Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 7, стр. 334 – 337 *5 апреля 1983 г.*

РАССЕЯНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ ДЫРКАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СЛОЖНОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНОЙ

В.А.Войтенко, И.П.Ипатова, А.В.Субашиев

Найден новый неэкранируемый механизм рассеяния света свободными дырками в полупроводниках с валентной зоной симметрии Γ_8, обусловленный флуктуациями плотности квадрупольного момента дырок. Показано, что, хотя в этом случае рассеяние идет на тяжелых дырках, томпсоновское сечение определяется массой легких дырок.

При большой концентрации носителей тока n традиционный механизм рассеяния света свободными носителями связан с "флуктуациями эффективной массы", обусловленными анизотропией энергетического спектра [1 – 3]. В настоящей работе показано, что в случае вырожденных зон имеется другой механизм рассеяния, связанный с флуктуациями плотности квадрупольного момента дырок. В полупроводниках, где гофрировка изоэнергетических поверхностей дырок велика (Si, GaAs), этот новый механизм приводит к изменению характера рассеяния, а в полупроводниках со слабой гофрировкой и большой разницей эффективных масс легких $m_л$ и тяжелых $m_т$ дырок (Ge) он является единственной причиной рассеяния с малым изменением частоты при низких температурах T.

Как показано в [4], гамильтониан взаимодействия дырок с энергией $\epsilon \ll \Delta$, где Δ – энергия спин-орбитального взаимодействия, с полем излучения частоты $\omega_I \ll E_g/\hbar$, где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, можно получить из гамильтониана Латтинжера, заменив в нем обычный импульс на обобщенный и отделив слагаемые, содержащие поле. Ввиду одинаковой четности состояний легких и тяжелых дырок, так же, как и в случае, рассмотренном в [1,2], определяющий вклад в рассеяние дает слагаемое, квадратичное по полю, которое удобно представить в виде

$$\mathcal{H}_{int} = \frac{e^2}{2mc^2}\left(\gamma_1 A^2 - \gamma A_i Q_{ik} A_k\right), \tag{1}$$

где $\mathbf{A}$ — векторный потенциал излучения,

$$\hat{Q}_{ik} = \hat{J}_i \hat{J}_k + \hat{J}_k \hat{J}_i - \frac{2}{3} \hat{\mathbf{J}}^2 \delta_{ik} \qquad (2)$$

оператор безразмерного квадрупольного момента дырок; $\hat{\mathbf{J}}$ — оператор полного момента дырки, γ и γ_1 — параметры гамильтониана Латтинжера, m — масса свободного электрона. Первый член в (1) приводит к скалярному рассеянию на флуктуациях дырочной плотности, которые экранируются. Поэтому этот вклад мы не будем учитывать. При этом дифференциальное сечение рассеяния фотона $(\mathbf{k}_I, \mathbf{e}_I, \omega_I)$ в состояние $(\mathbf{k}_S, \mathbf{e}_S, \omega_S)$ равно:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega\, d\Omega} = \frac{1}{\pi}\left(\frac{e^2\gamma}{mc^2}\right)^2 [1 - \exp(-\hbar\omega/T)]^{-1} e_i^{*I}\, e_l^S\, e_k^I\, e_n^{*S}\, \mathrm{Re}\int_0^\infty dt e^{i\omega t} < [Q_{il}(\mathbf{q}, t), Q_{kn}(-\mathbf{q}, 0)] >, \qquad (3)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{k}_I - \mathbf{k}_S$, $\omega = \omega_I - \omega_S$, $Q_{ik}(q, t)$ — компонента Фурье оператора (2), записанного в представлении вторичного квантования.

При условии $m_\text{т} >> m_\text{л}$ и при малых частотах $\omega << \zeta/\hbar$, где ζ — химический потенциал дырок, существенно только внутриподзонное рассеяние света. Так как плотность состояний тяжелых дырок при этом больше плотности состояний легких, то рассеяние света идет на тяжелых дырках.

При вычислении зависимости $d^2\sigma/d\omega d\Omega$ от ω мы остановимся на случае редких столкновений $qv_F\tau >> 1$, где v_F — скорость Ферми тяжелых дырок, а τ — время их релаксации. Из законов сохранения энергии и импульса для рассеяния света:

$$\epsilon(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}) - \epsilon(\mathbf{p}) = \hbar\omega \qquad (4)$$

следует, что $d^2\sigma/d\omega\, d\Omega$ отлично от нуля лишь при $\omega \leqslant qv_F$. Следовательно, в интересующем нас случае необходим учет пространственной дисперсии [5]. Поэтому для вычисления входящего в (3) запаздывающего коррелятора воспользуемся кинетическим уравнением, записанным с учетом электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega)$, которое создано самими заряженными частицами [5]. Кинетическое уравнение такого типа решалось в бесстолкновительном пределе в [6] в задаче о поглощении продольного звука. Аналогичные вычисления дают:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \left(\frac{e^2\gamma}{m c^2}\right)^2 \frac{\hbar\omega}{1 - \exp(-\hbar\omega/T)} \int \frac{2Vd^3p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\partial f_0}{\partial \zeta} \left| Q(\mathbf{p}) + i\frac{eE(\mathbf{q}\omega)}{q} \right|^2 \delta(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}), \qquad (5)$$

где V — объем кристалла, $f_0(\epsilon)$ — функция распределения Ферми, $Q(\mathbf{p})$ — свертка оператора (2), усредненного по состоянию тяжелой дырки с импульсом $\mathbf{p}$, с векторами $\mathbf{e}_I$ и $\mathbf{e}_S^*$, которая равна:

$$Q(\mathbf{p}) \equiv < \Psi_T(\mathbf{p}) | e_i^I \hat{Q}_{ik}\, e_k^S | \Psi_T(\mathbf{p}) > = 3\frac{(\mathbf{p}\mathbf{e}_I)(\mathbf{p}\mathbf{e}_S^*)}{\mathbf{p}^2} - \mathbf{e}_I\mathbf{e}_S^*. \qquad (6)$$

С точностью до $q\, r \ll 1$, где r — радиус экранирования, электрическое поле равно:

$$\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) = i\frac{\mathbf{q}}{e}\int d^3p \frac{\mathbf{q}vQ(\mathbf{p})\,\partial f_0/\partial\zeta}{\omega - \mathbf{q}\mathbf{v} + i/\tau}\left[\int d^3p_1 \frac{\mathbf{q}\mathbf{v}_1\, \partial f_0/\partial\zeta}{\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}_1 + i/\tau}\right]^{-1}. \qquad (7)$$

Из (5) видно, что в бесстолкновительном пределе вклады в $d^2\sigma/d\omega\, d\Omega$ от флуктуаций $\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega)$ и квадрупольного момента $Q(\mathbf{p})$ можно легко разделить, причем не зависящее от $\mathbf{p}$ слагаемое $Q(\mathbf{p})$ фактически не дает вклада в $d^2\sigma/d\omega d\Omega$ вследствие экранирования. В частности, при рассеянии линейно поляризованного света назад названные вклады в сечение просто аддитивны. В этом случае при условии $n \gg (m_\text{т} T)^{3/2}/\hbar^3$ сечение представляется в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega\, d\Omega} = V\left[F_1(\mathbf{q}, \omega) + (\mathbf{e}_I \mathbf{e}_S)^2 F_2(\mathbf{q}, \omega)\right], \tag{8}$$

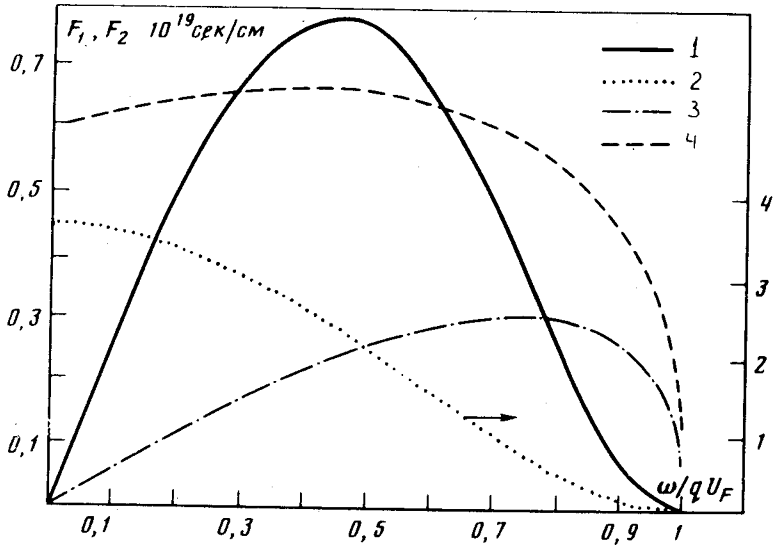
где $F_1(\mathbf{q}, \omega)$, равная

$$F_1(\mathbf{q}, \omega) = \left(\frac{e^2\gamma}{mc^2}\right)^2 \frac{\hbar\omega / q v_F}{1 - \exp(-\hbar\omega/T)} \frac{27 n}{32\epsilon_F} \theta\left(1 - \frac{\omega}{q v_F}\right)\left[1 - \left(\frac{\omega}{q v_F}\right)^2\right]^2 \tag{9}$$

определяет вклад в сечение от флуктуаций квадрупольного момента дырок, а $F_2(\mathbf{q}, \omega)$, равная

$$F_2(\mathbf{q}, \omega) = \left(\frac{e^2\gamma}{mc^2}\right)^2 \frac{\hbar\omega / q v_F}{1 - \exp(-\hbar\omega/T)} \frac{3n}{4\epsilon_F} \theta\left(1 - \frac{\omega}{q v_F}\right)\left[\left(2 - \frac{\omega}{q v_F} \ln \frac{1 + \omega/q v_F}{1 - \omega/q v_F}\right)^2 + \pi^2\left(\frac{\omega}{q v_F}\right)^2\right]^{-1} \tag{10}$$

– вклад от флуктуаций поля $\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega)$. Оба вклада изображены на рисунке. Из (8) видно, что в случае $\mathbf{e}_I \perp \mathbf{e}_S$ сечение определяется величиной $F_1(\mathbf{q}, \omega)$. В случае $\mathbf{e}_I \parallel \mathbf{e}_S$ в сечение дают вклад и $F_1(\mathbf{q}, \omega)$ и $F_2(\mathbf{q}, \omega)$, причем вблизи $\omega = q v_F$ $F_2 \gg F_1$. Относительная малость вклада флуктуаций плотности квадрупольного момента дырок вблизи $\omega = q v_F$ объясняется тем, что, как следует из (4), в этой области частот в рассеяние назад могут быть вовлечены только те дырки, импульс которых параллелен $\mathbf{q}$. Однако из (6) видно, что неэкранируемая часть квадрупольного момента этих дырок поперечна векторам $\mathbf{e}_I$ и $\mathbf{e}_S$ при рассеянии назад. Вклад в $d^2\sigma/d\omega\, d\Omega$ от флуктуаций $\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega)$ определяется мнимой частью обратной продольной диэлектрической восприимчивости дырок, которая при $\omega \sim q v_F$ имеет пороговую особенность: $F_2(\mathbf{q}, \omega) \propto \ln^{-2} 2\omega/(\omega - q v_F)$.



Функции $F_1(\mathbf{q},\omega)$ (кривые *1* и *2*) и $F_2(\mathbf{q},\omega)$ (кривые *3* и *4*) для изотропной модели валентной зоны *p*-Ge при $n = 1{,}5 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, $T = 2$ К (кривые *1, 3*), $T = 300$К (кривые *2, 4*)

При высоких температурах $T \gg \hbar(\omega_I - \omega_S)$ флуктуации являются классическими [7]. В этом случае можно вычислить интегральное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega$ без каких-либо предположений о роли столкновений. Из (3) видно, что $d\sigma/d\Omega$ определяется корреляцией флуктуаций плотности квадрупольного момента в один и тот же момент времени. При этом в $d\sigma/d\Omega$ можно положить $q = 0$ [8]. Тогда учет экранирования в формуле (3) приводит к условию постоянства числа дырок. Однако из соображений симметрии ясно, что однородные флуктуации квадрупольного момента и флуктуации числа дырок статистически независимы. Поэтому при статистическом усреднении можно с равным успехом пользоваться как каноническим так и большим каноническим распределением Гиббса [7]. Последнее оказывается более простым. Итак, проинтегрируем (3) по частоте и, воспользовавшись (6), выполним статистическое усреднение. Тогда получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2\gamma}{m c^2}\right)^2 \frac{V T}{10} \left(3 + 3|\mathbf{e}_I \mathbf{e}_S|^2 - 2|\mathbf{e}_I \mathbf{e}_S^*|^2\right) \frac{\partial n}{\partial \zeta} \cdot \qquad (11)$$

Из (11) видно: томпсоновское сечение рассмотренного нами рассеяния света определяется эффективной массой $m / \gamma \sim m_{\text{л}}$, а число рассеивающих частиц совпадает с числом тяжелых дырок в слое толщиной порядка T вблизи поверхности Ферми для вырожденной статистики дырок и с полным их числом – для невырожденной. Это объясняется тем, что симметричное внутриподзонное рассеяние света обусловлено виртуальными переходами дырок в другую подзону, которые учитываются гамильтонианом (1).

Литература

1. *Абрикосов А.А., Фальковский Л.А.* ЖЭТФ, 1961, **40**, 262.
2. *Platzman P.M.* Phys. Rev., 1965, **A139**, 379.
3. *Chandrasekhar M., Rossler U., Cardona M.* Phys. Rev., 1980, **B22**, 761.
4. *Бир Г.Л., Пикус Г.Е.* Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
5. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика, М.: Наука, 1979.
6. *Гуревич В.Л., Ланг И.Г., Павлов С.Т.* ЖЭТФ, 1970, 59, 1679.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Ч.1, М.: Наука, 1976.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 января 1983 г.
После переработке
1 марта 1983 г.