

## ФОТОПРОВОДИМОСТЬ БЕСЩЕЛЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ

*С.Г.Гасан-заде, В.А.Ромака, Е.А.Сальков,  
Г.А.Шепельский*

Показано, что измерение межзонной ФП оказывается эффективным методом регистрации энергетической щели, образованной в бесщелевом полупроводнике квантующим магнитным полем или одноосной деформацией. Обнаружены резонансные рекомбинационные переходы с участием продольных оптических фононов.

Новый класс полупроводников – полупроводники с нулевой запрещенной зоной или полуметаллы (ПМ) благодаря своим специфическим свойствам представляют интересный объект физики твердого тела. Наибольший интерес, по-видимому, вызывают исследования в таких материалах перехода полуметалл – полупроводник (ПМ – ПП), который происходит в результате воздействия магнитного поля, давления либо одноосной деформации<sup>1-3</sup>.

При переходе ПМ – ПП происходит образование энергетической щели  $E_g > 0$  между зоной проводимости и валентной зоной, которое как правило, сопровождается вымораживанием электронов из зоны проводимости. Поэтому для регистрации перехода ПМ – ПП обыч-

но измеряют зависимости равновесных кинетических коэффициентов (сопротивление, коэффициент Холла) от величины соответствующего внешнего воздействия. Однако такой метод сталкивается со значительными трудностями, главным образом из-за того, что при наложении внешнего воздействия, например, магнитного поля, сопротивление образца изменяется как из-за образования энергетической щели, так и благодаря изменению вероятности рассеяния носителей тока (магнитосопротивлению).

В настоящей работе показано, что эффективным методом исследования перехода ПМ – ПП оказывается измерение межзонной фотопроводимости (ФП). Действительно, в бесщелевом состоянии ( $E_g \leq 0$ ) скорость рекомбинации неравновесных электронов и дырок столь высока, что ФП, обусловленная отклонением концентрации носителей тока от равновесной, оказывается ничтожно малой. При этом само понятие рекомбинации теряет смысл (она становится неотличимой от рассеяния) <sup>4</sup>.

Образование энергетической щели, например, под действием квантующего магнитного поля, должно приводить к появлению межзонной ФП. При этом, из-за малости энергетического зазора между зоной проводимости и валентной зоной, а также благодаря малому значению эффективной массы электронов  $m_n^*$ , даже при самых низких температурах основной вклад в рекомбинационные процессы будет вносить межзонная ударная рекомбинация (рекомбинация Оже). А поскольку скорость оже-рекомбинации имеет квадратичную зависимость от концентрации равновесных электронов  $n$ , то увеличение энергетического зазора, сопровождающееся уменьшением  $n$ , должно приводить к более резкой зависимости ФП от  $E_g$ , нежели зависимости равновесных кинетических коэффициентов, связанных с  $n$  линейно. Следовательно, ФП оказывается более чувствительной характеристикой энергетической щели. Важно также и то, что при измерении ФП имеется возможность исключить из рассмотрения магнитосопротивление.

Другая важная особенность ФП – возможность проявления резонансных рекомбинационных переходов с участием продольных оптических фононов.

Экспериментальные исследования ФП в условиях образования энергетической щели в бесщелевом полупроводнике проводились на тройном соединении  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  ( $x = 0,150 - 0,155$ ). Для индуцирования энергетической щели образцы подвергались воздействию магнитного поля ( $H \leq 70$  кЭ), а также одноосной деформации ( $P \leq 3,0$  кбар). Измерения ФП проводились в условиях слабого светового сигнала  $\Delta\sigma \ll \sigma$ , где  $\sigma$  – темновая проводимость, а  $\Delta\sigma$  – изменение проводимости образца при освещении; источник излучения – лазер на  $CO_2$  а также ЛГ-126. Записывалась развертка по магнитному полю

отношения  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}(H) = V_{ФП}(H)$ . Такая запись исключает из рассмотрения в  $V_{ФП}(H)$  зависимости подвижности и концентрации равновесных электронов от  $H$ . В предположении о термализации фотоэлектронов  $V_{ФП} \sim \tau$  (времени жизни носителей тока).

Полевые зависимости гальваномагнитных коэффициентов бесщелевого  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  ( $x = 0,155$ ) представлены на рис. 1. Область осцилляций Шубникова – де-Гааза (ШГ) ограничивается  $H \leq 2,5$  кЭ и на рисунке не показана. Концентрация электронов, определенная по периоду осцилляций ШГ ( $n \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) хорошо совпадает со значением  $n$ , полученным из холловских измерений при  $H \rightarrow 0$ .

На полевых зависимостях  $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$  и  $\Delta\rho_{\parallel}/\rho_0$  в области  $H = 3 - 12$  кЭ проявляется участок аномально быстрого нарастания магнитосопротивления, который, очевидно, связан с убыванием концентрации электронов в зоне проводимости в результате образования энергетической щели в магнитном поле.

В отсутствие магнитного поля бесщелевой  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  оказывается практически не фоточувствительным. Наложение магнитного поля, начиная со значений  $H = 2,5 - 3$  кЭ, приводит к появлению заметного фотосигнала, который затем быстро нарастает с увеличением

поля (рис. 2), причем в области полей, соответствующих вымораживанию электронов, зависимость  $V_{\Phi\Pi}$  от поля оказывается более резкой, чем  $\rho(H)$ .

Как видно из рисунка, зависимость  $V_{\Phi\Pi}(H)$  оказывается осциллирующей со значительной амплитудой осцилляций, хотя в этом же диапазоне  $H$  полевые зависимости  $\rho$  и  $R_x$  имеют монотонный характер. Оказалось также, что на особенности  $V_{\Phi\Pi}(H)$  не влияет длина волны излучения. Следовательно, осцилляции  $V_{\Phi\Pi}(H)$  связаны с немонотонной зависимостью  $\tau$  от магнитного поля. Минимумы в зависимости  $\tau(H)$  должны наблюдаться при выполнении условия  $E_g(H) = n\hbar\omega_{LO}$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) в результате резонансного рекомбинационного перехода электронов через энергетическую щель с участием оптических фононов. Оценка энергетической щели из соотношения  $E_g(H) = 1/4\hbar \frac{eH}{m_n^* c}$

минимума  $V_{\Phi\Pi}(H)$  значение  $E_g = 16,8$  мэВ, что близко к энергии  $LO$ -фонона:  $\text{HgTe}$  — основной подрешетки кристалла  $\text{Hg}_{0,845}\text{Cd}_{0,155}\text{Te}$  ( $\hbar\omega_{LO} = 17,2$  мэВ).

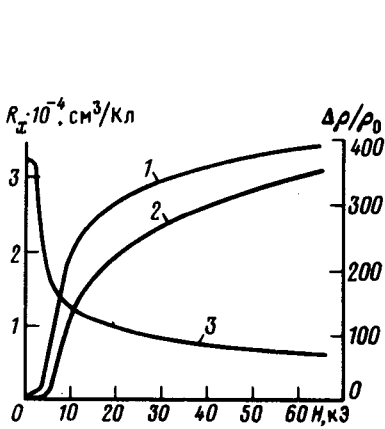


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления и коэффициента Холла: 1 —  $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$ ; 2 —  $\Delta\rho_{\parallel}/\rho_0$ ; 3 —  $R_x$ .  $T = 4,2\text{K}$

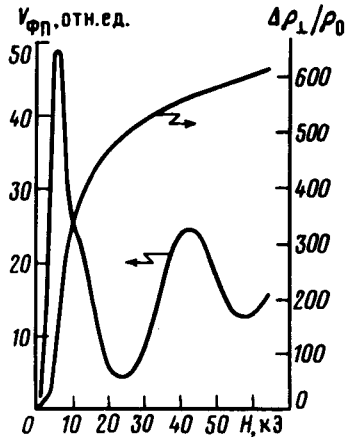


Рис. 2. Фотопроводимость и  $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$  в магнитном поле.  $T = 4,2\text{K}$

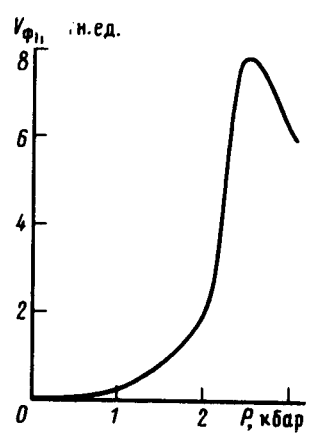


Рис. 3. Фотопроводимость  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,155$ ) при одноосной деформации

Другая возможность образования энергетической щели в бесщелевом полупроводнике кубической структуры — наложение одноосной деформации, которая, понижая симметрию кристалла, снимает вырождение энергетических зон в точке  $\Gamma_8$ . В наших экспериментах одноосное сжатие прикладывалось при  $T = 4,2\text{K}$  в направлении  $P \parallel \langle 111 \rangle$ . Из рис. 3 видно, что зависимость  $V_{\Phi\Pi}(P)$  оказывается качественно схожей с начальным участком в зависимости  $V_{\Phi\Pi}(H)$ : фотосигнал начинает резко возрастать уже при  $P \geq 1,5$  кбар и достигает максимума при  $P \approx 2,5$  кбар. Согласно <sup>5</sup> зависимость  $E_g(P)$  близка к линейной и при  $P = 3$  кбар по нашим оценкам достигает значения  $\sim 12$  мэВ. Это недостаточно для наблюдения в  $V_{\Phi\Pi}(P)$  резонанса  $E_g(P) = \hbar\omega_{LO}$ ; что и находит подтверждение в эксперименте.

Таким образом, квантующее магнитное поле и одноосная деформация оказывают сильное воздействие на фотопроводимость бесщелевого полупроводника. В свою очередь, измерение ФП служит чувствительным методом регистрации образования энергетической щели, а также позволяет обнаружить резонансные рекомбинационные переходы с участием продольных оптических фононов.

#### Литература

1. Elliott C.T. Melngailis J., Harman T.C., Kafalas J.A., Kernan W.C. Phys. Rev. B., 1972, 5, 2985.
2. Гурчат В., Нейфельд Э.А., Цидильковский И.М. ФТП, 1975, 9, 188.

3. Бовина Л.А., Брандт Н.Б., Долбанов С.В., Евсеев В.В., Стафеев В.И., Пономарев Я.Г. ЖЭТФ 1983, 84, 1453.
4. Барышев Н.С. **Материалы IV Всесоюзного симпозиума "Полуметаллы и полупроводники с узкой запрещенной зоной"**, Львов, 1975, ч. V, с. 7.
5. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. "Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках", М.: "Наука", 1972, с. 404.

Институт полупроводников  
Академии наук УССР

Поступила в редакцию  
10 мая 1984 г.

---