

## КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С ЧАСТОТОЙ МНОГО МЕНЬШЕЙ ХАРАКТЕРНОЙ ЧАСТОТЫ ПЕРЕХОДА

В.М.Генкин, Г.М.Генкин, В.В.Зильберберг

В последнее время весьма широко проводятся исследования комбинационного рассеяния (КР) света в твердом теле. Однако, во всех проведенных в настоящее время экспериментах КР наблюдалось в оптическом и инфракрасном диапазонах (длина волны падающего излучения  $\lambda_1 \ll 10 \mu\text{м}$ , с малым смещением частоты  $\Delta\omega \ll \omega_1, \omega_2$ , где  $\omega_1$  - частота падающего,  $\omega_2$  - рассеянного излучения,  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ ).

В настоящем сообщении будет рассмотрено КР в том предельном случае, когда частота падающего излучения много меньше частоты рассеянного. При этом рассмотрено рассеяние в полупроводниках на уровнях Ландау и на оптических фононах; по оценкам оказывается, что сечение КР даже в миллиметровом диапазоне частот на уровнях Ландау в полупроводнике  $n - \text{InSb}$  может достигать величины порядка  $10^{-10} \text{ см}^{-1}$  (здесь и ниже сечением КР называется истинное сечение ( $\text{см}^2$ ) умноженное на концентрацию рассеивателей).

КР с большим смещением частоты является антистоксовым рассеянием, сечение рассеяния  $(d\sigma/d\Omega)_2$  которого связано с сечением обратного стоксового процесса  $(d\sigma/d\Omega)_1$  следующим соотношением (см., например, [1])

$$(d\sigma/d\Omega)_2 = (d\sigma/d\Omega)_1 \frac{\epsilon(\omega_2)\omega_2^2}{\epsilon(\omega_1)\omega_1^2} \exp\left[-\frac{\hbar(\omega_2 - \omega_1)}{kT}\right], \quad (1)$$

где  $\epsilon(\omega)$  - диэлектрическая проницаемость вещества. Из приведенной формулы следует, что при  $\omega_2 \gg \omega_1$  и при  $\hbar\Delta\omega \sim kT$  сечение антистоксового рассеяния много больше сечения стоксового КР. Мы будем далее рассматривать два вида<sup>1)</sup> КР на уровнях Ландау: рассеяние с изменением

<sup>1)</sup> В инфракрасном диапазоне весьма интенсивной помимо линий  $\Delta\ell = 2$  и  $\Delta s = 1$  для  $n - \text{InSb}$  [2] является также линия  $\Delta\ell = 1$ , однако, сечение КР для такого перехода содержит дополнительную по сравнению с переходами  $\Delta\ell = 2$  и  $\Delta s = 1$  зависимость от концентрации  $n$  носителей в зоне, в результате чего в низкочастотном диапазоне падающего излучения величина сечения КР с  $\Delta\ell = 1$  оказывается много меньшей, чем для рассеяния  $\Delta\ell = 2$  и  $\Delta s = 1$ .

ем  $\Delta l$  номера уровня Ландау при переходе  $\Delta l = 2$  и рассеяние с переворотом спина  $\Delta s = 1$ . Пользуясь формулой (1) и вычислив сечение стоксового рассеяния при большом смещении частоты, нетрудно получить следующую формулу для сечения КР единицы объема в полупроводниках

$A_{III} B_V$  с учетом непараболичности зоны проводимости

$$(d\sigma/d\Omega)_2^{\Delta l=2} = 8r_0^2 a^2 n \frac{\hbar^2 \omega_2 \omega_1}{\epsilon_g^2} \frac{\epsilon(\omega_2)}{\epsilon(\omega_1)} \exp - \frac{2\hbar\omega_c}{kT} (e_{1x}^2 + e_{1y}^2)(e_{2x}^2 + e_{2y}^2)$$

где  $r_0 = \frac{e^2}{m_0 c}$  – классический радиус электрона,  $a = \frac{m_0}{m}$ ,  $m$  – эффективная масса носителя в зоне проводимости,  $m_0$  – масса свободного электрона,  $\epsilon_g$  – ширина запрещенной зоны,  $n$  – концентрация носителей,  $e_1$  и  $e_2$  – орты поляризации излучения частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  соответственно,  $\omega_c = \frac{eH_0}{mc}$  – циклотронная частота,  $H_0$  – напряженность постоянного магнитного поля. В том случае, когда  $\omega_1 \ll \omega_2$ ,  $\omega_2 = 2\omega_c$ . Для сечения КР с  $\Delta s = 1$  получается выражение, аналогичное формуле (2) с иными поляризационными характеристиками; роль  $2\omega_c$  играет  $\omega_s$  – частота спинового перехода. Из приведенного результата следует, что сечение антистоксового рассеяния с большим смещением частоты пропорционально первой степени частоты падающего излучения. Заметим, что сечение КР растет с уменьшением эффективной массы и ширины запрещенной зоны полупроводника. Формула (2) получена в предположении, что электронный газ в полупроводнике является невырожденным. Это обусловлено тем обстоятельством, что так как мы рассматриваем КР в низкочастотном диапазоне, то условие малости поглощения свободными носителями  $\omega > \omega_{пл}$ , где  $\omega_{пл}$  – плазменная частота, является фактически ограничением на концентрацию сверху, что и приводит к невырожденности электронного газа. Требуется, чтобы имело место  $\omega_c \tau > 1$  где  $\tau$  – время релаксации для электрона проводимости. Заметим, что сечения КР  $(d\sigma/d\Omega)_2^{\Delta l=2}$  и  $(d\sigma/d\Omega)_2^{\Delta s=1}$  достигают максимального значения при условиях  $2\hbar\omega_c \approx kT$  и  $\hbar\omega_s \approx kT$  соответственно.

Приведем оценки. Для  $n - \text{InSb}$ , для которого  $\epsilon_g \approx 0,2 \text{ эв}$ ,  $m \approx 0,015 m_0$ , при  $T \approx 77^\circ \text{K}$  для  $n \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  для падающего излучения с длиной волны  $\lambda_1 \approx 1 \text{ мкм}$ , получаем  $(d\sigma/d\Omega)_2^{\Delta l=2} \sim 10^{-10} \text{ см}^{-1}$  для рассеянного излучения с длиной волны  $\lambda_2 \approx 0,1 \text{ мкм}$ . При этом  $H_0 \approx 5 \cdot 10^3 \text{ э}$ , тогда  $\hbar\omega_c \approx kT$ . При азотных температурах для вышеприведенных концентраций  $n - \text{InSb}$   $\tau \sim 10^{-11} - 10^{-12} \text{ сек}$ , т. е. условие  $\omega_c \tau > 1$  выполняется.

Рассмотрим КР на оптических фононах в полупроводниках. Для сечения антистоксового рассеяния на продольных оптических фононах с большим смещением частоты получаем следующую формулу

$$(d\sigma/d\Omega)_2 = A(\theta, \phi) r_0^3 \frac{q^4}{m_0} \frac{\hbar}{\omega_{\text{опт}}} n^2 \frac{\epsilon(\omega_1)}{\epsilon(\omega_2)} \times \\ \times \frac{\omega_1^2}{\omega_1^4 + \Delta\Omega^2 \omega_1^2} \exp - \frac{\hbar\omega_{\text{опт}}}{kT} \left( 1 - \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_0} \right), \quad (3)$$

где  $\omega_{\text{опт}}$  — частота оптического фонона,  $\Delta\Omega$  — ширина линии оптического фонона,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_\infty$  — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости соответственно,  $A(\theta, \phi)$  — численный коэффициент, зависящий от угла  $\theta$  между направлениями распространения падающего и рассеянного излучений и угла  $\phi$  между  $e_1$  и  $e_2$ ; при  $\phi \sim \theta \sim \pi/2$   $A(\theta, \phi) \sim 3$ .

Приведем оценки. Для  $n$  — InSb, где длина волны продольных оптических фононов  $\lambda_0 \sim 51$  мк, при комнатных температурах при  $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  для падающего излучения с длиной волны  $\lambda_1 \sim 100$  мк получаем  $(d\sigma/d\Omega)_2 \sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1}$ ; при этом рассеянное излучение имеет длину волны  $\lambda_2 \sim 34$  мк.

Авторы благодарны В.И.Беспалову и В.М.Файну за обсуждения.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт  
г. Горький

Поступила в редакцию  
11 июня 1969 г.

### Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957, §94.  
[2] P.A.Wolff. Phys. Rev. Lett., 16, 225, 1966; C.K.N.Patel, R.E.Slusher, P.A.Fluey. Phys. Rev. Lett., 18, 77, 1967; Y.Yafet. Phys. Rev., 152, 858, 1966.