

КОНТРОЛИРУЕМОЕ СТОЛКНОВЕНИЯМИ РАССЕЙНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ВЛИЯНИЕ НА НЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Л.Л.Акатов, С.В.Ганцевич, Р.Катилос, В.М.Рысаков

Обнаружен и исследован спектр рассеяния света свободными электронами в CdS в условиях, когда длина свободного пробега меньше длины волны света. Наблюдавшаяся зависимость от концентрации и угла рассеяния совпали с предсказанными теоретически [1]. Обнаружен доплеровский сдвиг спектра в электрическом поле.

Мы сообщаем о первом наблюдении рассеяния света свободными электронами в полупроводнике в режиме частых столкновений ($ql < 1, \kappa l < 1, q$ – изменение волнового вектора света при рассеянии, $1/\kappa$ – радиус Дебая, l – длина свободного пробега электрона). Свет в этих условиях рассеивается на "гидродинамических" флуктуациях электронной плотности, причем спектр рассеяния должен иметь вид лоренциана [1].

$$\frac{P_s}{P_i} = \frac{1}{\pi a} + \frac{b}{1 + \omega^2/a^2} \Delta O. \quad (1)$$

Здесь P_i – мощность падающего света с частотой ω_i ; P_s – мощность рассеянного света с частотой $\omega_s = \omega_i + \omega$; ΔO – телесный угол. Полуширина a определяется затуханием флуктуаций за счет процессов диффузии D и электропроводности σ : $a = q^2 D + \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \equiv (q^2 + \kappa^2) D$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость решетки; величина b определяет интегральную по частотам мощность рассеянного света:

$$b = (e^2/m^* c^2)^2 (\vec{\epsilon}_i \vec{\epsilon}_s)^2 v_o n_o q^2 / (q^2 + \kappa^2),$$

где e , m^* — заряд и эффективная масса электрона; n_0 — концентрация; v_0 — рассеивающий объем; $\vec{\epsilon}_s$ и $\vec{\epsilon}_i$ — вектора поляризации рассеянного и падающего света.

Установка состояла из импульсного ($\tau_i \sim 250$ нсек) ксенонового лазера (использовались желтая $\lambda_{ж} = 595$ нм и зеленая $\lambda_3 = 539$ нм линии генерации), двойного монохроматора и импульсной дифференциальной системы регистрации с цифровым накоплением.

В исследованных монокристаллах CdS концентрация электронов была мала и не зависела от подсветки линией $\lambda_{ж}$. Накачка электронов в зону проводимости осуществлялась с примесных уровней лишь линией λ_3 .

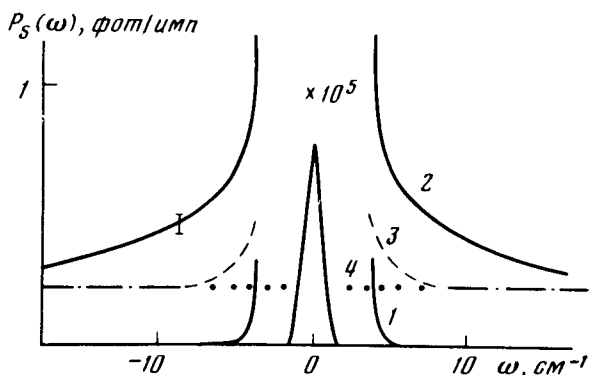


Рис. 1. Спектр света, рассеянного CdS № В-1 вблизи желтой линии $\lambda_{ж} = 595$ нм, $T = 300$ К, (1) — $z(xx)y$, $n_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$; (2) и (3) — $z(xx)y$ и $z(yx)y$ соответственно, при одновременной подсветке зеленой линией ($n_0 = 10^{16}$ см $^{-3}$); (4) — люминесценция кристалла от одной зеленой линии

На рис. 1 приведены спектры рассеяния вблизи $\lambda_{ж}$. При облучении монокристалла только этой линией концентрация электронов не превышает 10^{14} см $^{-3}$ и спектр (кривая 1) близок к аппаратной функции. Если же образец одновременно подсвечивается линией λ_3 , повышающей концентрацию до 10^{16} см $^{-3}$, то в спектре рассеяния наблюдаются крылья (кривая 2). Кривая 4, полученная при облучении образца только λ_3 , показывает отсутствие особенностей около $\lambda_{ж}$. Изучение пространственно-поляризационных характеристик показало, что наблюдаемое рассеяние носит дипольный характер (сравни кривые 2 и 3).

Аналогичные крылья наблюдались и при рассеянии на λ_3 , причем они исчезали, если исчезала фотопроводимость. Последнее имело место в некоторых образцах при небольшом понижении температуры (от 300 до 220 К), когда вследствие сдвига зон энергии кванта оказывалось недостаточно для заброса электронов в зону проводимости.

Указанные особенности рассеяния доказывают, что рассеяние происходит именно на свободных электронах.

Наблюдаемая форма линии рассеяния во всех наших опытах прекрасно аппроксимируется лоренцианом с полушириной 14, 8 и 2,5 см $^{-1}$ (± 1 см $^{-1}$) для углов рассеяния $\theta - 180, 90$ и 30° соответственно. Подвижность μ в образцах при комнатной температуре была 250 — 300 см 2 /в · сек, что дает $l \sim 8 \cdot 10^{-7}$ см. Так как $q_{max} = 6 \cdot 10^5$ см $^{-1}$, а $\kappa \sim 2,5 \cdot 10^5$ см $^{-1}$, то $ql < 0,5$, $\kappa l < 0,2$, и, следовательно, в эксперименте должен был ре-

ализоваться именно столкновительный режим, описываемый формулой (1), с полушириной a для $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ равной 15 см^{-1} (180°), $8,5 \text{ см}^{-1}$ (90°) и 3 см^{-1} (30°), что совпадает с экспериментом. Оценка интегрального сечения на один электрон, полученная из эксперимента, в несколько раз превышает томсоновское сечение $(e^2/m^*c^2)^2$, что, по-видимому, связано с резонансным характером рассеяния.

Таким образом, экспериментальные данные хорошо укладываются в формулу (1), описывающую рассеяние света на флуктуациях электронной плотности. Так и должно быть, ибо CdS — однодолинный полупроводник со слабой спин-орбитальной связью и малой непараболичностью и поэтому в нем другие известные механизмы [2] рассеяния света электронами проводимости не играют роли. Не вносили заметного вклада в наблюдавшийся спектр и генерационно-рекомбинационные шумы [3], о чем свидетельствует зависимость полуширины линии от q и неизменность спектра от образца к образцу.

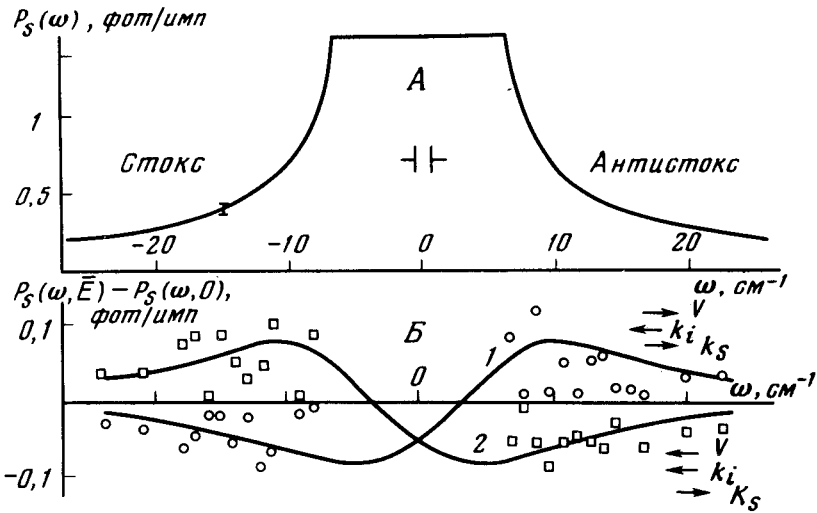


Рис. 2. Влияние электрического поля на спектр рассеяния CdS № А-20, $y(zz)\bar{y}$, $\lambda_3 = 539 \text{ нм}$, $T = 300\text{К}$, $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. А — спектр без поля, Б — разность спектров рассеяния с полем 15 кВ/см и без поля, (1) — расчетный разностный спектр для 65% захваченных звуком электронов и 35% — дрейфующих со скоростью $v = \mu E$, при V антипараллельной волновому вектору падающего света k_i ; • — экспериментальные точки; (2) — расчетный спектр при V параллельной k_i , □ — экспериментальные точки

Изучалось влияние сильного электрического поля E на спектр рассеяния. На рис.2 приведены разностные спектры рассеяния для $E = 15 \text{ кВ/см}$, $E \parallel q$ ($\theta = 180^\circ$). Отчетливо виден доплеровский сдвиг за счет дрейфа электронной системы, зависящий от направления поля.

Наблюдаемое изменение спектра, однако, не описывается формулой (1) с заменой ω на $\omega - \mathbf{qV}$, где V – скорость дрейфа (см. [1]). Это несоответствие связано с усилением акустических шумов дрейфом электронов. Качественно результаты эксперимента можно понять, используя представление о захваченных шумовым потоком электронах, движущихся со скоростью звука $V_{ЗВ}$, и незахваченных электронах, дрейфующих со скоростью $V = \mu E \gg V_{ЗВ}$. Тогда контур линии рассеяния можно представить как суперпозицию двух лоренцианов, смещенных, соответственно, на $\mathbf{qV}_{ЗВ}$ и \mathbf{qV} с весами, соответствующими доле захваченных и свободных электронов (рис. 2, Б), оцененными по излому вольт-амперной характеристики.

Мы благодарны А.Г.Аронову, Ю.М.Гальперину, В.Л.Гуревичу, Е.Л.Ивченко и В.Д.Кагану за плодотворную дискуссию.

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

Поступила в редакцию
20 апреля 1978 г.

Литература

- [1] С.В.Ганцевич, В.Л.Гуревич, Р.Катилюс. ЖЭТФ, 57, 103, 1969;
S.V.Gantsevich, V.L.Gurevich, V.D.Kagan, R.Katilins., in "Light Scattering in Solids", ed. M.Balcanski, Paris, 1971, p.94.
- [2] Ф.Платцман, П.Вольф. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела, М., 1975; M.V.Klein. in "Light Scattering in Solids", ed. M.Cardona, Berlin, 1975, p.147; A.Mooradian, in "Laser Handbook" ed. F.T.Arecchi, Amsterdam, 1972, v.2, p.1409.
- [3] А.Г.Аронов. ФТТ, 11, 2219, 1969.