

**ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ ГИРОТРОПИЯ,
СВЯЗАННАЯ С ФЛУКТУАЦИЯМИ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ
СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

А.М.Данишевский, Е.Ю.Перлин

Обнаружена сверхлинейная зависимость наведенной оптической гирации в n -InAs от концентрации электронов n в зоне проводимости c . Угол поворота θ достигает 200 град · см/МВт. Предложенная теория явления связывает участок резкого роста $\theta(n)$ со спиновым расщеплением зоны c и описывает наблюдавшиеся эффекты пространственной дисперсии.

1. При распространении в кристалле интенсивного циркулярно поляризованного излучения накачки с частотой ω вектор линейной поляризации зондирующего излучения с частотой Ω , направленного почти параллельно излучению накачки, поворачивается на угол:

$$\theta = \alpha^{-1}(\omega) \{1 - \exp[-\alpha(\omega)d]\} j_{\omega} \bar{\theta}, \quad (1)$$

$$\bar{\theta} = \frac{4\pi^2 \Omega}{c^2 \kappa_0^2(\Omega)} \chi_a, \quad \chi_a = \text{Re} [\chi_{12}^{(3)}(\Omega, \omega - \omega) - \chi_{12}^{(3)}(\Omega, \omega, -\omega)],$$

где $\alpha(\omega)$ – коэффициент поглощения, $\kappa_0(\Omega)$ – показатель преломления, d – толщина образца, j_{ω} – интенсивность излучения накачки в кристалле у его передней грани, $\chi_{ijkl}^{(3)}$ – компоненты тензора кубической восприимчивости.

Зависящий от n механизм фотоиндуцированной гиротропии (ФИНГ) связан с виртуальными межзонными переходами типа $c_s \rightarrow v_{l,m} \rightarrow c_{s'} \rightarrow v_{l',m'} \rightarrow c_s$, где l – индекс валентной подзоны (v); s, m – спиновые индексы в зонах c и v ¹). Для расчета χ_a используем эффективный внутризонный гамильтониан взаимодействия электронов с полем волны, где уже учтены виртуальные разрешенные переходы $c_s \rightarrow v_{l,m} \rightarrow c_{s'}$:

$$H_c = \frac{e^2}{m} \sum_{i,j} \{ a(\omega_i) [A_i A_j] \rho_q^{(+)} + ib(\omega_i) [A_i A_j] \rho_q^{(-)} \}, \quad (2)$$

где A_i – вектор-потенциал волны с частотой ω_i ; ω_i принимает значения $\pm\omega, \pm\Omega$; $q = q_{\omega} + q_{\Omega}$ – сумма волновых векторов; $\rho_q^{(\pm)} = \rho_{q\uparrow} \pm \rho_{q\downarrow}$; $\rho_{q\uparrow}, \rho_{q\downarrow}$ – операторы плотности электронов с проекциями спина $\pm 1/2$ на направление $[A_i A_j]$; $a(\omega), b(\omega)$ приведены в ²; $b(-\omega) = -b(\omega)$; $b = 0$ при $\Delta_{s0} = 0$ (Δ_{s0} – спин-орбитальное расщепление валентной зоны). В InAs при $\hbar\omega = 0,117$ эВ $b = 5,1$.

Гамильтониан (2) использовался в ² для расчета комбинационного рассеяния на флуктуациях плотности (ФП) электронов и флуктуациях спиновой плотности (ФСП). Величина χ_a выражается через вещественные части тех корреляторов плотностей, мнимые части которых дают ФП, ФСП и связанное с ними рассеяние. Вклад в χ_a члена с $\rho_q^{(+)}$ подавляется из-за экранирования соответствующих ФП при $n > 10^{16}$ см⁻³. Обсуждаемый эффект возникает благодаря слагаемому со спиновой плотностью $\rho_q^{(-)}$ в (2). Соответствующие ФСП не несут заряда и не экранируются.

Существенно влияет на χ_a спиновое расщепление зоны c : $\Omega_0 \propto |\vec{k}|$, где $\kappa_{\alpha} = p_{\alpha} \times (p_{\alpha+1}^2 - p_{\alpha+2}^2)$ (p_{α} – декартовы компоненты импульса). Для InAs при $n = 10^{17}$ см⁻³ $\langle \Omega_{0F} \rangle \sim 10^{11}$ с⁻¹ ($\langle \rangle$ означает усреднение по углам, индекс F относится к величинам на уровне Ферми ξ_F).

При $T \ll \xi_F$ расчет приводит к следующему выражению для $\bar{\theta}$

$$\bar{\theta} = \frac{\pi}{16 \Omega} \left[\frac{eq_{FT}}{mc \omega \kappa_0(\Omega)} \right] \text{Re} [\tilde{\theta}(\Omega, \omega) + \tilde{\theta}(-\Omega, -\omega) - \tilde{\theta}(\Omega, -\omega) - \tilde{\theta}(-\Omega, \omega)], \quad (3)$$

где q_{FT}^{-1} – томас-фермиевский радиус экранирования,

$$\tilde{\theta}(\Omega, \omega) = 8b(\omega)b(\Omega)K(\Delta\omega, \Delta q_{\omega}) + [b(\Omega) + b(\omega)]^2 K(\Omega - \omega, q_{\Omega} - q_{\omega}). \quad (4)$$

1) Анализ других возможных механизмов ФИНГ, в том числе вклада разрешенно-запрещенных виртуальных переходов электронов заполненной валентной зоны ¹ и намагнитичности образца из-за расщепления зоны c с взаимодействием (2), показывает, что их роль в условиях данных экспериментов незначительна.

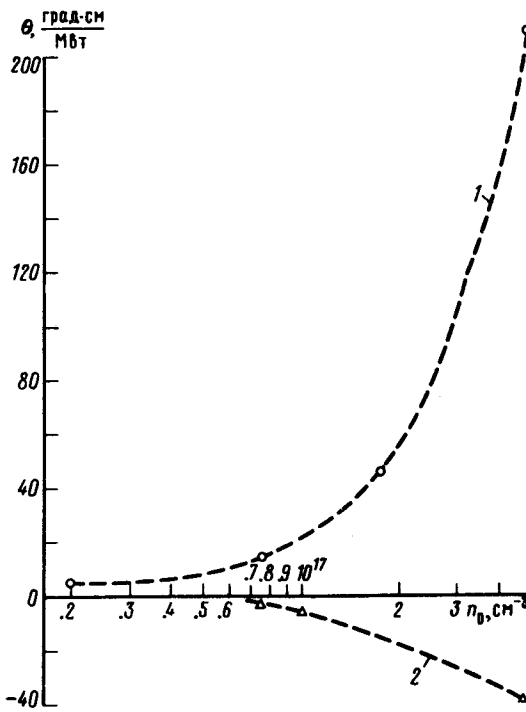


Рис. 1

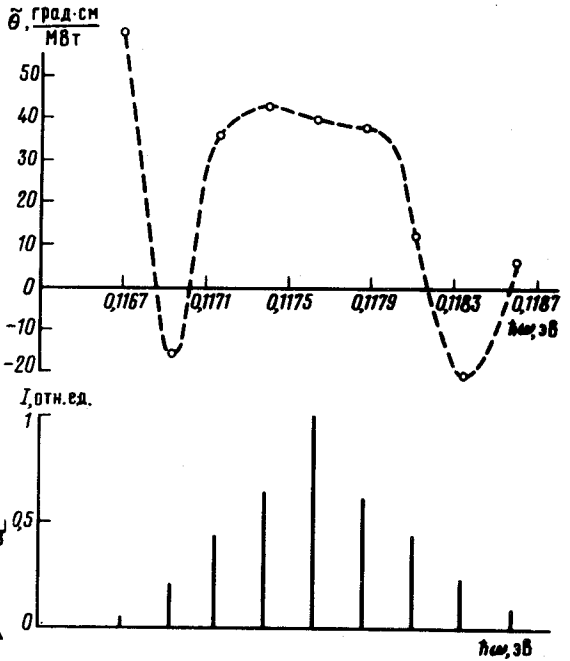


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости приведенного угла поворота $\bar{\theta}$ в n -InAs от концентрации свободных носителей n при параллельном и встречном направлениях зондирующего излучения и излучения накачки. Пучки (здесь и для зависимости на рис. 2) содержат по девять спектральных линий вблизи $\hbar\omega = \hbar\Omega = 0,117$ эВ, $T = 90$ К

Рис. 2. Зависимость $\bar{\theta}$ от $\hbar\omega_p$ для образца n -InAs ($n = 4,2 \cdot 10^{-17}$ см $^{-3}$, $T = 300$ К). Оба пучка распространяются в одном направлении

Для дальнейшего важно, что в проведенных экспериментах излучение обоих пучков было получено от одного импульсного CO $_2$ -лазера, спектр которого содержал девять узких (ширина $\delta \ll qv_F$) эквидистантных линий (обертонов). $\Delta\omega$ и Δq_ω в (4) имеют смысл разности частот и волновых векторов обертонов излучения накачки. Для соседних обертонов $\Delta\omega_1 = 3,66 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$. Выражение для $K(\omega, q)$ в (4) имеет вид

$$K(\omega, q) = \langle |\vec{k}|^{-2} [\kappa_z^2 (\tilde{K}_{11} + \tilde{K}_{22}) + (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) (\tilde{K}_{12} + \tilde{K}_{21})] \rangle, \quad (5)$$

$$\tilde{K}_{mn} = \omega_{mn} (\omega - \omega_{mn} + i\tau_{mn}^{-1})^{-1} [1 - i\tau_p^{-1} \langle (\omega - \omega_{mn} + i\tau_{mn}^{-1})^{-1} \rangle]^{-1}, \quad (6)$$

где τ_p , τ_s — времена релаксации импульса (для упругого рассеяния) и спина электронов, индексы 1 и 2 относятся к нижней и верхней спиновым веткам, $\tau_{mn}^{-1} = \tau_p^{-1} + \tau_s^{-1}(1 - \delta_{mn})$, $\omega_{mn} = \Omega_{mn} + v_F q$, $\Omega_{11} = \Omega_{22} = 0$, $\Omega_{12} = -\Omega_{21} = \Omega_0$.

Вклад в наблюдаемый эффект дают всевозможные четырехволновые процессы типа $\Omega_r = \omega_r - \omega_s + \Omega_s$. С учетом фаз отдельных обертонов выражение для \tilde{K}_{mn} в (6) заменяется на

$$\tilde{K}'_{mn} = \sum_{r,s,t} \beta_r \beta_{r+t} \beta_s \beta_{s+t} \tilde{K}_{mn}(t\Delta\omega_1) \exp[i(\varphi_r^\Omega - \varphi_{r+t}^\Omega - \varphi_s^\omega + \varphi_{s+t}^\omega)], \quad (7)$$

где β_r — относительная интенсивность r -го обертона ($\sum \beta_r^2 = 1$).

2. Методика эксперимента аналогична описанной в ³. Однако для выявления роли пространственной дисперсии лучи направлялись на кристалл как с одной стороны, так и с про-

тивоположных сторон (в обоих случаях угол между пучками в образце был $\sim 1,5^\circ$). На рис.1 даны концентрационные зависимости $\bar{\theta}$ при $T = 90$ К, полученные при "параллельной" и "встречной" геометриях эксперимента. Видно, что знаки эффекта и характер кривых в этих ситуациях различны.

3. В случае "параллельных" пучков главный вклад в $K(\omega, q)$ дает взаимодействие соседних обертонов. При этом в аргументе K стоит $\pm \Delta\omega_1$ и существенными оказываются слагаемые $\tilde{K}_{12}, \tilde{K}_{21}$. Если выполняются условия $\Delta\omega_1, v_F q, \langle \Omega_{0F} \rangle \ll \tau_p^{-1}$ и $\Delta\omega_1 - \langle \Omega_{0F} \rangle \gg \tau_s^{-1}$, то

$$\text{Re } K \simeq \frac{2}{3} \langle \Omega_{0F} \rangle [\Delta\omega_1 - \langle \Omega_{0F} \rangle]^{-1}. \quad (8)$$

Поскольку $\langle \Omega_{0F} \rangle \propto n$, формула (8) описывает наблюдаемый резкий рост $\bar{\theta}(n)$ (кривая 1 рис. 1) при $n > 2 \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, связанный с приближением $\langle \Omega_{0F} \rangle$ к $\Delta\omega_1$. Теория дает правильный порядок величины эффекта.

Преобладающая роль комбинационных взаимодействий²⁾ проявляется и в спектральной зависимости $\bar{\theta}$ (рис. 2), где имеется четыре смены знака в интервале 2 мэВ, что нельзя объяснить в рамках данного микроскопического механизма эффекта для монохроматических пучков. Поскольку аналогичный характер спектров был получен в $p\text{-InAs}$ и $p\text{-Ge}$ ⁴, где природа ФИНГ иная, можно заключить, что вид спектра связан с распределением фаз обертонов излучения накачки и зондирующего излучения.

При переходе к встречным пучкам первое слагаемое в (4) не меняется, а во втором — в аргументе K вместо $q = q_\Omega - q_\omega$ появляется $q' = q_\Omega + q_\omega \simeq 2q_\omega$. Сейчас уже $q'v_F \gg \tau_p^{-1}$. При этом $K \sim -1$. Поскольку вклад в K дают теперь комбинационные взаимодействия всех обертонов, а не только соседних, отрицательный второй член в (4) оказывается по абсолютной величине большим, чем положительный первый член, что и приводит к наблюдаемому изменению знака эффекта.

Авторы благодарны Е.Л.Ивченко и В.К.Субашиеву за ценные дискуссии.

Литература

1. Перлин Е.Ю. ФТТ, 1980, 22, 66.
2. Hamilton D.C., McWhorter A.L. Кн. Light Scattering Spectra of Solids, ed. by G.B.Wright, Springer, New York, Heibelberg, Berlin, 1969, p. 309.
3. Данишевский А.М., Кочегаров С.Ф., Субашиев В.К. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 625.
4. Данишевский А.М., Кочегаров С.Ф., Субашиев В.К. Труды Всесоюзной конференции по физике полупроводников, т. I. Баку: Элм, 1982, с. 155.

Государственный оптический институт
им. С.И.Вавилова

Поступила в редакцию
8 апреля 1985 г.

¹⁾ В экспериментах с одной линией зондирующего излучения и излучения накачки ($\omega = \Omega$) не наблюдалось резкого роста $\bar{\theta}$ при изменении n в пределах $2 \div 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с теорией.