

О ЗАВИСИМОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ОТ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПАДАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

И.В.Гуляев

При измерениях фотопроводимости (ФП) полупроводников в образце обычно имеется постоянное электрическое поле E_0 . Таким образом не-

которое направление в материале, даже первоначально изотропном, оказывается выделенным. Поэтому при освещении образца поляризованным светом может возникнуть зависимость фотоотклика (ФО) от угла γ между вектором переменного электрического поля E_{\sim} и вектором E_0 . В настоящей работе обсуждаются возможные механизмы такой зависимости.

В случае, когда ФП обусловлена изменением подвижности свободных электронов при нагреве их падающим излучением, указанная зависимость связана с тем, что суммарная мощность, выделяемая в нелинейной среде двумя токами, вообще говоря, зависит от угла между ними. В приближении электронной температуры, считая $\omega \langle \tau \rangle \ll 1$ (ω — частота падающей световой волны, $\langle \tau \rangle$ — среднее время релаксации импульса электронов) и $E_{\sim} \ll E_0$ для ФО, усредненного по периоду волны, получаем

$$\Delta V = - \frac{LE_0 E_{\sim}^2}{\sigma(E_0^2)} \left\{ \frac{d\sigma(E_0^2)}{dE_0^2} + \frac{2 \frac{d^2\sigma(E_0^2)}{d(E_0^2)^2} E_0^2 \cos^2 \gamma}{1 + \omega^2 \tau_9^2 \left(1 + \frac{d \ln \sigma(E_0^2)}{d \ln E_0^2}\right)^2} \right\}. \quad (1)$$

Здесь L — длина образца, $\sigma(E_0^2)$ — его темновая электропроводность, а $\tau_9 = \tau_9(E_0^2)$ — характерное время релаксации энергии электронов. Из (1) видно, что рассмотренный "разогретый" механизм зависимости ΔV от γ может быть существенным лишь при достаточно большой величине поля E_0 и соответствующей форме вольтамперной характеристики образца, если, кроме того, частота падающего излучения не слишком высока.

Рассмотрим теперь случай примесной ФП. Легко видеть, что зависимость ФО от поляризации излучения, обусловленная анизотропией волновых функций связанных электронов ("наведенной" постоянным полем, E_0), будет слабой в меру малости штарковского расщепления уровней в поле E_0 по сравнению с энергией ионизации или kT (для вырожденных возбужденных состояний водородоподобных примесей). Однако в полупроводниках, в которых время жизни "выбитых" с примесей фотоэлектронов τ , сравнимо с временем релаксации их импульса τ (эти времена, вообще говоря, зависят от энергии электронов ϵ), может быть существенным механизм зависимости ФО от угла γ , состоящий в следующем.

Как известно (см. [1]), при фотоэффекте со связанных состояний, характеризующихся более или менее сферически симметричными волновыми функциями, выбитые фотоэлектроны вылетают преимущественно вдоль направления вектора E_{\sim} . Легко видеть, что среднее время, которое пролетит такой фотоэлектрон до первого столкновения, и его средняя скорость будут зависеть от угла между вектором его начальной скорости V_i и вектором E_0 . Это связано с ускорением электрона в поле E_0 и с зависимостью τ (ϵ). Поэтому токи электронов, вылетевших под

острыми и под тупыми углами по отношению к вектору E_0 , взаимно не скомпенсируются (ср. [2]) и возникнет разностный ток, который, очевидно, будет зависеть от угла γ и при малых полях будет пропорционален E_0 . В условиях измерения ФП (образец включен в цепь источника тока), указанный эффект приведет к возникновению ФО, который сложится с обычным ФО, пропорциональным изменению электропроводности образца. Если время релаксации энергии фотоэлектронов много больше времени их жизни, то относительная величина этих откликов будет определяться отношением $r(\epsilon_1)/r_r(\epsilon_1)$, где ϵ_1 — начальная энергия фотоэлектронов. В этом случае легко можно получить следующую оценочную формулу для полного ФО:

$$\Delta V = -LE_0 \frac{Gr_r(\epsilon_1)}{n_0} \frac{r(\epsilon_1)}{\langle r \rangle} \left\{ 1 + \frac{r(\epsilon_1)}{r_r(\epsilon_1)} \frac{d \ln r(\epsilon_1)}{d \ln \epsilon_1} \frac{12}{5} (\cos^2 \gamma + \frac{1}{3} \sin^2 \gamma) \right\}, \quad (2)$$

где G — скорость генерации фотоэлектронов, а n_0 — концентрация равновесных электронов.

В компенсированных образцах InSb с достаточно высокой концентрацией примеси ($\sim 10^{14} + 10^{15} \text{ см}^{-3}$) время жизни выбитых фотоэлектронов и время релаксации их импульса могут оказаться вполне сравнимыми. Поэтому вполне возможно, что обнаруженная в работе [3] сильная зависимость ФО таких образцов InSb , вызванного СВЧ облучением в миллиметровой области спектра, от угла γ связана с рассмотренным последним механизмом. Отметим кстати, что заметная деформация волновых функций электронов, связанных на мелких донорах в InSb , уже в относительно небольших магнитных полях ($\sim 100 \text{ э}$) открывает возможности для объяснения обнаруженного в [3] сильного изменения ФО с ростом магнитного поля. Однако при таких концентрациях примеси вопрос о существовании самих связанных состояний становится нетривиальным [4]. По крайней мере, вследствие хаотичности распределения примесей и их взаимодействия, по-видимому, не следует ожидать резкого порога рассматриваемой примесной ФП по частоте.

В заключение заметим, что выделение части ФО, зависящей от поляризации излучения, значительно облегчится, если освещать образец светом с переменной поляризацией и затем усиливать полученный модулированный сигнал.

Выражаю благодарность авторам работы [3] за предоставление возможности ознакомиться с работой до ее опубликования, Э.А.Манькину, Р.А.Сурису и В.И.Трифонову за полезные дискуссии, а также Ш.М.Когану за обсуждение вопросов примесного фотоэффекта.

Литература

- [1] Д.И.Блохинцев. Основы квантовой механики. Изд-во "Высшая школа", М., 1963.
- [2] В.Ф.Елесин, Э.А.Манькин. ЖЭТФ, 50, 1381, 1966.
- [3] В.М.Афиногенов, А.М.Десятков, В.В.Мигулин, В.А.Попов, В.И.Трифонов, Н.Я.Яременко. Письма ЖЭТФ, 7, 168, 1968.
- [4] В.Л.Бонч-Бруевич. ФТТ, сб. II, 177, 1959.