

## НОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СТОЯЧЕЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЕ

А.А.Кастальский

Возбуждение в кристалле стоячей волны, способной обеспечить примесную фотопроводимость, может привести к появлению принципиально новых оптических и электрических свойств кристалла, отсутствующих в обычной бегущей волне.

Предположим, что в полупроводник введена стоячая монохроматическая световая волна с энергией кванта, меньше ширины запрещенной зоны, но достаточной для фотовозбуждения имеющихся в кристалле примесных центров. В этом случае поле волны, равное нулю в узлах и максимальное в пучностях, должно привести к фотовозбуждению свободных носителей тока (например, электронов и доноров), периодическому вдоль

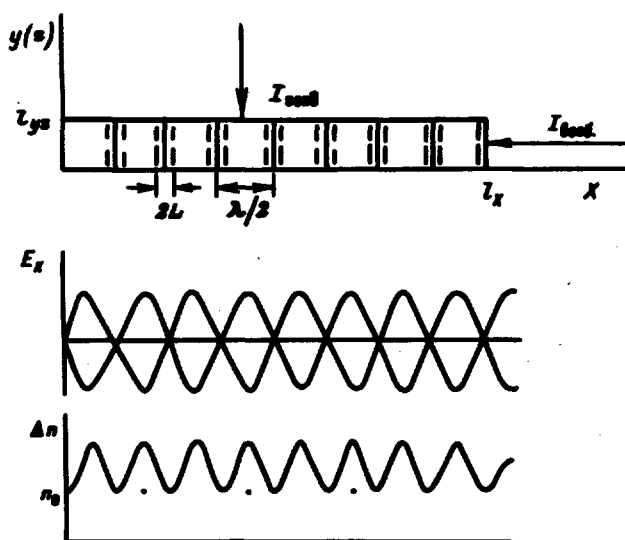


Рис.1. Схема эксперимента для наблюдения рассматриваемых явлений.

направления луча  $X$  (рис. 1) с периодом, равным половине длины световой волны  $\lambda$  в кристалле. Если при этом длина экранирования  $L$  меньше  $\lambda$ , что легко достижимо<sup>1)</sup> при сравнительно небольшой концентрации электронов,<sup>1)</sup> то возникающая дополнительная концентрация носителей

<sup>1)</sup> Именно этим соображением мы руководствовались при выборе подобной схемы поглощения света, так как другие механизмы (например, межзонное поглощение) давали бы неравновесное распределение электронов, определяемое длиной диффузии, которая почти всегда больше  $\lambda$ .

тока будет периодична вдоль оси  $X$ , что в первую очередь вызовет появление анизотропии фотопроводимости в первоначально изотропном полупроводнике.

Далее периодическая плотность электронного газа будет создавать периодическую модуляцию диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ . При этом для дополнительного зондирующего источника света ( $I_{\text{зонд}}$ , рис.1) достаточно малого, чтобы не нарушать пространственную структуру, созданную возбуждающим источником света ( $I_{\text{возб}}$ ), подобная периодическая модуляция оптической плотности будет весьма похожа на дифракционную решетку, вызывающую различные виды дифракции. Подобный эффект наблюдается при прохождении в веществах ультразвуковых волн (см., например, [1]).

И, наконец, неоднородное распределение носителей, являющееся результатом равновесия между полем диффузии и электрическим полем притяжения электронов к донорам, вызовет появление пространственного периодического потенциала  $\phi(x)$ . Таким образом, вдоль оси  $X$  на потенциал кристаллической решетки накладывается дополнительная периодическая подструктура потенциала с большим периодом, чем решеточный. Это должно, в принципе, привести к появлению в зоне проводимости серии разрешенных и запрещенных энергетических полос для движения электрона вдоль оси  $X$  и тем самым кардинально изменить электрические и оптические свойства кристалла. Подобная модель обсуждалась ранее в [2], но для гораздо более трудно осуществимого варианта с прохождением по образцу гиперзвуковой волны.

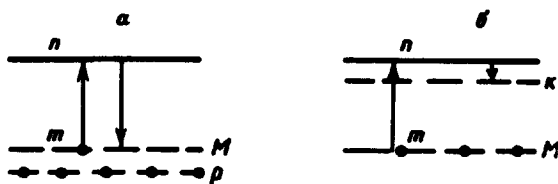


Рис. 2. Зонные схемы, используемые в расчете.

Произведем количественную оценку перечисленных явлений. Пусть возбуждающий свет выбивает электроны с уровней  $M$  (рис. 2, а), которые для простоты расчета мы будем считать мало заселенными (благодаря компенсации уровнями  $P$ ) т.е.  $M \gg m$ , где  $m$  – концентрация электронов на уровнях  $M$ , так что обратный поток электронов не зависит от заполнения уровней  $M$ . Аналогичная ситуация возникает (рис. 2, б), когда возбуждающий свет переводит электроны с уровней  $M$  в зону проводимости, а

обратный поток определяется уровнями  $K$ , причем  $K \gg n$ . Такая схема реализуется в полупроводниках типа  $CdS$  [3]. Исходную темновую концентрацию электронов (равномерную по образцу) примем равной  $n_0$ .

Если принять, что электрическое поле световой волны равно

$$E = E_0 \cos \left( \omega t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right), \text{ то поле в стоячей волне, равное}$$

$2E_0 \sin \omega t \cos \frac{2\pi x}{\lambda}$ , определит интенсивность падающего света  $I_{\text{возб}}$

$$I_{\text{возб}} = \frac{2\epsilon c E_0^2 \sin^2 \omega t \cos^2 \frac{2\pi x}{\lambda}}{8\pi N} = I_0 \cos^2 \frac{2\pi x}{\lambda}, \quad (1)$$

( $N$  – показатель преломления), которая оказывается периодичной с периодом, равным  $\lambda/2$ . В стационарном состоянии для неравновесной электронной добавки получаем

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta \sigma_m m I_0 \cos^2 \frac{2\pi x}{\lambda} - \Delta n \gamma_m (M + m) = 0, \quad (2)$$

где  $\sigma_m$  – сечение захвата фотона,  $\beta$  – квантовый выход,  $\gamma_m$  – сечение захвата электрона на уровне  $m$  (для случая, приведенного на рис. 2, б, во втором слагаемом стояло бы  $\gamma_k K$ , что не меняет сути дела). Из (2) получаем:

$$n(x) = n_0 + \frac{\beta \sigma_m m I_0}{\gamma_m M} \cos^2 \frac{2\pi x}{\lambda} = n_0 + \Delta n_0 \cos^2 \frac{2\pi x}{\lambda}. \quad (3)$$

Если принять  $\sigma_m = 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\gamma_m(k) = 10^{-19} \text{ см}^3/\text{сек}$ ,  $M = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что характерно для  $CdS$ , и  $m/M \approx 0,1$ , то оказывается, что  $\Delta n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  уже при умеренной интенсивности возбуждающего света  $I_0 = 10^{17} \text{ кв/см}^2 \text{ сек}$ .

Далее для квазиравновесного состояния получим из распределения Больцмана:  $\phi(x) = kT \ln \frac{n(x)}{n_0}$  (4). Это значит, что при легко осуществимом отношении  $\Delta n_0/n_0$ , равном нескольким порядкам, амплитуда потенциала может достигать нескольких  $kT$ .

При вычислении анизотропии фотопроводимости следует учесть, что в расчете для распределения концентрации  $n(x)$  мы пренебрегли диффузией носителей к узлам световой волны. Поэтому в дальнейшем мы пред-

положим что на длине экранирования  $L = \sqrt{\epsilon kT / 4\pi n e^2}$  вблизи узлов электроны распределены равномерно с концентрацией

$n' \approx n_0 + \Delta n_0 \sin^2(2\pi L/\lambda) \approx n_0 + \Delta n_0 (2\pi)^2 (L/\lambda)^2$ . В приближении  $\lambda \gg L$ ,  $\Delta n_0 (2\pi L/\lambda)^2 \gg n_0$ , для  $kT > \phi_0$ , при  $\ell_x = \ell_z = \ell_y$  (рис. 1)

оценка дает: 
$$\sigma_x / \sigma_y = 2\pi^2 L / \lambda. \quad (5)$$

Рассмотрим теперь дифракцию света. При действии зондирующего света перпендикулярно возбуждающему лучу изменения коэффициента преломления будут влиять на фазу волны зондирующего света, так что на выходе из образца фронт волны будет промодулирован на удвоенной частоте возбуждающего света с амплитудой фазовой модуляции (см., например, [1]):

$$\sigma = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon}\ell}{\lambda_{\text{зонд}}}$$
, где  $\Delta\epsilon$  — изменение диэлектрической проницаемости:

$$\Delta\epsilon = -\frac{4\pi n e^2}{m(\omega^2 - \omega_0^2)} + \frac{4\pi n e^2}{m\omega^2} \quad (6)$$

$h\omega_0$  — энергия ионизации электрона на доноре.

Первое слагаемое определяет изменение  $\epsilon$  за счет ионизации донора, второе — за счет взаимодействия света со свободными носителями. Видно, что при  $\omega \gg \omega_0$  оба слагаемые взаимно уничтожаются и для усиления эффекта необходимо, чтобы  $\omega$  была не слишком далека от  $\omega_0$ .

Следует отметить, что подобные эксперименты с прохождением света в среде, возмущенной ультразвуковой волной, показали, что дифракционная картина легко наблюдается при  $\sigma \approx 1$  [1]. В нашем случае для света рубинового лазера ( $\lambda_{\text{зонд}} = 0,7\mu$ ) при  $10 \geq \lambda_{\text{возб}} / \lambda_{\text{зонд}} \geq 2$   $\sigma \approx 1$  уже для  $\Delta n_0 = 10^{13} + 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что легко достижимо экспериментально. Наиболее четко этот вид дифракции проявляется при  $\lambda_{\text{возб}} \gg \lambda_{\text{зонд}}$ . При сближении частот возбуждающего и зондирующего света становится более опутимым селективное Брэгговское отражение, угол наблюдения которого определяется известным соотношением:

$$\sin \phi_B = \frac{k\lambda_{\text{зонд}}}{\lambda_{\text{возб}}}, \quad \text{где } k \text{ — целое число.}$$

Наконец, рассмотрим влияние периодического потенциала  $\phi(x)$  на энергетический спектр электронов. Как известно, наличие периодического потенциала приводит к появлению разрешенных  $\Delta E_f$  и запрещен-

ных  $\Delta E_3$  полос энергии, определяемых величиной потенциала  $\phi_0$  и периодом его распределения (см., например, [4]). При этом  $\Delta E_p \approx \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m(\lambda/2)^2}$ , а  $\Delta E_3 \approx \phi_0$ . Ясно, что для экспериментального наблюдения такой картины необходимо, чтобы  $\Delta E_3 = \Delta E_p \geq kT$ , т.е. следует увеличивать энергию кванта и выбирать материалы с малой эффективной массой. В CdS ( $m \approx 0,2 m_0$ ) при работе с аргоновым лазером ( $\hbar\omega = 2,4 \text{ эВ}$ )  $\Delta E_p \approx 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ . В GaAs ( $m = 0,065 m_0$ ) при работе с источником света в виде лазера на этом же материале ( $\hbar\omega \approx 1,4 \text{ эВ}$ )  $\Delta E_p \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ . Что касается запрещенных зон, то  $\Delta E_3 > kT$  уже при  $\Delta n_0/n_0 \approx 10$ . Таким образом, этот эффект может быть зарегистрирован при температуре жидкого гелия.

В заключение автор благодарит С.М.Рывкина за проявленный интерес к работе, И.И.Крамер и И.М.Фишмана за полезные дискуссии.

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

Поступила в редакцию  
8 июля 1969 г.  
После переработки  
14 августа 1969 г.

#### Литература

- [1] Л.Бергман. Ультразвук. ИИЛ, М., 1962.  
[2] Л.В.Келдыш. ФТТ, 4, 8, 2265, 1965.  
[3] Р.Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. ИИЛ, М. 1962.  
[4] Г.Бете, А.Зоммерфельд. Электронная теория металлов. ОНТИ НКТП Л.М. 1938.