общей формулой

$$H_{mm'} = H'_{mm'} - \sum_s \frac{H'_{ms}H'_{sm}}{E_s - E_m} + \sum_{s,s'} \frac{H'_{ms}H'_{ss'}H'_{s'm'}}{(E_s - E_m)(E_{s'} - E_m)} -$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{m'',s} \frac{H'_{ms}H'_{sm''}H'_{m''m'} + H'_{mm''}H'_{m''s}H'_{sm'}}{(E_s - E_m)^2} -$$

$$- \sum_{s,s's''} \frac{H'_{ms}H'_{ss'}H'_{s's''}H'_{s''m'}}{(E_s - E_m)(E_{s'} - E_m)(E_{s''} - E_m)} +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{s,s'm''} \frac{H'_{mm''}H'_{m''s}H'_{ss'}H'_{s'm} + H'_{ms'}H'_{s's}H'_{sm''}H'_{m''m'}}{(E_s - E_m)(E_{s'} - E_m)} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{E_s - E_m} + \frac{1}{E_{s'} - E_m} \right). \qquad (2)$$

Здесь m, m', m'' — состояния рассматриваемой зоны (M'_1 и M'_2), s, s', s'' — состояния других зон (M'_{3c} и M'_{3v}). Поскольку слагаемые Δ и

βk_z в (1а) учитываются точно, а не рассматриваются как возмущение, то под $H'_{mm'}$ в (2) следует понимать только матричные элементы рассеяния, и соответственно в (2) сохранены только члены, содержащие не более одного матричного элемента $H'_{mm''}$ или $H'_{m''m'}$.

2. Поверхность (0001)

При $n \parallel z$ волновая функция в точке M есть произведение функции $f(z)$, зависящей от формы ямы, и функции

$$\Psi_{M,\mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|3/2\rangle + |-3/2\rangle)e^{i(k_x x + k_y y)}, \tag{3}$$

а в точке P — произведение $f(z)$ и

$$\Psi_{P,\mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|3/2\rangle - |-3/2\rangle)e^{i(k_x x + k_y y)}. \tag{3a}$$

Указанный выбор знаков соответствует $\Delta > 0$, при $\Delta < 0$ знаки перед блоховскими амплитудами $|-3/2\rangle$ обратные. Для краткости соответствующие индексы P и M у $|3/2\rangle$ и $|-3/2\rangle$ опущены. Здесь и далее предполагается, что носители заполняют лишь основной уровень размерного квантования.

Спектр дырок с точностью до кубических по $\mathbf{k}$ членов определяется выражением

$$E_M = B_v k_\perp^2 + \frac{1}{2}\gamma_3(k_+^3 + k_-^3), \tag{4}$$

где

$$B_v = \frac{L^2}{E_g} - \frac{B_2^2}{2\Delta_1}, \quad \gamma_3 = -\frac{L^2 B_2}{\Delta_1 E_g}. \tag{5}$$

Можно ожидать, что релятивистская константа $B_2 < L$, и так как $\Delta_1 \approx E_g$, то $B_v \approx \frac{L^2}{E_g}$, а $\gamma_3 \approx -B_v \frac{B_2}{\Delta_1}$. В точке P константа γ_3 имеет обратный знак. В соответствии с этим гамильтониан H для обоих экстремумов M и P может быть записан в виде

$$H = E_0(\mathbf{k}) + \sigma_z \Omega_z, \tag{6}$$

где $E_0(\mathbf{k}) = B_v k^2$, $\Omega_z = \gamma_3 k^3 \cos\varphi_{\mathbf{k}}$, σ_i — матрицы Паули 2×2 в базисе функций $\Psi_{M,\mathbf{k}}$ и $\Psi_{P,\mathbf{k}}$, $\varphi_{\mathbf{k}}$ — угол между вектором $\mathbf{k}$ и осью x $(\bar{1}2\bar{1})$. Матричный элемент рассеяния в точке M равен

$$V_{M\mathbf{k}',M\mathbf{k}} = V_0^0 \Big\{ 1 + \frac{1}{2}\theta_3 \Big[k'_+ k_+ (k_+ + k'_+) + k'_- k_- (k_- + k'_-) -$$

$$- k_-^3 - k_+^3 - k'^3_+ - k'^3_- \Big] \Big\}, \tag{7}$$

где $\theta_3 = \gamma_3 \frac{2\Delta_1 - E_g}{4\Delta_1 E_g}$. Если учесть отличие матричных элементов рассеяния для состояний M'_{3c}, M'_{3v} и $M'_{1,2}$, то в (7) коэффициент при первых двух слагаемых в квадратных скобках будет отличен от единицы. В точке P параметр θ_3, как и γ_3, имеет другой знак. Для переходов между экстремумами P и M

$$V_{P\mathbf{k}',M\mathbf{k}} = \frac{1}{2} V^0_{PM} \theta_4 (k_+ k'_- - k'_+ k_-), \tag{8}$$

где

$$\theta_4 = \frac{L^2}{E_g^2} - \frac{B_2^2}{(2\Delta_1)^2} \approx \frac{B_v}{E_g}.$$

В (7), (8) не включены члены того же порядка по $\mathbf{k}$, содержащие релятивистскую константу Δ_3. В соответствии с (7), (8) амплитуда рассеяния Γ в базисе функций $\Psi_{M,\mathbf{k}}$ и $\Psi_{P,\mathbf{k}}$ может быть записана в виде

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_z \sigma_z + (\sigma_+ \Gamma_- + \sigma_- \Gamma_+), \tag{9}$$

где

$$\Gamma_0 = V_0^0, \quad \Gamma_z = V_0 \theta_3 k_F^3 \Big[\cos(2\varphi' + \varphi) + \cos(\varphi' + 2\varphi) - \cos 3\varphi - \cos 3\varphi' \Big],$$

$$\Gamma_+ = \Gamma_-^* = i V^0_{PM} \theta_4 k_F^2 \sin(\varphi' - \varphi), \quad \sigma_\pm = (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2. \tag{10}$$

Здесь учтено, что при упругом рассеянии $k = k' = k_F$. Условие инвариантности по отношению к инверсии времени накладывает на матричный элемент четного по отношению к инверсии времени оператора рассеяния требование

$$\langle P, \mathbf{k}' | V | M, \mathbf{k} \rangle = \langle \hat{K}(M, \mathbf{k}) | V | \hat{K}(P, \mathbf{k}') \rangle = -\langle P, -\mathbf{k} | V | M, -\mathbf{k}' \rangle, \tag{11}$$

так как $\hat{K}\Psi_{M,\mathbf{k}} = \Psi_{P,-\mathbf{k}}$, $\hat{K}\Psi_{P,\mathbf{k}} = -\Psi_{M,-\mathbf{k}}$, где $\hat{K}$ — оператор инверсии времени. Аналогично для внутридолинного рассеяния

$$\langle M, \mathbf{k}' | V | M, \mathbf{k} \rangle = \langle P, -\mathbf{k} | V | P, -\mathbf{k}' \rangle. \tag{12}$$

Равенства (9), (10) удовлетворяют этим требованиям. Запись H и Γ в форме (6) и (9) дает возможность решить уравнение для куперона $C_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$

$$C_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = N_0 |V_0^0|^2 + N_0 \int \Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{g}) \Gamma(-\mathbf{k}, -\mathbf{g}) G^+(\mathbf{g} + \mathbf{q}) G^-(-\mathbf{g}) C_{\mathbf{g},\mathbf{k}'}(\mathbf{q}) d^2\mathbf{g} \tag{13}$$

стандартным образом [7]. Здесь и далее (за исключением окончательной формулы для проводимости) будет использована система единиц, в которой $\hbar = 1$. Подставим в (13) значения функций Грина и функций Γ (10)

$$G^+(\mathbf{g} + \mathbf{q}) = \Big[E_F - E_0(\mathbf{g} + \mathbf{q}) - \sigma_z \Omega_z(\mathbf{g}) + i/2\tau_\text{т} \Big]^{-1}, \tag{14}$$

$$G^-(-\mathbf{g}) = \Big[E_F - E_0(-\mathbf{g}) - \rho_z \Omega_z(-\mathbf{g}) - i/2\tau_\text{т} \Big]^{-1}, \tag{14a}$$

где

$$\tau_{\text{т}}^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau_\varphi^{-1} + \tau_-^{-1} + \tau_v^{-1}, \quad \tau_0^{-1} = 2\pi |V_0^0|^2 N_0 \Omega_0,$$

$$\tau_-^{-1} = 2\pi |\bar{\Gamma}_z|^2 N_0 \Omega_0, \quad \tau_v^{-1} = 2\pi |\Gamma_+|^2 N_0 \Omega_0, \tag{15}$$

τ_φ — время релаксации фазы, N_0 — двумерная концентрация рассеивающих центров, $\Omega_0 = (4\pi B_v)^{-1}$ — плотность состояний, $|\bar{\Gamma}_z|^2 = 2|V_0^0|^2 \theta_3^2 k_F^6$, $|\bar{\Gamma}_+|^2 = \frac{1}{2}\theta_4^2 |V_{MP}^0|^2 k_F^4$.

Далее выполним интегрирование по энергии $E_0(g)$, разложим знаменатель по параметрам $vq\tau_0$, $\frac{\tau_0}{\tau_v}$, $\frac{\tau_0}{\tau_-}$ и $\frac{\tau_0}{\tau_\varphi}$ и проинтегрируем по φ_g. Учитывая, что

$$\int \frac{d\varphi_g}{2\pi} \Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{g}) \Gamma(-\mathbf{k}, -\mathbf{g}) = |V_0|^2 - |\bar{\Gamma}_z|^2 (\sigma_z \rho_z) - |\bar{\Gamma}_+|^2 (\sigma_+ \rho_- + \sigma_- \rho_+),$$

получим уравнения

$$\hat{H} C(\mathbf{q}) = \frac{1}{2\pi \Omega_0 \tau_0^2},$$

$$\hat{H} = Dq^2 + \frac{1}{\tau_\varphi} + (1 + \sigma_z \rho_z) \left(2\bar{\Omega}_z^2 \tau_0 + \frac{1}{\tau_-} \right) + (1 + \sigma_+ \rho_- + \sigma_- \rho_+) \frac{1}{\tau_v}, \tag{16}$$

где $2\bar{\Omega}_z^2 = \gamma_3^2 k_F^6$, коэффициент диффузии $D = v_F^2 \tau_0 / 2$, v_F — скорость носителей на уровне Ферми. Решением уравнения (16) является функция Грина [7]

$$C = \frac{1}{2\pi \Omega_0 \tau_0^2} \sum_r \frac{\Psi_r \Psi_r^{+}}{E_r}, \tag{17}$$

где Ψ_r — собственная функция (столбец) оператора $\hat{H}$, соответствующая собственному значению энергии E_r. Для определения Ψ_r и E_r удобно записать $\hat{H}$ в базисе собственных функций полного момента Y_l^m, $l = 1, 0$. При $l = m = 0$ $\sigma_i \rho_i = -1$ и

$$\hat{H}_0 = Dq^2 + \frac{1}{\tau_\varphi}, \tag{18}$$

а при $l = 1$, $m = -1, 0, 1$ $\sigma_i \rho_i = 2J_i^2 - 1$ и

$$\hat{H}_1 = Dq^2 + \frac{1}{\tau_\varphi} + J_z^2 \frac{1}{\tau_\gamma} + \left(2 - J_z^2\right) \frac{1}{\tau_v}, \tag{19}$$

где аналогично [1,2] мы ввели обозначение

$$\frac{1}{\tau_\gamma} = 2 \left(2\bar{\Omega}_z^2 \tau_0 + \frac{1}{\tau_-} \right). \tag{20}$$

В магнитном поле B оператор q^2 заменяется на $2eB(aa^+ + a^+ a)/c$, где a^+, a — операторы рождения и уничтожения. Тогда собственные значения имеют вид $Dq_n^2 = \delta(n + 1/2)$, где $\delta = 4eDB/c$. Согласно [7,8], имеем

$$\Delta\sigma = -\frac{e^2}{4\pi^2 \hbar} 2\pi \Omega_0 \tau_0^2 \delta \sum_{\substack{n \\ \alpha\beta}} C_{\alpha\beta\beta\alpha}^{(n)} = -\frac{e^2 \delta}{4\pi^2 \hbar} \left(\sum_{\substack{n=0 \\ m=\pm 1, 0}}^{n_{\max}} \frac{1}{E_{mn}^1} - \sum_{n=0}^{n_{\max}} \frac{1}{E_n^0} \right), \tag{21}$$

где $E^1_{mn} = \delta(n+1/2) + \tau_\varphi^{-1} + (2-m^2)/\tau_v + m^2/\tau_\gamma$, $E^0_n = \delta(n+1/2) + \tau_\varphi^{-1}$ — собственные значения операторов (19) и (18) соответственно, $n_{\max} = (\delta\tau_0)^{-1}$. В результате получим выражение

$$\Delta\sigma = -\frac{e^2}{4\pi^2\hbar}\left\{ -\Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{H_\varphi}{B}\right) + \Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{H_\varphi}{B}+2\frac{H_v}{B}\right) + \right.$$

$$\left. + 2\Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{H_\varphi}{B}+\frac{H_v}{B}+\frac{H_\gamma}{B}\right) - 2\ln\left(\frac{H_{\mathrm{tr}}}{B}\right) - 2C\right\}, \qquad (22)$$

где Ψ — дигамма-функция, $H_i = \frac{\hbar c}{4eD\tau_i}$, H_{tr} соответствует $\tau_i = \tau_0$, C — константа Эйлера. Формула (22) практически совпадает с приведенной ранее Шеланковым [1,2]. Полученные выше выражения для матричных элементов позволяют оценить относительную величину и концентрационную зависимость входящих в нее параметров. Из (7) следует, что отношение $1/\tau_-/2\bar{\Omega}_z^2\tau_0 \leqslant (\hbar/\tau_0 E_g)^2$.

Поскольку при выводе уравнения (16) пренебрегалось поправками более высокого порядка по параметру $\hbar/\tau_0/E_F$, а энергия Ферми $E_F < E_g$, то ясно, что учитывать $1/\tau_-$ не следует и надо считать

$$\frac{1}{\tau_\gamma} = 4\bar{\Omega}_z^2\tau_0 = 2\gamma_s^2 k_F^6 \tau_0^2.$$

Согласно (4), (5),

$$\frac{\tau_0}{\tau_\gamma} \approx \frac{E_F^3}{E_g}\left(\frac{B_2}{L}\right)^2 \tau_0^2.$$

Из (8) также видно, что

$$\frac{\tau_0}{\tau_v} \approx \frac{1}{2}\left(\frac{E_F}{E_g}\right)^2 \frac{|V^0_{MP}|^2}{|V^0_0|^2}.$$

3. Поверхность $(\bar{1}2\bar{1}0)$

При нормали к поверхности $n \parallel x$ волновые функции Ψ_M и Ψ_P есть произведения плавной функции $f(x)$, зависящей от формы ямы, и функций

$$\Psi_{M,\mathbf{k}} = \Big(C_1(k_z)|3/2\rangle + C_2(k_z)|-3/2\rangle\Big)e^{i(k_z z + k_y y)},$$

$$\Psi_{P,\mathbf{k}} = -\hat{K}\Psi_{M,-\mathbf{k}} = \Big(C_1(k_z)|3/2\rangle - C_2(k_z)|-3/2\rangle\Big)e^{i(k_z z + k_y y)}, \qquad (23)$$

где

$$C_{1,2}(k_z) = \left(\frac{\varepsilon_{\mathbf{k}} \pm \beta k_z}{2\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right)^{1/2}, \quad \varepsilon_{\mathbf{k}} = \sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}. \qquad (24)$$

Как и в (3), здесь опущены индексы блоховских амплитуд M и P. Энергия дырок описывается выражением

$$E_0(\mathbf{k}) = A_v k_z^2 - \varepsilon_{\mathbf{k}} + B_v k_y^2 + \Delta. \tag{25}$$

В квантовой яме $n \parallel x$ с потенциалом $V(x)$ в отличие от поверхности (0001) должно происходить смешивание состояний P и M, аналогичное смешиванию состояний ($\Delta 00$) и ($\bar{\Delta} 00$) на границе (100) в n-Si [9]. При учете соответствующего вклада гамильтониан $\hat{H}$ в базисе функций $\Psi_{M,\mathbf{k}}$ и $\Psi_{P,\mathbf{k}}$ согласно (23)–(25), примет вид

$$\hat{H} = E_0(k) + \sigma_x \Omega_x, \tag{26}$$

где

$$\Omega_x = t\frac{\beta k_z}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}, \quad t = \int V(x)\varphi_P^* \varphi_M dV,$$

φ_P^*, φ_M — блоховские функции в верхних валентных зонах в точках P и M. Можно ожидать, что из-за большой диэлектрической проницаемости Te при одинаковых поверхностных концентрациях значение t в теллуре несколько меньше, чем соответствующая константа в n-Si. Согласно (23), (24) и, (1a) матричный элемент перехода в долине M равен

$$V_{M,\mathbf{k}';M,\mathbf{k}} = V_0^0\Big\{\Big[C_1(k_z')C_1(k_z) + C_2(k_z')C_2(k_z)\Big] - - i\theta_5\Big[C_1(k_z')C_1(k_z) - C_2(k_z')C_2(k_z)\Big] f(k_y', k_y)\Big\}, \tag{27}$$

где

$$\theta_5 = -\gamma_3\frac{E_g + 2\Delta_1}{4\Delta_1 E_g}, \quad f(k_y', k_y) = (k_y' - k_y)(\langle k_x^2\rangle - k_y' k_y),$$

$\langle k_x^2\rangle = \int |\nabla\Psi(x)|^2 dx$, $\psi(x)$ — плавная огибающая полной волновой функции дырки. Для экстремума P константа θ_5 меняет знак. Для переходов между экстремумами P и M имеем

$$V_{P,\mathbf{k}';M,\mathbf{k}} = V_{MP}^0\Big[C_1(k_z')C_1(k_z) - C_2(k_z')C_2(k_z)\Big]. \tag{28}$$

В соответствии с (27), (28) в этом случае время ухода равно

$$\frac{1}{\tau_{\mathrm{T}}} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_\varphi} + \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_v}, \tag{29}$$

где

$$\frac{1}{\tau_0(\mathbf{k})} = \frac{1}{2\tau_0^0}\left(1 + \nu\frac{\Delta}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right), \quad \frac{1}{\tau_0^0} = 2\pi N_0\Omega|V_0^0|^2, \tag{30}$$

$$\nu = \frac{1}{\Omega}\int \rho(\varphi_g)d\varphi_g\frac{\Delta}{\varepsilon_{\mathbf{g}}}. \tag{31}$$

Здесь N_0 — двумерная концентрация рассеивающих центров, $\rho(\varphi_g)$ — плотность состояний на уровне Ферми в интервале $d\varphi$, определяемая условием

$$d^2\mathbf{g} = dE\rho(\varphi_g)d\varphi_g, \quad \Omega = \int \rho(\varphi_g)d\varphi_g.$$

$$\frac{1}{\tau_-(\mathbf{k})} = \frac{1}{2}\frac{\theta_5^2}{\tau_0^0}\int \rho(\varphi_g)d\varphi_g\left(1 - \frac{\Delta^2}{\varepsilon_{\mathbf{k}}\varepsilon_{\mathbf{g}}}\right)f^2(k_y, g_y), \tag{32}$$

$$\frac{1}{\tau_v(\mathbf{k})} = \frac{1}{2}\frac{1}{\tau_{PM}^0}\left(1 - \nu\frac{\Delta}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right), \quad \frac{1}{\tau_{PM}^0} = 2\pi N_0\Omega|V_{PM}^0|^2. \tag{33}$$

Мы также предполагаем, что отношение $\frac{\tau_0(\mathbf{k})}{\tau_\varphi(\mathbf{k})}$ не зависит от $\mathbf{k}$ и

$$\frac{1}{\tau_\varphi(\mathbf{k})} = \frac{1}{2}\frac{1}{\tau_\varphi^0}\left(1 + \nu\frac{\Delta}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right).$$

Соответственно в этом случае

$$\Gamma(\mathbf{k},\mathbf{g})\Gamma(-\mathbf{k},-\mathbf{g}) = \frac{1}{2}|V_0^0|^2 N\left\{\left(1 + \frac{\Delta^2}{\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}} + \frac{\beta^2 k_z g_z}{\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right) - \left(1 - \frac{\Delta^2}{\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{\beta^2 k_z g_z}{\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right)\left(\theta_5^2\sigma_z\rho_{z'}f^2(k_y, g_y) + \frac{|V_{PM}^0|^2}{|V_0^0|^2}(\sigma_+\rho_- + \sigma_-\rho_+)\right)\right\}. \tag{34}$$

Выполняя, как и выше в (13), интегрирование по энергии и разложение по малым параметрам, получим следующее уравнение для куперона $C_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(\mathbf{q})$:

$$C_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(\mathbf{q}) = \frac{1}{2}|V_0^0|^2 N_0\left(1 + \frac{\Delta^2}{\varepsilon_{\mathbf{k}}\varepsilon_{\mathbf{k}'}} + \frac{\beta^2 k_z k_z'}{\varepsilon_{\mathbf{k}}\varepsilon_{\mathbf{k}'}}\right) +$$
$$+ \frac{1}{\Omega}\int \rho(\varphi_g)d\varphi_g\frac{1}{1 + \nu\frac{\Delta}{\varepsilon_{\mathbf{g}}}}\left\{\left(1 + \frac{\Delta^2}{\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}} + \frac{\beta^2 k_z g_z}{\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right)\left(1 - \frac{\tau_0}{\tau_\varphi} - \frac{\tau_0}{\tau_v} - \frac{\tau_0}{\tau_-} - \right.\right.$$
$$- i(v_z q_z)\tau_0 - i(\sigma_x + \rho_x)\Omega_x\tau_0 - (\mathbf{vq})^2\tau_0^2 - (\sigma_x + \rho_x)^2\Omega_x^2\tau_0^2 -$$
$$\left. - 2(\sigma_x + \rho_x)\Omega_x v_z q_z\tau_0^2\right) - \theta_5^2\sigma_z\rho_z\left(1 - \frac{\Delta^2}{\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right)f^2(k_y, g_y) -$$
$$\left. - \frac{|V_{PM}^0|^2}{|V_0^0|^2}(\sigma_+\rho_- + \sigma_-\rho_+)\left(1 - \frac{\Delta^2}{\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right)\right\}C_{\mathbf{g}\mathbf{k}'}(\mathbf{q}). \tag{35}$$

Здесь и далее $\mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{g}) = \nabla_{\mathbf{g}}E_0(\mathbf{g})$ и $\Omega_x = \Omega_x(\mathbf{g})$. В (35) мы сразу опустили в последних двух членах слагаемые $\frac{\beta^2 k_z g_z}{\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}}$, обращающиеся в нуль при интегрировании. В отличие от рассмотренного ранее случая $n \parallel z$ теперь время ухода зависит от $\mathbf{k}$. Соответствующее однородное уравнение

$$\frac{1}{\Omega}\int \rho(\varphi_g)d\varphi_g\frac{1 + (\Delta^2 + \beta^2 k_z g_z)/\varepsilon_{\mathbf{g}}\varepsilon_{\mathbf{k}}}{1 + \nu\Delta/\varepsilon_{\mathbf{g}}}C_{\mathbf{g}\mathbf{k}'} = \lambda C_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \tag{36}$$

имеет следующие мультипликативные собственные функции:

$$C^{ij}_{\mathbf{kk}'} = \varphi_i(\mathbf{k})\varphi_j(\mathbf{k}'), \tag{37}$$

где

$$\varphi_1(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\left(1 + \nu\frac{\Delta}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right), \quad \varphi_2(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\left(\nu - \frac{\Delta}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right), \quad \varphi_3(\mathbf{k}) = \frac{\beta k_z}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}. \tag{38}$$

Этим функциям соответствуют собственные значения λ_{ij}, не зависящие от второго индекса

$$\lambda_{ij} = \lambda_1 = 1, \quad \lambda_{2j} = \lambda_2 = \nu J^1_1 - J^2_1, \quad \lambda_{3j} = \lambda_3 = J^0_1 - J^2_1, \tag{39}$$

где

$$J^n_m = \frac{1}{\Omega}\int \rho(\varphi_k)d\varphi_k \frac{\left(\frac{\Delta}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right)^n}{\left(1+\nu\frac{\Delta}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}\right)^m}, \quad J^0_0 = 1, \quad J^1_0 = \nu.$$

Решение уравнения (35) можно искать в виде суммы

$$C_{\mathbf{kk}'} = \sum_{ij} A_{ij} C^{ij}_{\mathbf{kk}'}, \tag{40}$$

где $A_{ij}(\mathbf{q})$ есть матрица 4×4 по «спиновым» индексам.

Поскольку неоднородный член в (35) содержит только диагональные компоненты $C^{ii}_{\mathbf{kk}'}$, из которых собственному значению $\lambda_1 = 1$ соответствует компонента $C^{11}_{\mathbf{kk}'}$, то лишь коэффициент A_{11} является большим. Из-за наличия в (35) членов, линейных по q_z и v_z, необходимо, как обычно, учесть также вклад $C^{31}_{\mathbf{kk}'}$, выразив вначале A_{31} через A_{11}. Согласно (35),

$$A_{31}(J^0_1 - J^2_1 - 1) = i\frac{1}{\Omega}\int \rho(\varphi_g)d\varphi_g \frac{\beta g_z}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}[v_z q_z + (\sigma_x + \rho_x)\Omega_x]\tau_0(g)A_{11}. \tag{41}$$

Поскольку все компоненты $C^{ij}_{\mathbf{kk}'}$, кроме $C^{11}_{\mathbf{kk}'}$, при усреднении по всем направлениям $\varphi_{\mathbf{k}}, \varphi_{\mathbf{k}'}$ обращаются в нуль, то далее достаточно подставить (40) в (35), оставив лишь компоненты $C^{11}_{\mathbf{kk}'}$ и $C^{31}_{\mathbf{kk}'}$, использовать (41) и проинтегрировать правую и левую части полученного уравнения по $d\varphi_{\mathbf{k}}$ и $d\varphi_{\mathbf{k}'}$. В результате для функции $A_{11}(\mathbf{q})$, которую далее обозначаем как A, получим уравнение

$$\hat{H}A = |V^0_0|^2 N_0 \frac{1}{\tau^0_0}, \tag{42}$$

$$\hat{H} = \left\{\frac{1}{\tau_\varphi} + D_{zz}q_z^2 + D_{yy}q_y^2 + \Omega_i^2\tau^0_0(\sigma_x+\rho_x)^2 + \gamma_t\tau^0_0(\sigma_x+\rho_x)q_z + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{\tau_v}[1 + (\sigma_+\rho_- + \sigma_-\rho_+)] + \frac{1}{\tau_-}(1+\sigma_z\rho_z)\right\}, \tag{43}$$

где

$$\frac{1}{\tau_\varphi}=\frac{1}{\tau_\varphi^0}\frac{(1+\nu^2)}{2},$$

$$D_{zz}=2\beta^2\tau_0^0\left\{\varkappa^2(J_1^{-2}-J_1^0)-1+\frac{[\varkappa(J_1^{-1}-J_1^1)-1]^2}{1-J_1^0+J_1^2}\right\},$$

$$D_{yy}=8B_v\tau_0^0\Delta\left(\left(\frac{E_F}{\Delta}-1\right)J_1^0-\frac{\varkappa}{2}(J_1^{-2}-J_1^0)+J_1^{-1}\right),$$

$$\Omega_t^2=2t^2\frac{J_1^0-J_1^2}{1-J_1^0+J_1^2},$$

$$\gamma_t=4t\beta\frac{\varkappa(J_1^{-1}-J_1^1)-(J_1^0-J_1^2)}{1-J_1^1+J_1^2},$$

$$\frac{1}{\tau_v}=\frac{1}{2\tau_{PM}^0}(1-\nu^2),$$

$$\frac{1}{\tau_-}=\frac{\theta_5^2}{2\tau_0^0}\left(\tilde{J}_{00}^0-\tilde{J}_{10}^1\right),$$

$$\tilde{J}_{n0}^n=\frac{1}{\Omega^2}\int\rho(\varphi_{\mathbf{k}})d\varphi_{\mathbf{k}}\rho(\varphi_{\mathbf{g}})d\varphi_{\mathbf{g}}\left(\frac{\Delta}{\varphi_{\mathbf{k}}}\right)^n\left(\frac{\Delta}{\varphi_{\mathbf{g}}}\right)^n f^2(k_y,g_y),$$

$$\varkappa=2\Delta A_v/\beta^2. \tag{44}$$

Уравнение (43) по форме совпадает с (16), и его решение может быть записано в форме (17). В базисе собственных функций Y_l^m для $l=m=0$ аналогично случаю $n\parallel z$

$$\hat{H}_0=\left(\frac{1}{\tau_\varphi}+\bar{D}{q'}^2\right). \tag{45}$$

Здесь мы ввели $\bar{D}=(D_{zz}D_{yy})^{1/2}$ и

$$q'_z=q_z\left(\frac{D_{zz}}{D_{yy}}\right)^{1/2},\quad q'_y=q_y\left(\frac{D_{yy}}{D_{zz}}\right)^{1/2}.$$

При $l=1$, $m=-1,0,1$

$$\hat{H}_1=\left(\frac{1}{\tau_\varphi}+\bar{D}{q'}^2+4\Omega_t^2\tau_0^0J_x^2+2\gamma'_t\tau_0^0J_xq'_z+\frac{1}{\tau_v}(2-J_z^2)+\frac{1}{\tau_\gamma}J_z^2\right), \tag{46}$$

где

$$\gamma'_t=\gamma_t\left(\frac{D_{yy}}{D_{zz}}\right)^{1/2},\quad \frac{1}{\tau_\gamma}=\frac{2}{\tau_-}.$$

Это уравнение отличается от (20) наличием добавочных слагаемых, содержащих $tJ_xq'_z$ и $t^2J_x^2$.

При расчете вклада в проводимость $\Delta\sigma_{ii}$ наряду с обычным графиком, соответствующим «уходному» члену кинетического уравнения, необходимо учесть и приход [10,11]. В результате получим следующее выражение:

$$\Delta\sigma_{ii} = -\frac{2e^2}{\hbar} D_{ii}\Omega\tau_0^{02} \sum_{\alpha\beta} \int A_{\alpha\beta\beta\alpha}(\mathbf{q}')d^2\mathbf{q}'. \tag{47}$$

При этом учтено, что, согласно (37),

$$C'^0_{k,-k\alpha\beta\beta\alpha}(\mathbf{q}) = \frac{1}{4}A_{\alpha\beta\beta\alpha}(\mathbf{q})\left(1+\nu\frac{\Delta}{\varepsilon_\mathbf{k}}\right)^2.$$

Входящие в (47) величины D_{ii} совпадает с приведенными в (44).

В магнитном поле B вместо $q'_+ = q'_z + iq'_y$ и $q'_- = q'_- - iq'_y$ можно, как и выше, ввести операторы $D^{1/2}q'_+ = \delta^{1/2}a$, $\bar{D}^{1/2}q'_- = \delta^{1/2}a^+$, где $\delta = \frac{4eB}{\hbar c}\bar{D}$ с матричными элементами $\langle n-1|a|n\rangle = \langle n|a^+|n-1\rangle = \sqrt{n}$. Собственные значения E^1_{mn} соответствующей системы уравнений при $t \neq 0$ в магнитном поле можно определить лишь численно, аналогично тому, как это сделано в [12,13]. Аналогично (21)

$$\Delta\sigma_{ii} = -\frac{e^2\delta}{4\pi^2\hbar}\left(\frac{D_{ii}}{\bar{D}}\right)\sum_{n=0}^{n_{\max}}\left(-\frac{1}{E^0_n} + \sum_m \frac{1}{E^1_{mn}}\right). \tag{48}$$

При $t = 0$ из (48) следует окончательное выражение для $\Delta\sigma(B)$, подобное (22),

$$\Delta\sigma_{ii} = -\frac{e^2}{4\pi^2\hbar}\frac{D_{ii}}{\bar{D}}\left\{-\Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{H_\varphi}{B}\right) + \Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{H_\varphi}{B}+2\frac{H_v}{B}\right) + \right.$$
$$\left. +2\Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{H_\varphi}{B}+\frac{H_v}{B}+\frac{H_\gamma}{B}\right) - 2\ln\left(\frac{H_{\mathrm{tr}}}{B}\right) - 2C\right\}, \tag{49}$$

где

$$H_i = \frac{\hbar c}{4e\bar{D}\tau_i}, \quad H_{\mathrm{tr}} = \frac{\hbar c}{4e\bar{D}\tau_0^0}.$$

Если же, наоборот, сохранить в (46) лишь слагаемые, обусловленные смешиванием состояний ($\Delta 00$) и ($\bar{\Delta}00$), т.е. содержащие Ω_x, положив τ_v^{-1} и τ_γ^{-1} равными нулю, то гамильтониан $\hat{H}_1$ в базисе собственных функций Y^1_m оператора J_x диагонализуется и принимает вид

$$(\hat{H}_1)_{mm} = \frac{1}{\tau_\varphi} + \bar{D}\left(q'^2_y + (q'_z + q_0 m)^2\right) + m^2\tau_0^0(4\Omega_t^2 - \gamma'_t q_0), \tag{50}$$

где $q_0 = \gamma'_t\tau_0^0/\bar{D}$. Поскольку условия коммутации операторов $q'_\pm$ в магнитном поле не меняются при смещении q'_z на постоянную величину $q_0 m$, то не меняются и собственные значения, равные, согласно (48),

$$E^1_{mn} = \frac{1}{\tau_\varphi} + \delta(n+1/2) + m^2\frac{1}{\tau_\Omega}, \tag{51}$$

где

$$\frac{1}{\tau_\Omega} = \tau_0^0(4\Omega_t^2 - \gamma_t' q_0).$$

Соответственно зависимость $\sigma(B)$ в этом случае определяется формулой

$$\Delta\sigma_{ii} = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\frac{D_{ii}}{\bar{D}}\left\{\Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{H_\varphi}{B}+\frac{H_\Omega}{B}\right) - \ln\left(\frac{H_{\rm tr}}{B}\right) - C\right\}, \qquad (52)$$

где

$$H_\Omega = \frac{\hbar c}{4r\bar{D}\tau_\Omega}.$$

Видно, что в этом случае участок с положительным магнетосопротивлением при малых B отсутствует.

Заметим, что в [12] при наличии только аналогичных слагаемых спиновая релаксация вообще отсутствовала, так как они вызывали поворот спина, пропорциональный смещению носителя вдоль определенного направления, и на любом замкнутом пути этот поворот равнялся нулю. В данном случае нет прямой пропорциональности между скоростью v_z и величиной $\frac{\beta k_z}{\varepsilon_{\mathbf{k}}}$ в Ω_x, и поэтому угол поворота спина зависит от пути и соответственно τ_Ω^{-1} не обращается в нуль.

Концентрационные зависимости времен релаксации τ_v и τ_γ, а также коэффициентов диффузии D_{ii} оказываются различными для поверхностей (0001) и $(\bar{1}2\bar{1}0)$. В первом случае, когда ось C_3 перпендикулярна поверхности, согласно (15), (20), имеем $\tau_v^{-1} \sim p^2$, $\tau_\gamma^{-1} \sim p^3$ и $D \sim p$.

Результаты вычислений τ_v^{-1} и τ_γ^{-1} для геометрии $(\bar{1}2\bar{1}0)$ представлены на рис. 2, где показаны зависимости τ_{PM}^0/τ_v и $\tau_0^0/\theta_5^2\tau_\gamma$ от концентрации дырок в нижней зоне размерного квантования. Подчеркнем, что вопреки утверждениям работы [3] только время τ_v определяется междолинными переходами, тогда как время τ_- обусловленно различием матричных элементов внутридолинных переходов в долинах M и P. Видно, что τ_v^{-1} слабо зависит от концентрации, в то время как τ_γ^{-1} растет с p. Для вычисления времени τ_γ требуется знать среднее значение импульса $\langle k_x^2\rangle$ на первом уровне размерного квантования. Поскольку в направлении оси x спектр носителей в теллуре параболический, мы использовали для $\langle k_x^2\rangle$ стандартную формулу [9]

$$\langle k_x^2\rangle = \frac{1}{4}\left(\frac{33}{4}\frac{\pi e^2 p}{\varepsilon_\perp B_v}\right)^{1/3}. \qquad (53)$$

Здесь $\varepsilon_\perp$ — диэлектрическая проницаемость теллура. На рис. 3 представлены концентрационные зависимости подвижностей μ_{yy} и μ_{zz} вычисленные по формулам (44) с использованием соотношений Эйнштейна для вырожденного дырочного газа $\mu_{ii} = D_{ii}e\frac{\partial p}{p\partial E_F}$. Особенностью этих кривых является различное поведение подвижностей μ_{yy} и μ_{zz} с ростом концентрации. Подчеркнем, что в отличие от обычного выражения для $\Delta\sigma_{ii}$ в случае $\mathrm{C}_3 \perp n$ поправка к проводимости содержит

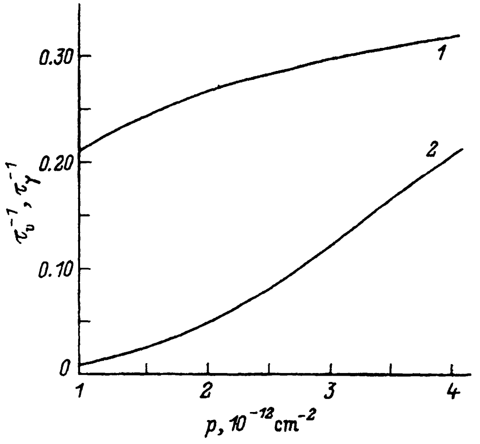

Рис. 2. Зависимость времен τ_v и τ_γ от концентрации дырок на первом уровне размерного квантования p.
1 — τ^0_{PM}/τ_v, 2 — $\tau^0_0/\theta^2_5\tau_\gamma$.

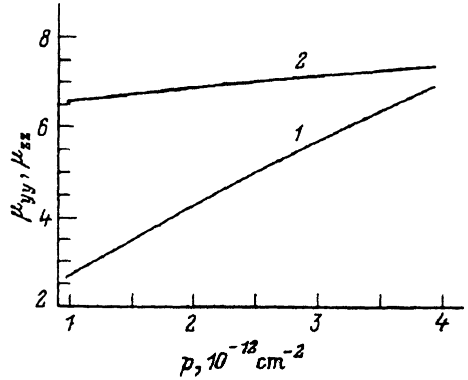

Рис. 3. Концентрационные зависимости подвижностей дырок.
1 — $\mu_{zz}m_0/e\tau^0_0$, 2 — $\mu_{yy}m_0/e\tau^0_0$.

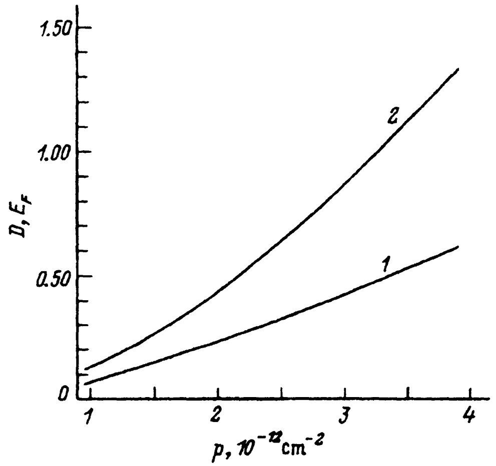

Рис. 4. Зависимость положения уровня Ферми и величины $\bar D = \sqrt{D_{yy}D_{zz}}$ от концентрации дырок p.
1 — E_F/Δ, 2 — $\bar D\hbar^2/\beta\sqrt{\Delta\beta_v}\tau^0_0$.

дополнительный множитель $\frac{D_{ii}}{\bar D}$, зависящий от концентрации (48), (49), а именно

$$\Delta\sigma_{yy} \sim \frac{D_{yy}}{\bar D} = \sqrt{\frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}}}, \quad \text{а} \quad \Delta\sigma_{zz} \sim \frac{D_{zz}}{\bar D} = \sqrt{\frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}}}.$$

Зависимость этих величин от концентрации может быть получена из рис. 3. Отметим, что значение коэффициентов диффузии, подвижностей и химического потенциала для поверхностей $(\bar{1}2\bar{1}0)$ и $(10\bar{1}0)$ совпадают. Используя концентрационные зависимости μ_{yy} и μ_{zz}, можно определить время τ^0_0 и затем из рис. 2 оценить времена τ_v^{-1} и τ_γ^{-1}. Для сравнения на рис. 4 приведено изменение с p среднего коэффициента диффузии $\bar D$ и энергии Ферми E_F. В расчетах принималось $A_v = 0.363 \cdot 10^{-14}\,\text{eV}\cdot\text{cm}^2$, $B_v = 0.326 \cdot 10^{-14}\,\text{eV}\cdot\text{cm}^2$, $\Delta = 61.15\,\text{meV}$, $\beta = 2.45 \cdot 10^{-8}\,\text{eV}\cdot\text{cm}$, $\varkappa = 0.76$, $\varepsilon_\perp = 23.5$.

В заключение авторы благодарят И.И.Фарбштейна, А.О.Смирнова и В.А.Березовца за полезные дискуссии и Н.И.Саблину за численные расчеты.

Один из авторов (Г.Е.П.) благодарит за поддержку Фонд Дж.Сороса (грант NUB 300). Работа частично выполнена в рамках Российской программы «Физика твердотельных наноструктур» Проект 1-001.

Список литературы

[1] Березовец В.А., Фарбштейн И.И., Шеланков А.Л. Письма в ЖЭТФ **39**, 64 (1984).
[2] Shelankov A.L. Solid State Commun. **33**, 465 (1985).
[3] Березовец В.А., Лянда-Геллер Ю.Б., Смирнов А.С., Фарбштейн И.И. Письма в ЖЭТФ **58**, 822 (1993).
[4] Бреслер М.С. и др. ЖЭТФ **57**, 1479 (1969).
[5] Аверкиев Н.С. и др. ФТП **18**, *4*, 639 (1984).
[6] Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М. (1972).
[7] Иорданский С.В., Лянда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е. Письма в ЖЭТФ **60**, 1999 (1994).
[8] Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka X. Progr. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
[9] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М. (1985). 415 с.
[10] Wolfle P., Bahtt R.N. Phys. Rev. **B30**, 3542 (1984).
[11] Rainer D., Bergmann G. Phys. Rev. **B32**, 3522 (1985).
[12] Pikus F.G., Pikus G.E. Phys. Rev. **B51**, 16928 (1995).
[13] Knap W., Skierbiszewski S., Zduniak A., Litwin-Staszewska E., Berto D., Kobi F., Robert J.L., Pikus G.E., Pikus F.G., Lyanda-Geller Y.B., Iordanskii S.V., Mosser V., Zekentes K. Phys. Rev. **B**. **53**, 3912 (1996).