

УДК 535.37

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В GaSe

*Р. М. Ажоян, Ю. Н. Берозашвили, О. В. Гоголин, В. И. Имнашвили,
З. Д. Ковалюк*

Исследуется фотовольтаический эффект в слоистых кристаллах GaSe. Показано, что с помощью измерения фотоэдс при наклонном падении света можно получить отношение коэффициентов поглощения для света, поляризованного параллельно и перпендикулярно оси C — $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$. Из анализа спектральных зависимостей следует, что имеется сильное взаимодействие электрона с полностью симметричной, поляризованной вдоль оси C фононной модой $A_1^{(1)}$, энергия которой в Γ точке 16.7 мэВ.

Фотовольтаический эффект в слоистых кристаллах группы $A_{III}B_{VI}$ изучался в ряде работ [1-3].

Хорошо известно, что в GaSe поглощение плоскополяризованного света сильно зависит от угла между вектором поляризации e и гексагональной осью кристалла C . Согласно принятым в настоящее время представлениям [4-6], прямые переходы с $e \parallel C$ дипольно разрешены, в то время как переходы с $e \perp C$ разрешены только при учете спин-орбитального взаимодействия.

В GaSe поглощение поляризованного света впервые исследовалось в [7]. В [8-10] была предпринята попытка определения различия коэффициентов поглощения α_{\parallel} и α_{\perp} для края междузонных переходов и на частоте основного состояния прямого экситона. Величина отношения этих коэффициентов, приводимая в литературе, отличается в несколько раз и лежит в пределах примерно от 5 до 20, что, по-видимому, связано со сложностями получения в слоистом кристалле совершенной поверхности, содержащей ось C , и одновременного количественного учета отраженной и прошедшей составляющих света.

В настоящей работе исследовались спектральные характеристики фотовольтаического эффекта, его зависимость от направления распространения света и предпринята попытка определения отношения $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp} \equiv K$ при наклонном падении света на полученную сколом естественную поверхность кристалла.

Образцы GaSe ϵ -модификации представляли собой пластинки толщиной до 100 мкм, на которые с одной стороны при помощи напыления золота или алюминия наносились два электрода. Расстояние между электродами порядка нескольких миллиметров значительно превосходило размеры светового пятна. Сигнал наблюдался лишь при освещении областей кристалла, непосредственно прилегающих к электродам. Сканирование лучом промежутка между электродами давало приблизительно одинаковые по форме и величине сигналы, которые отличались знаком. Возникающая фотоэдс линейно зависела от интенсивности освещения и проявляла близкую к линейной температурную зависимость.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости фотоэдс при двух различных температурах. Четкая структура относится к переходам в основное состояние прямого экситона. При понижении температуры экситонный пик становится доминирующим. Поскольку время жизни прямых экситонов в GaSe весьма мало, образовавшиеся при фотовозбуждении экс-

тоны быстро диссоциируют с переходом электронов в близлежащий по энергии не прямой минимум зоны проводимости в M -точке.

На рис. 2 приведены результаты спектральных измерений фотоэдс для двух основных поляризаций падающего на образец при разных углах

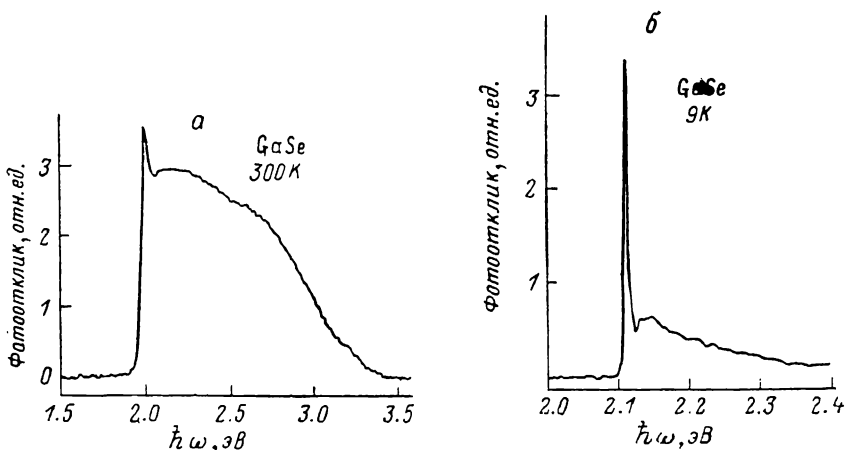


Рис. 1. Спектральная зависимость фотовольтаического эффекта при перпендикулярном падении света на образец.

$a - T=9 \text{ K}$, $b - T=300 \text{ K}$.

падения света. В первом случае свет поляризован в плоскости падения (соответствующая ЭДС — U_p), в другом — перпендикулярно ей (U_n). Как это видно из рисунка, величина $U_p(\vartheta, \lambda)$ в несколько раз растет с увеличением угла падения ϑ , что при относительно небольшом отражении для нормального падения $R(0) \approx 0.3$ в основном является следствием увеличения роли дипольно-разрешенных переходов. В то же время сигнал $U_n(\vartheta, \lambda)$ монотонно падает.

Малая величина длины диффузии неосновных носителей (в нашем случае электронов), поперек слоев (3) $L_{\perp} \approx 10 \text{ мкм}$ обеспечивает однородную концентрацию фотоносителей по всей глубине L_{\perp} от электрода ($\alpha L_{\perp} \ll 1$) и позволяет не учитывать экспоненциальный характер хода поглощения. Это обстоятельство избавляет нас от необходимости детального измерения прошедшей составляющей света, которая в исследуемой спектральной

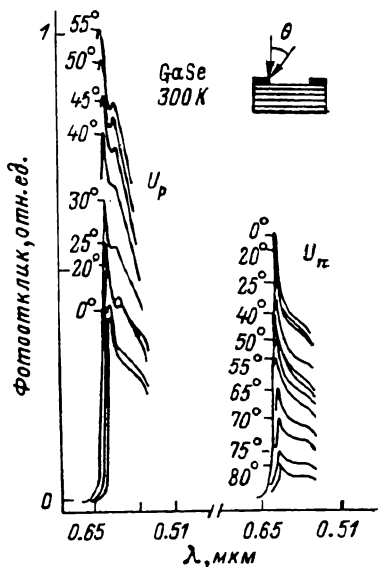


Рис. 2. Спектральные зависимости фотоэдс при разных углах падения для света, поляризованного в плоскости падения (слева) и поляризованного перпендикулярно плоскости падения.

области достигала приблизительно половины от величины интенсивности падающего света. Отсюда следует, что изменение $U_n(\vartheta, \lambda)$ от угла падения света связано с зависимостью $R_n(\vartheta)$.

Как это видно из рис. 2, для кривых U_n в области углов $\vartheta \leq 25^\circ$ отражение R_n меняется мало и еще медленнее должна меняться (уменьшаться) величина R_p , что позволяет воспользоваться аппроксимацией

$$U_p(\vartheta, \lambda) \sim (\alpha_{\parallel}(\lambda) \sin^2 \varphi + \alpha_{\perp}(\lambda) \cos^2 \varphi) I, \quad (1)$$

где φ — угол преломления, I — интенсивность падающего света, коэффициент преломления $n \approx 2.95$. Т. е. в пределах тех же углов

$$K(\vartheta, \lambda) = \frac{U_p(\vartheta, \lambda) - U_p(0, \lambda) \cos^2 \varphi}{U_p(0, \lambda) \sin^2 \varphi}. \quad (2)$$

Дальнейшее увеличение угла ϑ требует не только учета изменения количества фотоносителей на длине диффузии поперек слоев, но также и коррекции формулы (2) для вычисления $K(\vartheta, \lambda)$ через значения U_p ближайших к ϑ углов.

Значения $\alpha_{||}(\vartheta, \lambda)/\alpha_{\perp}(\vartheta, \lambda)$

ϑ , град	$\lambda_{\text{экс}} = 0.62$ мкм	$\lambda_{\text{макс}} = 0.60$ мкм	$\lambda = 0.57$ мкм	ϑ , град	$\lambda_{\text{экс}} = 0.62$ мкм	$\lambda_{\text{макс}} = 0.60$ мкм	$\lambda = 0.57$ мкм
10	20	36	15	40	23	31	23
20	23	40	24	45	23	32	23
25	22	29	20	50	22	31	22
30	24	35	26	55	22	28	21

Результаты обработки экспериментальных данных сведены в таблице. Таким образом, на длине волны, соответствующей экситонным переходам ($\lambda = 0.62$ мкм), для отношения получено значение $K \approx 23$.

Как это видно из рис. 2, в семействе кривых U_p с увеличением угла падения ϑ появляется максимум при $\lambda = 0.60$ мкм, который находится выше экситонного уровня на 67 мэВ. В таблице приведены соответствующие значения $\alpha_{||}/\alpha_{\perp}$, которые, несмотря на значительный разброс, свидетельствуют тем не менее о связи линии только с переходами E || C. Наблюдение фотовольтаического эффекта предполагает выполнение по крайней мере двух условий: наличие поглощения и образование долгоживущего неосновного носителя тока.

Как это было показано в [11], процесс внутризонного рассеяния электрона в GaSe приводит к сильному взаимодействию с полностью симметричным поляризованным вдоль оси C фононами A_1^+ . При этом исследование температурной зависимости холловской подвижности [12] выделяет моду $A_1^{(1)}$ с энергией 16.7 мэВ в Г-точке. Это также подтверждается в эксперименте по измерению длинноволнового хвоста края поглощения, который следует правилу Урбаха [13].

При переходе E || C доля энергии, которую получает внутризонный электрон, может быть оценена в виде

$$\Delta E_e = \frac{m_h''}{m_h'' + m_i''} (\hbar\omega - E_g), \quad (3)$$

где $\hbar\omega$ — энергия кванта света, m_i'' и m_h'' — параллельные C-составляющие массы электрона и дырки. В нашем случае $\hbar\omega - E_g \approx 47$ мэВ. Значения m_i'' и m_h'' в литературе несколько разнятся [14] ($m_i'' = 0.3 m_0$, $m_h'' = 0.2 m_0$) и ($m_i'' = 0.25 m_0$, $m_h'' = 0.20 m_0$), что для энергии ΔE_e дает значения 18.7 и 19.4 мэВ соответственно. Если учесть плотность конечных состояний при релаксации электрона, то можно заключить, что имеет место испускание электронном фонона $A_1^{(1)}$. В результате такого «охлаждения» электрон оказывается у самого дна зоны проводимости, избегая прямой релаксации с дыркой.

Отсутствие аналогичного пика для кривых $U_n(\vartheta, \lambda)$ можно объяснить, предположив, что причиной этого является характер дисперсии фонона $A_1^{(1)}$ [15], которая практически отсутствует в направлении C и велика в перпендикулярном ей направлении.

В заключение суммируем полученные результаты. Отношение $\alpha_{||}/\alpha_{\perp}$ для экситонной линии $\lambda = 0.62$ мкм близко к величине 23 и мало меняется

при углублении в зону проводимости. Взаимодействие с фононом $A_1^{(1)}$ выделяется на фоне взаимодействия с другими фононными модами.

Авторы благодарны Е. И. Ивченко за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Adduci F., Ferrara M., Tantalò P.* Phys. St. Sol. (a), 1973, vol. 18, N 1, p. k35—38.
- [2] *Segura A., Guesdon J. P., Besson J. M., Chevy A. J.* Appl. Phys., 1983, vol. 54, N 2, p. 876—888.
- [3] *De Blasi C., Di Giulio M., Galassini S., Micocci G., Tepore A., Manfredotti C.* Phys. St. Sol. (a), 1980, vol. 60, N 2, p. 435—440.
- [4] *Mooser E., Schlüter M.* Nuovo Cimento, 1973, vol. 1313, N 1, p. 164—208.
- [5] *Schlüter M.* Nuovo Cimento, 1973, vol. 1313, N 2, p. 313—360.
- [6] *Абдуллаев Г. Б., Беленький Г. Л., Салаев Э. Ю., Сулейманов Р. А., Халилов В. Х.* ФТТ, 1974, т. 16, № 1, с. 19—24.
- [7] *Brebner J. L.* Phys. Chem. Sol., 1964, vol. 25, N 12, p. 1427—1433.
- [8] *Brebner J. L., Halpern J., Mooser E.* Helv. Phys. Acta, 1967, vol. 40, N 4, p. 382—385.
- [9] *Antoci S., Minich L.* Sol. St. Commun., 1973, vol. 12, N 7, p. 649—651.
- [10] *Мехтеев Н. М., Пудь Ю. В., Салаев Э. Ю.* ФТП, 1978, т. 12, № 8, с. 1566—1570.
- [11] *Schmidt Ph.* Nuovo Cimento, 1974, vol. 21B, N 2, p. 258—270.
- [12] *Schmid Ph., Voitchovsky J. P.* Phys. St. Sol. (b), 1974, vol. 65, N 1, p. 249—254.
- [13] *Antonoli G., Bianchi D., Emiliani U., Podini P., Franzosi P.* Nuovo Cimento, 1979, vol. 54B, N 1, p. 211—227.
- [14] *Stahli J. L., Frova A.* Physica, 1980, vol. 99B, N 2, p. 299—302.
- [15] *Jandl S., Brebner J. L., Powell B. M.* Phys. Rev. B., 1976, vol. 13, N 2, p. 686—692.

Институт кибернетики
АН ГССР
Тбилиси

Поступило в Редакцию
10 июля 1987 г.