

## ОБ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В $GaAs$

В.С.Багаев, Ю.Н.Берозашвили, Л.В.Келдыш

Изучению оптических свойств полупроводников, помещенных в сильные электрические поля, посвящено много теоретических и экспериментальных работ. В большей части этих работ описывается поведение

края полосы поглощения. В некоторых работах приведены также результаты изменения коэффициента преломления во внешнем электрическом поле - в однородном Ge [1]; Si [2] и в поле p-n-перехода GaP [3] и GaAs [4,6]. В данной работе исследовалось изменение коэффициента преломления  $n$  в однородном полужизолирующем GaAs, помещенном во внешнее электростатическое поле, а также наблюдался сдвиг края полосы поглощения.

Как уже неоднократно отмечалось рядом авторов [1,2,5-7], изменение поглощения в электрическом поле должно, в силу соотношений Крамерса - Кронига, сопровождаться изменением показателя преломления. Однако непосредственно подстановка формул [8-10] в дисперсионные соотношения не дает, вообще говоря, правильного результата, поскольку дисперсионная связь мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ik}(\omega)$  является интегральной по частоте, а формулы [8-10] справедливы лишь в узкой области частот вблизи края поглощения. Непосредственное же вычисление для полупроводников с кубической решеткой, не имеющих центра инверсии, с изотропной эффективной массой приводит к следующей зависимости  $\epsilon_{ik}(\omega)$  от поля  $\vec{E}$  и частоты  $\omega$  при  $\hbar\omega < \Delta$ :

$$\epsilon_{ik}(\omega) - \epsilon_{ik}^{(0)}(\omega) = \frac{1}{3} \frac{e^3}{\hbar^2 \omega^2} \left( \frac{2m_{II}}{m_0} \right)^{3/2} \frac{P_{cv}}{\sqrt{m_0(\Delta - \hbar\omega)}} C_{ijk} E_k, \quad (I)$$

где  $\epsilon_{ik}(\omega)$ ,  $\epsilon_{ik}^{(0)}(\omega)$  - диэлектрическая проницаемость во внешнем электрическом поле и в отсутствие поля,  $e$  - заряд электрона,  $m_{II}$  - приведенная масса носителей в кристалле  $m_{II} = \frac{m_n m_p}{m_n + m_p}$ ;  $m_n$ ,  $m_p$  - эффективные массы электрона и дырки,  $m_0$  - масса свободного электрона.  $P_{cv}$  - матричный элемент импульса для переходов из валентной зоны в зону проводимости,  $\Delta$  - ширина запрещенной зоны,  $C_{ijk}$  - величины порядка единицы и в силу требований симметрии равны друг другу, когда индексы,  $i, j, k$  различны и равны нулю, когда хотя бы одна пара индексов совпадает. Формула (I) получена при учете одной валентной зоны и одной зоны проводимости.

Для определения величины изменения показателя преломления, через образец GaAs пропускался монохроматический свет, который модулировался частотой 1 кГц. Сигнал с приемника света усиливался узкополосным усилителем, а затем после синхронного детектирования подавался на самописец. Образцы полужолирующего GaAs имели вид параллелепипеда с длиной в 1 см и удельное сопротивление  $\sim 5,10^9 \text{ ом.см}$  при 80°К.

Кристалл с образцом помещался между двумя пленочными поляроидами. В случае, когда на образец не подавалось напряжение, а поляроиды были скрещенные, регистрируемый сигнал практически был равен нулю. При приложении поля в образце возникало двойное лучепреломление. Если внешнее электрическое поле прикладывалось к кристаллу в направлении [100], а луч света пропускался в направлении [010], то возникающая разность хода лучей была равна  $l(n_{||} - n_{\perp})$ , где  $n_{||}$  - показатель преломления для обыкновенного луча,  $n_{\perp}$  - для необыкновенного луча,  $l$  - длина образца. Поэтому свет линейно поляризованный с интенсивностью  $I_0$  и  $\vec{E}$  вектором под углом  $\alpha$  к направлению электрического поля после прохождения через образец превращается в эллиптически поляризованный, а интенсивность света прошедшего через скрещенный поляроид становится  $I$  :

$$I = I_0 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta^0}{2}, \quad (2)$$

где разность фаз:  $\delta^0 = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{||} - n_{\perp})$ , а  $(3)$

$\lambda$  - длина волны света.

В результате измерений были получены зависимости  $\delta^0$  от напряженности внешнего электрического поля  $\vec{E}$  при разных энергиях  $\hbar\omega$ .

Зависимость  $\delta^0$  от напряженности электрического поля  $\vec{E}$ , полученная экспериментально, имеет линейный характер (рис.1). Этого можно было ожидать, анализируя выражение (1), если представить его в более удобном виде с учетом (3):

$$\delta^0 = \pm \frac{1}{6} \frac{2\pi e^2 l}{\hbar c n_0} \left( \frac{2m_{||}}{m_0} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{P_{ev}^2}{m_0(\Delta - \hbar\omega)}} \frac{eE_x}{\hbar\omega} c_{xyz}, \quad (4)$$

где  $n_0 = \sqrt{\epsilon_0}$  - показатель преломления в отсутствии поля,  $c$  - скорость света в пустоте.

Как видно из рисунка, зависимость  $\delta^0$  от  $\vec{E}$  не экстраполируется в 0 при  $E=0$ . Величина  $\delta^0 \sim 4^\circ$  при  $E=0$  объясняется наличием натяжений в кристалле, которое даже при отсутствии внешнего поля приводит к появлению двойного лучепреломления. Абсолютное значение  $\delta^c$

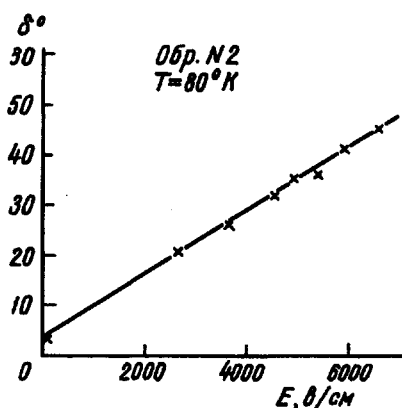


Рис. 1. Зависимость  $\delta^0$  от напряженности электрического поля  $E$ , снятая при  $\hbar\omega = 1,19$  эв

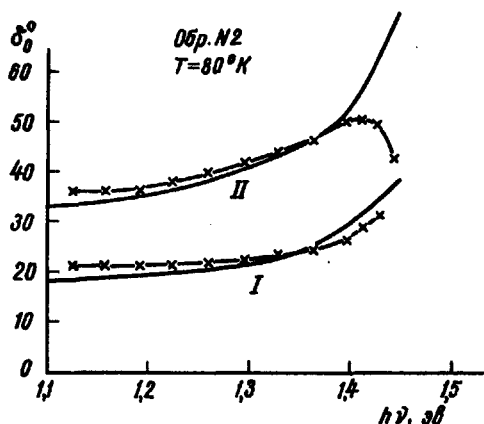


Рис. 2. Зависимость  $\delta^0$  от  $\hbar\omega$ , снятая при: I при  $\vec{E} = 2,6 \cdot 10^3$  в/см; II при  $\vec{E} = 4,9 \cdot 10^3$  в/см. Сплошные линии - теоретические кривые

при напряженности электрического поля 6000 в/см равно  $\sim 40^\circ$ , что согласуется со значением полученным из формулы (4), если принять  $m_{||} \sim 0,07 m_0$ ;  $c_{xyz} = 0,31$ ;  $\Delta = 1,5$  эв,

$$\frac{P_{ev}^2}{m_0} = \frac{\Delta}{2m_{||}} m_0 = 10,5 \text{ эв.}$$

На рис. 2 показана зависимость  $\delta^0$  от  $\hbar\omega$ , снятая при двух напряженностях электрических полей  $2,6 \cdot 10^3$  в/см и  $4,9 \cdot 10^3$  в/см, и для сравнения показаны теоретические кривые, полученные из зависимости (4). Хотя формула (4) учитывает только одну валентную и одну зону проводимости, она находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. Поэтому можно сказать, что в данном диа-

пазоне энергий при  $\hbar\omega$  близких к  $\Delta$ , основной вклад в изменение  $\varepsilon_{ik}(\omega)$  с полем вносят переходы между максимумом валентной зоны и минимумом зоны проводимости при  $K=0$ .

Значительное расхождение экспериментальных данных с величинами, полученными из оценки теоретической зависимости (4) у самого края полосы поглощения, особенно проявляющееся при больших напряженностях электрических полей, объясняется размывом края при этих полях и значительным увеличением поглощения в этой области энергий.

Кроме того, следует отметить, что формула (I) получена при использовании вектор-потенциала  $\vec{A} = -\frac{ic}{\omega} \vec{E}$  для описания взаимодействия света с электронами. Если же описывать его скалярным потенциалом  $\Phi = -\vec{E} \cdot \vec{z}$ , то результат отличается от (I) множителем  $(\frac{\hbar\omega}{\Delta})^2$ . В интересующей нас области частот  $\hbar\omega \sim \Delta$  и различие этих результатов не существенно, однако частотный ход получится иным, что может несколько испортить согласие экспериментальных и теоретических кривых на рис.2. Различие этих результатов объясняется тем, что мы учитываем лишь одну зону проводимости, при учете же всех переходов результат естественно не зависит от калибровки потенциалов.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
27 июля 1966 г.

#### Литература

- [1] B.O.Seraphin, R.B.Ness. *Phys.Rev.Lett.*, **14**, 138; 1965.
- [2] B.O.Seraphin. *Phys.Rev.*, **140**, A1716, 1965.
- [3] D.F.Nelson, F.K.Reinhart. *Appl.Phys.Lett.*, **2**, № 7, 1964.
- [4] Walters. *J.Appl.Phys.*, **37**, №2, 1966.
- [5] Viswanathan, J.Galloway. *Phys.Rev.*, **143**, 564, 1966.
- [6] B.O.Seraphin, M.Bottka. *Appl.Phys.Lett.*, **6**, 134, 1965.
- [7] B.O.Seraphin, M.Bottka, *Phys.Rev.*, **139**, A560, 1965.
- [8] Л.В.Келдыш. *ЖЭТФ*, **34**, 1138, 1958.
- [9] W.Z.Frans. *Z.Naturforsch*, **13**, 458, 1958.
- [10] J.Galloway. *Phys.Rev.*, **130**, 549, 1963.