

МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС НА СМЕШАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ МОДАХ ТЕЛЛУРИДОВ КАДМИЯ И РТУТИ В $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Е.М.Шерегий, Ю.О.Угрин, Д.Д.Шунтар, О.М.Лешко

Впервые в полупроводниках наблюдался двухфононный магнитофононный резонанс, обусловленный парой продольных оптических фононов, относящихся к двум подрешеткам кристалла – HgTe и CdTe в их твердом растворе. Показано, что реализуются два варианта переходов, когда энергия перехода равна сумме энергий фононов CdTe и HgTe и их разности.

Присутствие в колебательных спектрах твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ двух оптических мод ¹ в магнитофононном резонансе (МФР) может проявляться не только как параллельное наблюдение двух экстремумов из-за различия частот $\omega_{LO}(\text{HgTe})$ и $\omega_{LO}(\text{CdTe})$ ². В резонансах вызванных двухфононными процессами возможны переходы с одновременным участием фононов обеих подрешеток при выполнении условий:

$$|E_{N^{\pm}} - E_{O^{\pm}}| = \hbar\omega_{LO}(\text{HgTe}) + \hbar\omega_{LO}(\text{CdTe}) \quad (1)$$

или

$$|E_{N^{\pm}} - E_{O^{\pm}}| = \hbar\omega_{LO}(\text{CdTe}) - \hbar\omega_{LO}(\text{CdTe}). \quad (2)$$

Особый интерес представляет обнаружение не наблюдавшихся ранее в полупроводниках переходов типа (2), т. е., когда электрон, взаимодействуя с двумя фононами, использует разность их энергий.

Трудность исследования МФР (тем более двухфононных МФР) в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состоит в наличии технологически неизбежного градиента состава, размывающего осцилляционные пики. Состав и однородность по составу выращенных кристаллов контролировались нами сканирующим рентгеновским микронзондом (COMEBAX).

Отобраны два практически гомогенных образца с высокой подвижностью носителей: 1-й с $x = 0,196$ размерами $3 \times 0,5 \times 0,3$ мм³ и 2-й с $x = 0,295$ размерами $4 \times 0,83 \times 0,5$ мм³. Концентрация и подвижность носителей по данным гальваномагнитных измерений при 77 К были равны, соответственно $6,3 \times 10^{13}$ см⁻³ и $2,3 \times 10^5$ см²/В·с в первом образце и $2,9 \times 10^{15}$ см⁻³ и $1,4 \times 10^5$ см²/В·с во втором. Исследовалось поперечное магнитосопротивление ρ_{xx} в магнитном поле до 170 кЭ в области температур $65 \div 200$ К. При этом был использован опыт выделения слабых многофононных резонансов в $n\text{-InSb}$ ³. На рис. 1 приведены экспериментальные записи $\partial^2 \rho_{xx} / \partial H^2$ первого образца для трех температур. Видно, что в области напряженности магнитного поля $4 - 20$ кЭ имеет место серия пиков a_1, a_2, a_3 , которые представляют собой магнитофононные осцилляции, обусловленные переходами $O^+ \rightarrow N^+$ ($N = 1, 2, 3$) с поглощением продольного оптического фонона HgTe ($\hbar\omega_{LO}(\text{HgTe}) = 17$ мэВ для $x = 0,196$ ¹). По положению в магнитном поле осцилляционных пиков a_1, a_2, a_3 были рассчитаны методом, использованным для $n\text{-InSb}$ ⁴, параметры зонной структуры: эффективная масса на дне зоны проводимости m_c^* и ширина запрещенной зоны E_g . При $T = 77$ К они оказались равны $0,0071 m_0$ и $87,5$ мэВ, соответственно.

Знание параметров зонной структуры позволило провести интерпретацию сравнительно слабых экстремумов наблюдающихся при $H > 25$ кЭ. Возрастание их интенсивности с температурой по сравнению с обычными МФР говорит о многофононной природе этих резонансов. Как и в случае с $n\text{-InSb}$ ⁴, сложная структура двухфононных МФР обусловлена участием многих комбинаций фононов с малым общим импульсом. При этом край двухфононных процессов со стороны больших магнитных полей определяется МФР с участием комбинации с максимальной энергией $-2LO(\Gamma)$ в случае кристаллов типа цинковой обманки. На

рис. 1 стрелкой *b* показано расчетное положение в магнитном поле резонанса с участием $2LO(\Gamma)$ (HgTe)-фононов, совпадающего с одним из наблюдаемых пиков. Однако, он не является краем двухфононных процессов, ибо в больших магнитных полях имеется пик, амплитуда которого сравнима с амплитудой двухфононных МФР. Этот резонанс не может вызываться переходами электронов с участием двух фононов подрешетки HgTe, поэтому следует учесть взаимодействие электронов с продольным оптическим фононом CdTe ($\hbar\omega_{LO} \times (\text{CdTe}) = 19,3$ мэВ для $x = 0,196$). На рис. 1 стрелкой *c1* показано расчетное положение в магнитном поле МФР с участием смешанной пары продольных оптических фононов, т. е. резонанс, удовлетворяющий условию (1), $N = 1$. Видно хорошее согласие расчетного значения резонансного поля с экспериментально наблюдаемым. Аналогичные результаты получены и для второго образца в области магнитных полей до 150 кЭ.

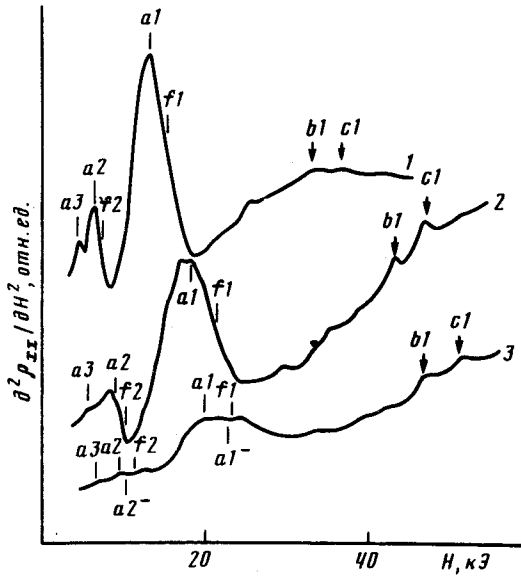


Рис. 1. Экспериментальные записи $\frac{d^2 \rho_{xx}}{dH^2}$ для $n\text{-Cd}_{0,196}\text{Hg}_{0,804}\text{Te}$: 1 - 77 К; 2 - 154 К; 3 - 193 К. Серия *a* - МФР с участием одного $LO(\text{HgTe})$ -фонона, *c* - переходы с участием $LO(\text{HgTe}) + LO(\text{CdTe})$; *b* - переходы с участием $2LO(\text{HgTe})$; *f* - МФР с участием $LO(\text{CdTe})$ (расчетное положение)

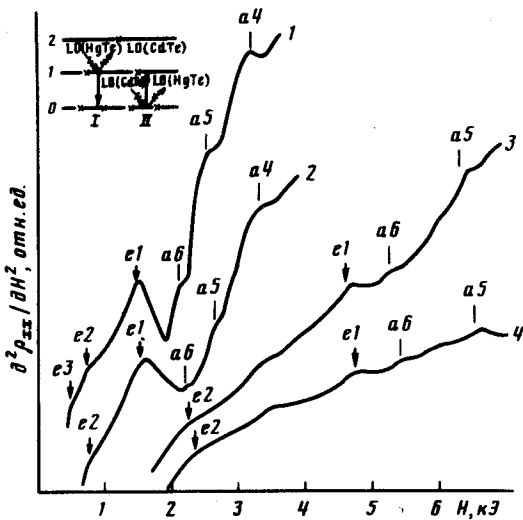


Рис. 2. Экспериментальные записи $\frac{d^2 \rho_{xx}}{dH^2}$ и схема переходов соответствующих резонансам *e*: 1 - 77 К $x = 0,196$; 2 - 82 К $x = 0,196$; 3 - 77 К $x = 0,295$; 4 - 90 К $x = 0,295$

Резонансы, удовлетворяющие условию (2), попадают в область слабых магнитных полей поскольку $\hbar[\omega_{LO}(\text{CdTe}) - \omega_{LO}(\text{HgTe})] = 2,3$ мэВ для $x = 0,196$ (первый образец) и 2,6 мэВ для $x = 0,295$ (второй образец); здесь $\hbar\omega_{LO}(\text{HgTe}) = 16,9$ мэВ, $\hbar\omega_{LO}(\text{CdTe}) = 19,5$ мэВ. На рис. 2 показаны экспериментальные записи $\frac{d^2 \rho_{xx}}{dH^2}$ для обоих образцов.

полученные в значительно более крупном масштабе по магнитному полю, чем на рис. 1. Экстремумы $a4$, $a5$, $a6$ здесь представляют собой обычные МФ осцилляции, обусловленные переходами $O^+ \rightarrow N^+$, $N = 4, 5, 6$ с участием LO -фонона $HgTe$. Видно, что серия осцилляций прерывается при $H = 1,5$ кЭ для первого образца и при $H = 4,6$ кЭ для второго образца и появляется новая серия пиков, которые обозначены $e1$, $e2$, $e3$. Стрелками показаны расчетные положения в магнитном поле резонансов, удовлетворяющих условию (2) при $N = 1, 2, 3$.

Некоторый сдвиг в сторону больших магнитных полей экспериментальных пиков по отношению к расчетным значениям резонансных полей можно объяснить тем, что вклад в резонансы в данном случае, когда $kT > 2,6$ мэВ, т. е. больше энергии перехода, вносят переходы не только с уровня O^+ , как это предполагалось в расчетах, а также с более высоких уровней.

Заметим, что условие (2) соответствует следующей модели: электрон поглощает LO -фонон подрешетки $CdTe$, впоследствии испускает фонон подрешетки $HgTe$ и переходит на более высокий уровень Ландау (переход 1 на схеме, изображенной на рис. 2). Возможен и обратный процесс: электрон поглощает фонон с меньшей энергией LO ($HgTe$) и, испуская фонон с большей энергией LO ($CdTe$), переходит на более низкий уровень (переход II на схеме рис. 2). Вероятность обоих переходов одинакова и пропорциональна $\exp(-(\hbar\omega_{LO}(CdTe)/kT))$ в первом случае и $\exp(-[(\hbar\omega_{LO}(HgTe) + \hbar\omega_c)/kT])$ во втором случае, т. е. для этого типа двухфононного резонанса зависимость вероятности перехода от температуры такая же, как и для однофононных процессов.

Таким образом, из выше приведенных результатов следует, что впервые в твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ удалось наблюдать резонансное рассеяние электронов в квантующем магнитном поле, обусловленное их взаимодействием со смешанной парой фононов двух подрешеток кристалла, причем, впервые в полупроводниках обнаружен резонанс, для которого энергия перехода равняется разности энергий фононов.

Авторы благодарны И.Б. Левинсону за ценные предложения по интерпретации экспериментальных результатов.

Литература

1. Baars J., Sorger F. Sol. St. Comm., 1972, 10, 875.
2. Можаяев Е.А., Иванов-Омский В.И., Мальцева В.А., и др. ФТП, 1977, 11, 2147.
3. Шерегий Е.М., Одинак Я.М. ФТП, 1983, 17, 65.
4. Лешко О.М., Шерегий Е.М. ФТП, 1987, 21, 694.