

## УВЛЕЧЕНИЕ ДЫРОК ИК ИЗЛУЧЕНИЕМ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Баханова Е. В., Васько Ф. Т.

Вычислен статический ток, обусловленный передачей импульса далекого ИК излучения дыркам при их переходах между расщепленными одноосной деформацией состояниями зоны  $G_8$ . Рассмотрена изотропная модель зонной структуры для случая сильно сжатого полупроводника. Обсуждаются спектральные и угловые зависимости резонансного тока увлечения, который оказывается в максимуме на порядок большим, чем экспериментально исследованный ток в недеформированных материалах.

Увлечение дырок в полупроводниках при непрямых (с изменением импульса на  $\hbar\mathbf{q}$ ,  $\mathbf{q}$  — волновой вектор излучения далекого ИК диапазона) переходах между вырожденными в точке экстремума состояниями  $G_8$  подробно исследовано (см. обзор [1] и ссылки в [2]).

В данной работе рассмотрены особенности тока увлечения дырок, возникающих при одноосной деформации полупроводника. Такая деформация приводит к следующей зависимости плотности тока увлечения  $\mathbf{j}$  от продольных и поперечных ( $\parallel$  и  $\perp$ ) компонент ортов  $\mathbf{v} = \mathbf{q}/q$  и  $\mathbf{e}$ , определяющих направление распространения и поляризацию излучения:

$$\mathbf{j} = j_0 (\nu_{\perp} \{\Phi_1(\Delta) e_{\parallel}^2 + \Phi_2(\Delta) e_{\perp}^2\} + \nu_{\parallel} \Phi_3(\Delta) e_{\perp}^2), \quad \Delta = \frac{\hbar\omega - |\varepsilon_0|}{T}. \quad (1)$$

Отличия (1) от соответствующего выражения в отсутствие деформации  $j_0\nu\varphi_0$  ( $\hbar\omega/T$ ) состоят в непараллельности  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{v}$  (поперечный эффект увлечения<sup>1</sup>), а также в возникновении резонансных спектральных зависимостей, описываемых функциями  $\Phi_{1-3}(\Delta)$ . Эти зависимости обусловлены тем обстоятельством [3], что одноосная деформация снимает вырождение экстремума валентной зоны и в задаче наряду с энергией кванта  $\hbar\omega$  и температурой дырок  $T$  появляется энергия  $|\varepsilon_0|$  — величина расщепления зон в точке  $\mathbf{p}=0$ . Оптические переходы дырок из заполненного нижнего состояния в свободное верхнее (рассматриваем случай сильного сжатия  $|\varepsilon_0| \gg T$  и считаем дырки невырожденными) дают вклад в ток увлечения для спектрального диапазона шириной порядка  $T/\hbar$  вблизи частоты  $|\varepsilon_0|/\hbar$ . Однако в отличие от пиков, возникающих в спектральных зависимостях анизотропного коэффициента поглощения [4], вид функций  $\Phi_{1-3}(\Delta)$  оказывается более сложным. Как и в отсутствие деформации [2, 5], он определяется конкуренцией вкладов импульса излучения  $\hbar\mathbf{q}$  в законы сохранения, в матричные элементы запрещенного перехода между состояниями  $G_8$  и магнитодипольными переходами с переворотом спина, причем величина этих вкладов и их знак зависят от механизмов релаксации импульса неравновесных дырок. Спектральные зависимости тока увлечения в диапазоне  $|\Delta| \leq 1$  имеют вид анизотропных резких пиков, величина которых определяется отношением времен релаксации импульса дырок в верхней и нижней зонах.

<sup>1</sup> При учете слабой анизотропии энергетического спектра и механизмов релаксации дырок в кубическом кристалле также возникает поперечный ток увлечения [1]; эти добавки зависят от ориентации кристалла и малы по сравнению с угловой зависимостью (1).

Для расчета тока увлечения используем стационарное кинстическое уравнение [6]  $G_{\alpha} + J_{\alpha} = 0$ , где  $J_{\alpha}$  — интеграл столкновений, а темп фотопереходов для  $\alpha$ -го состояния дается выражением<sup>2</sup>

$$G_{\alpha} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\beta} (f_{\beta} - f_{\alpha}) \{ |\langle \alpha | h^{(1)} | \beta \rangle|^2 \delta(\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta} - \hbar\omega) + |\langle \alpha | h^{(1)+} | \beta \rangle|^2 \delta(\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta} + \hbar\omega) \}, \quad (2)$$

в котором  $\varepsilon_{\alpha}$  и  $f_{\alpha}$  — энергия и число заполнения состояния  $|\alpha\rangle$ ;  $h^{(1)}$  описывает взаимодействие дырки с полем  $E \exp(iq\mathbf{x} - i\omega t) + \text{к. с.}$  и определяется формулой (4) из [2]. В приближении сильной деформации можно записать эллипсоидальные законы дисперсии [3, 7]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{+p} &= -\frac{|\varepsilon_0|}{2} + \frac{p_x^2}{2m_l} + \frac{p_z^2}{2m_{l\perp}}, & m_l^{-1} &= \frac{\gamma_1 + 2\gamma}{m}, & m_{l\perp}^{-1} &= \frac{\gamma_1 - \gamma}{m}, \\ \varepsilon_{-p} &= \frac{|\varepsilon_0|}{2} + \frac{p_x^2}{2m_h} + \frac{p_z^2}{2m_{h\perp}}, & m_h^{-1} &= \frac{\gamma_1 - 2\gamma}{m}, & m_{h\perp}^{-1} &= \frac{\gamma_1 + \gamma}{m} \end{aligned} \quad (3)$$

и подставить в (2) равновесное (ограничиваемся линейными по интенсивности излучения вкладами) распределение дырок  $f_{\pm p}$  в вырожденных по спину нижних состояниях  $|\pm p\sigma\rangle$ ,  $\sigma = \pm 1$ . Здесь  $\gamma_1, \gamma \approx \gamma_2, \gamma_3$  — параметры Латтинжера, энергия отсчитывается в глубь валентной зоны и рассмотрен лишь случай сжатия вдоль  $OZ$ . Темпы фотопереходов для нижнего (+) и верхнего (−) состояний определяются формулами

$$\begin{aligned} G_{+p} &= -\frac{2\pi}{\hbar} f_{+p} M(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}) \delta(\varepsilon_{+p} - \varepsilon_{-p+\hbar\mathbf{q}} + \hbar\omega), \\ G_{-p} &= \frac{2\pi}{\hbar} f_{+p-\hbar\mathbf{q}} M(\mathbf{p}) \delta(\varepsilon_{-p} - \varepsilon_{+p-\hbar\mathbf{q}} - \hbar\omega). \end{aligned} \quad (4)$$

содержащими свернутый по спину матричный элемент

$$M\left(\mathbf{p} + \frac{\hbar\mathbf{q}}{2}\right) = \sum_{\sigma\sigma'} \left| \left\langle -\mathbf{p} + \frac{\hbar\mathbf{q}}{2} \sigma | h^{(1)} | \mathbf{p} - \frac{\hbar\mathbf{q}}{2} \sigma' \right\rangle \right|^2. \quad (5)$$

Явное выражение для (5) весьма громоздко, однако при расчете входящих в (1) функций  $\Phi_{1-3}(\Delta)$  можно ограничиться линейными по  $\hbar\mathbf{q}/p$  вкладами и, используя приближение сильной деформации, записать

$$M\left(\mathbf{p} + \frac{\hbar\mathbf{q}}{2}\right) \approx 6 \left( \frac{eE}{m\omega} \right)^2 \begin{cases} \gamma^2 p_{\perp}^2 \left( 1 + \frac{2(\hbar\mathbf{q} \cdot \mathbf{p})}{p_{\perp}^2} \frac{p_{\perp}^2 + 2p_z^2}{p_{\perp}^2 + 4p_z^2} \right) - \gamma k(\hbar\mathbf{q} \cdot \mathbf{p}), & \mathbf{q} \perp OZ, E \parallel OZ, \\ \gamma^2 p^2 \left( 1 + \frac{2(\hbar\mathbf{q} \cdot \mathbf{p})}{p_{\perp}^2} \frac{p_{\perp}^2 + 2p_z^2}{p_{\perp}^2 + 4p_z^2} \right), & \mathbf{q}, E \perp OZ, \\ \gamma^2 p^2 \left( 1 + \frac{4\hbar q_x p_x}{p_{\perp}^2 + 4p_z^2} \right) - \gamma k \hbar q_x p_x, & \mathbf{q} \parallel OZ, E \perp OZ, \end{cases} \quad (6)$$

причем вклад процессов с переворотом спина, определяемый параметром Латтинжера  $k$ , оказывается для  $\mathbf{q}, E \perp OZ$  малым по  $T/\varepsilon_0$ .

Плотность тока увлечения дается стандартной формулой

$$\mathbf{j} = -\frac{e}{V} \sum_{\pm p} v_{\pm p} \tau_{\pm} \delta G_{\pm p}, \quad v_{\pm p} = \frac{\partial \varepsilon_{\pm p}}{\partial \mathbf{p}}, \quad (7)$$

в которой  $\delta G_{\pm p}$  — асимметричная (линейная по  $\hbar\mathbf{q}$ ) часть темпа фотопереходов (4), а времена  $\tau_{\pm}$  описывают релаксацию импульса дырок. В таком приближении результаты качественно зависят от механизмов релаксации лишь для про-

<sup>2</sup> Укажем здесь на неточность записи  $G_{\alpha}$  в [6], а также формулы (19) и (20) из [2]: спектральные зависимости  $\varphi(\hbar\omega/T)$ ,  $\tilde{\varphi}(\hbar\omega/T)$  должны содержать множители  $\left(\frac{8}{5} \frac{m_l}{m_h} x - a_{-}\right)$  и  $\left(\frac{32}{5} + a_{-} - \frac{8}{5} \frac{m_l}{m_h} x\right)$ .

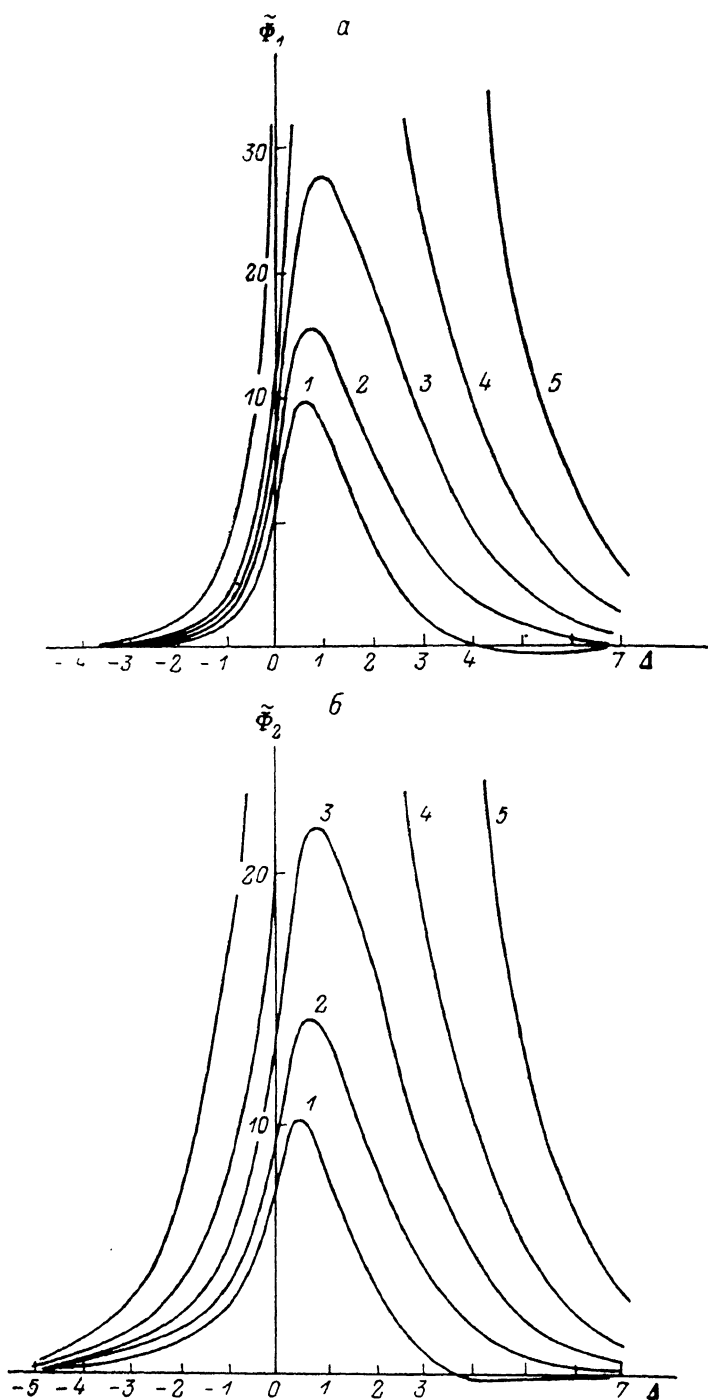


Рис. 1. Спектральные зависимости поперечного ( $\varphi$  перпендикулярен оси деформации) тока увлечения для различных поляризаций излучения.

а)  $\epsilon$  параллелен оси деформации; б)  $\epsilon$  перпендикулярен оси деформации. Значения  $\epsilon/\omega$ : 1 — 0.2, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 2 ( $\Phi_1^{\max} = 31.65$ ,  $\Phi_2^{\max} = 38.19$ ), 5 — 5 ( $\Phi_1^{\max} = 73.53$ ,  $\Phi_2^{\max} = 87.89$ ).

дольного эффекта увлечения при  $\tau_-/\tau_+ \sim 2$ , когда  $\Phi_3(\Delta)$  изменяет знак. Более детальный учет релаксации оказывается сложнее, чем расчет подвижности (к настоящему времени в литературе не проводившийся), из-за дополнительных угловых зависимостей  $\delta G_{\pm p}$  и необходимости учета вкладов в ток (7) от фотовозбужденных дырок.

Определяемые функциями  $\tilde{\Phi}_{1-3}(\Delta) = \frac{\tau_0}{\tau_+} \Phi_{1-3}(\Delta)$  спектральная и угловая зависимости тока увлечения вычисляются по формулам (4), (6), (7), причем возникающий здесь фактор  $\tau_0/\tau_+$  ( $\tau_0$  — время релаксации импульса в недеформированном материале) описывает изменение подвижности деформированного материала. Эти зависимости приведены на рис. 1, 2 при разных значениях отношения  $\tau_-/\tau_+$ . Все они имеют пики в спектральной области  $\hbar\omega \sim |\epsilon_0|$ . Величина тока увлечения в деформированном полупроводнике в этой спектральной области будет значительно превышать соответствующую величину в отсутствие деформации лишь при малых температурах ( $T < \frac{m_l \hbar\omega}{m_h}$ ) или вблизи точки спектральной инверсии функции  $\varphi_0(\hbar\omega/T)^2$ . Поляризация зависимости тока увлечения для  $\tau_-/\tau_+ \sim 1$  невелика (ср. рис. 1, а и 1, б). Для случая, когда  $\mathbf{q}$  параллелен оси деформации, с ростом  $\tau_-/\tau_+$  изменяется знак  $\Phi_3(\Delta)$ , причем для  $\tau_-/\tau_+ \leq 2$  возникает спектральная инверсия тока увлечения. Такая инверсия может также наблюдаться для  $\tau_-/\tau_+ \leq 1$  (когда пики на рис. 1 и 2 будут иметь разные знаки) при наклонном относительно оси деформации распространении ИК излучения. Отметим, что именно такая геометрия

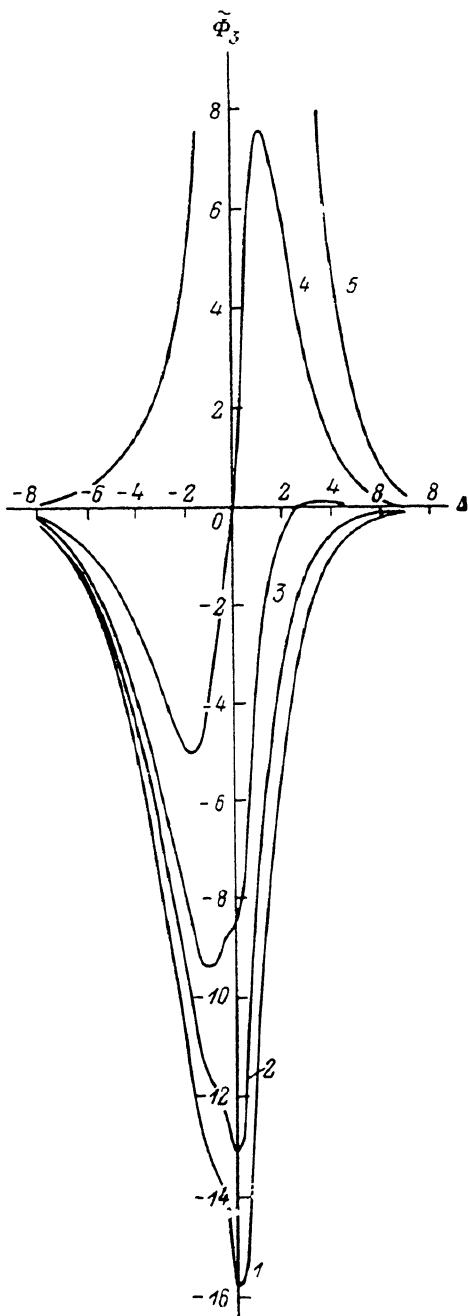


Рис. 2. Спектральные зависимости продольного ( $\mathbf{q}$  параллелен оси деформации) тока увлечения.

Значения  $\tau_-/\tau_+$  те же, что и на рис. 1. Для кривой 5  $\Phi_3^{\max} = 40.56$ .

(использовавшаяся при наблюдении тока увлечения в квантующем магнитном поле [8]) позволяет исключить вклад неоднородного разогрева дырок в фотоэдс. Итак, наиболее проста ситуация, когда  $\mathbf{q} \perp OZ$  (оси деформации): отсутствует спектральная инверсия тока увлечения, а зависимость формы пика от  $\tau_-/\tau_+$  и его поляризация малы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д. // Проблемы современной физики. Л., 1980. С. 173—186.
- [2] Васько Ф. Т. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 1. С. 86—92.
- [3] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [4] Баханова Е. В., Васько Ф. Т. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1068—1074.
- [5] Нормантас Э. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 630—634.
- [6] Васько Ф. Т. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1319—1321.
- [7] Hensel J. C., Feher G. // Phys. Rev. 1963. V. 129. N 3. P. 1041—1062.
- [8] Кравченко А. Ф., Палкин А. Н., Созинов В. Н., Шегай О. А. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 38. В. 7. С. 328—329.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получена 23.02.1988  
Принята к печати 21.09.1988