

## ДВУХФОНОННЫЕ ПРОЦЕССЫ И МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТОФОНОННОМ РЕЗОНАНСЕ ДЫРОК В InSb

Шерегий Е. М., Угрин Ю. О.

Для интерпретации сложной структуры осцилляций поперечного магнитосопротивления  $\rho_{xx}$  в InSb в направлениях [111] и [011] определены параметры валентной зоны при  $T=77$  К:  $\gamma_1=33.2$ ,  $\gamma_2=14.8$ ,  $\gamma_3=15.5$ ,  $k=13.4$ . Наряду с магнитофононным резонансом легких и тяжелых дырок обнаружены двухфононный резонанс и пики, обусловленные переходами между уровнями Ландау зон легких и тяжелых дырок.

Как отмечалось в работе [1], до настоящего времени не решена проблема однозначного определения параметров валентной зоны InSb. Набор параметров Латинжера  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$ ,  $k$ , полученный из спектра диамагнитных экситонов [2], удовлетворяет и другим типам переходов при низких температурах [3]. Однако для области более высоких температур  $T \geq 77$  К необходим поиск другого набора параметров хотя бы из-за того, что существенно изменяется ширина запрещенной зоны  $E_g$ . Решению этой проблемы путем интерпретации экспериментальных данных по магнитофононному резонансу (МФР) тяжелых дырок посвящены работы [1, 4]. В то же время если энергетический спектр тяжелых дырок практически не изменяется с температурой, то этого нельзя сказать о легких дырках [5]. Поэтому набор параметров Латинжера при  $T=77$  К должен одновременно определять и изменившийся спектр легких дырок (равно как и электронов, если говорить о полном наборе параметров).

Данная работа инициирована попытками обнаружить и исследовать двухфононные процессы в МФР на дырках в InSb. Обнаруженная богатая структура осцилляций поперечного магнитосопротивления не поддавалась расшифровке при использовании предложенных в [4] или [5] наборов параметров. Оказалось необходимым решить задачу однозначного определения этих параметров при  $T=77$  К через решение независимых уравнений, опирающихся на положение в магнитном поле достоверно идентифицированных пиков МФР легких и тяжелых дырок для двух ориентаций кристаллографических осей по отношению к направлению напряженности магнитного поля ( $H \parallel [111]$  и  $H \parallel [011]$ ).

Такой расчет энергий уровней Ландау легких и тяжелых дырок позволил интерпретировать все уверенно наблюдавшиеся пики.

Для исследований были отобраны методом лазерного сканирования [6] две пары однородных образцов размерами  $7 \times 2 \times 0.2$  мм. Плоскости образцов совпадали или с плоскостью (111), или с плоскостью (011) в пределах  $\pm 6'$ . Их поверхности обрабатывались травителем, обеспечивающим минимальный вклад поверхностных дефектов в гальваномагнитные и фотоэлектрические измерения. Методом, описанным в работе [7], были измерены концентрации и подвижности легких и тяжелых дырок при 77 К:  $p_1^l = 9 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ ,  $\mu_1^l = 1.1 \cdot 10^5$  см $^2$ /В·с,  $p_1^h = 1.2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $\mu_1^h = 8300$  см $^2$ /В·с,  $p_2^l = 6 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $\mu_2^l = 8 \cdot 10^4$  см $^2$ /В·с,  $p_2^h = 8 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $\mu_2^h = 5100$  см $^2$ /В·с.

На рис. 1, 2 показаны примеры экспериментальных записей  $\partial^2 \rho_{xx}(H) / \partial H^2$ , полученных в импульсных магнитных полях по методике, аналогичной [1, 4]. На кривых 1, 2, полученных при  $H \parallel [111]$ , четко наблюдается серия пиков при напряженностях магнитного поля 256, 194, 157, 131, 114 кЭ и т. д. Этот ряд

хорошо согласуется с соотношениями чисел соответственно 3:4:5:6:7 и с данными работ [1, 4], где эта серия пиков интерпретируется как МФР на тяжелых дырках. Правда, периодичность этой серии нарушается в области от 120 до 150 кЭ на экспериментальной записи 2, полученной от второго образца

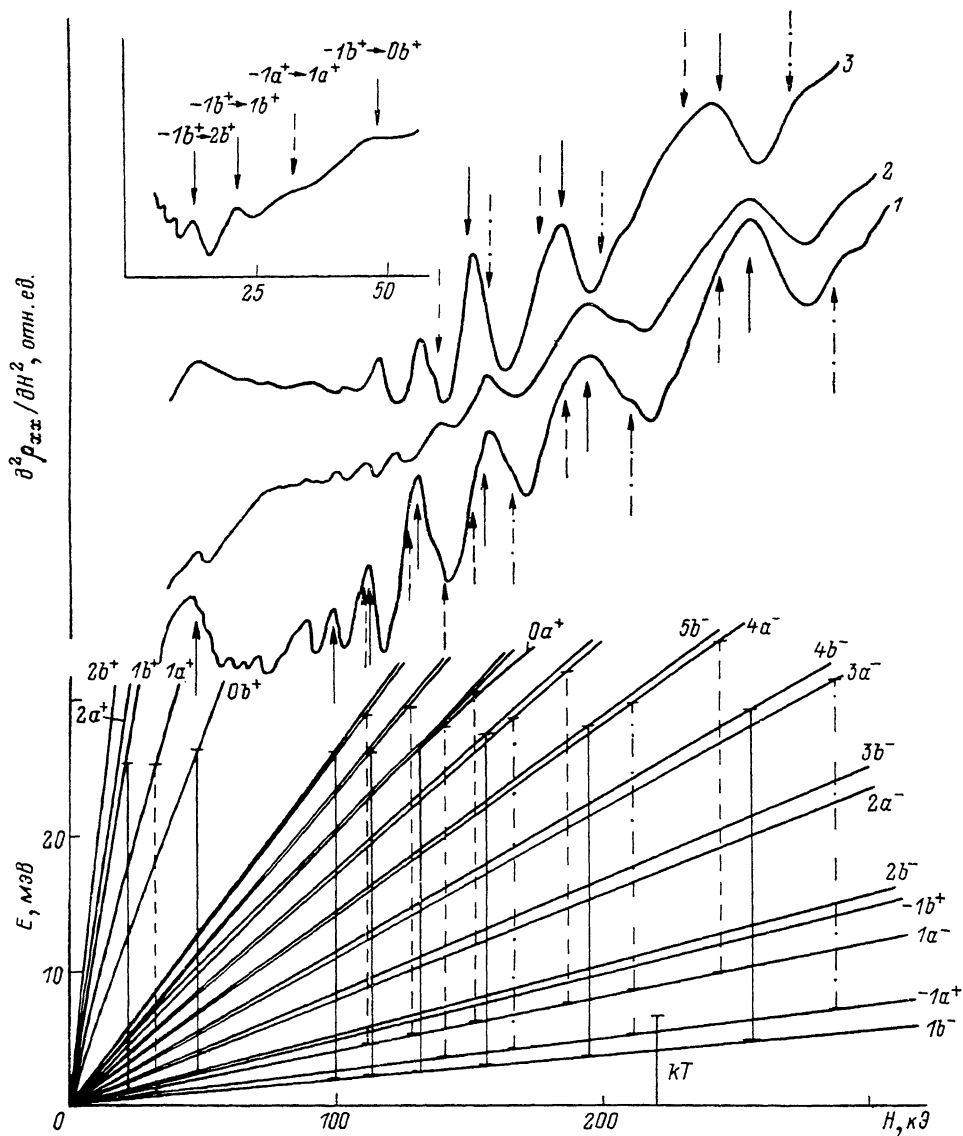


Рис. 1. Экспериментальные записи кривых второй производной поперечного магнитосопротивления по магнитному полю и зависимость энергетических уровней дырок от магнитного поля при  $T=77$  К.

1 — образец 1 при  $H \parallel [111]$ , 2 — образец 2 при  $H \parallel [111]$ , 3 — образец 2 при  $H \parallel [011]$ . Длины отрезков, показывающие переходы, соответствуют энергии продольного оптического фонона  $\hbar\omega_{LO} = 24.4$  мэВ. Стрелками вверх обозначены расчетные значения положений соответствующих резонансных полей при  $H \parallel [011]$ . На вставке — серия резонансных максимумов легких дырок при  $H \parallel [111]$  и их расчетные положения в магнитном поле.

с несколько большей концентрацией легких дырок. Видно, что здесь «внедрился» пик при 141 кЭ, который проявился и на кривой 1, но значительно слабее. Аналогичная ситуация наблюдается и при  $H \parallel [011]$ , где в области 110–140 кЭ этот ряд смещен в сторону меньших полей на 6 %.

В магнитных полях ниже 50 кЭ при  $T=77$  К наблюдается серия интенсивных пиков (основная серия) при 48, 21.5, 14, 10 кЭ и т. д. Кроме того, имеются и более слабые пики при 32 и 17 кЭ (слабая серия). В полном согласии с [5]

пики этих двух серий следует интерпретировать как МФР на легких дырках: основная серия — переходы с уровня  $-1b$ ,<sup>1</sup> а слабая серия — с уровня  $-1a$  (в [5] показано, что вероятность первых в 2.27 раза выше, чем вторых).

Надежно наблюдавшиеся и однозначно идентифицированные пики МФР на тяжелых и легких дырках были использованы для определения параметров валентной зоны при  $T=77$  К и при более высоких температурах. Вычисления проводились с помощью трех независимых уравнений:

$$\begin{aligned} E(5b_{\bar{1}111}) - E(1b_{\bar{1}111}) &= \hbar\omega_{L0} \quad (H_{рез} = 194 \text{ кЭ}), \\ E(5b_{\bar{0}111}) - E(1b_{\bar{0}111}) &= \hbar\omega_{L0} \quad (H_{рез} = 185 \text{ кЭ}), \\ E(1b^+) - E(-1b^+) &= \hbar\omega_{L0} \quad (H_{рез} = 21.5 \text{ кЭ}). \end{aligned} \quad (1)$$

При вычислении энергий уровней Ландау применялась модель Пиджена—Брауна [8], развитая в [9] (для энергий подзон легких дырок использовалась

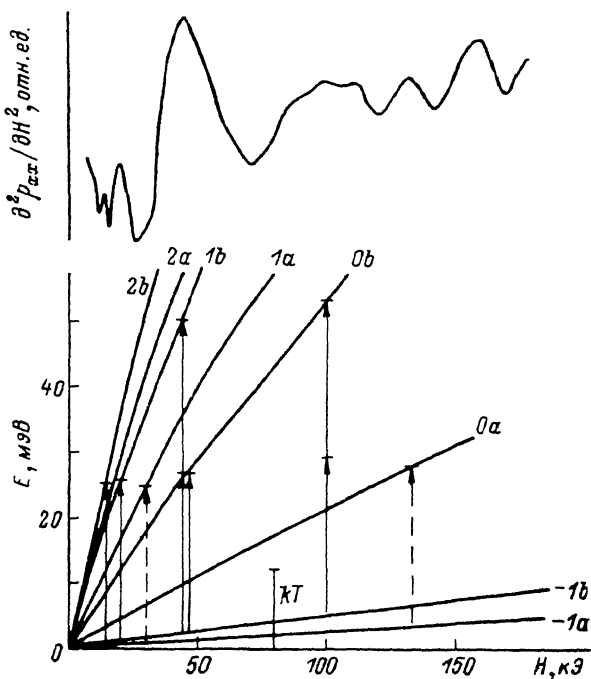


Рис. 2. Экспериментальная кривая второй производной поперечного магнитосопротивления по магнитному полю и зависимость энергетических уровней легких дырок от магнитного поля при  $T=140$  К и  $H \parallel [111]$ .

Расчет проведен со значениями параметров Латинжера  $\gamma_1=35.2$ ,  $\gamma_2=15.8$ ,  $\gamma_3=16.5$ ,  $k=14.4$ .

формула (83), а для тяжелых дырок — формула (104) из [9]). Четвертым уравнением служило соотношение

$$k = \frac{2}{3} \gamma_2 + \gamma_3 - \frac{1}{3} \gamma_1 - \frac{1}{2} q - \frac{2}{3} - \frac{5}{4} \delta_{обм}, \quad (2)$$

где  $q \approx 0$ , а  $\delta_{обм}$  — поправка, обусловленная нелокальностью потенциала. Для  $T=77$  К  $\delta_{обм}=0.20$  [10].

Решения, общие для уравнений (1) и (2), находились методом табуляции. Таким образом был найден набор параметров, удовлетворяющий значениям резонансных полей при  $T=77$  К с большой точностью:  $\gamma_1=33.2$ ,  $\gamma_2=14.8$ ,  $\gamma_3=15.5$ ,  $k=13.4$ .

На рис. 1 показаны рассчитанные нами энергии подзон легких и тяжелых дырок в зависимости от напряженности магнитного поля при  $T=77$  К. На рис. 2 приведены энергии уровней легких дырок при  $T=140$  К (энергии уровней тяже-

<sup>1</sup> Обозначения уровней соответствуют общепринятым [2, 3, 5, 8, 9].

рых дырок от температуры практически не зависят). Тут же приведены возможные переходы для МФР<sup>h</sup> на LO-фононах. Из рис. 1 видно, что теоретические положения МФР на тяжелых дырках хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемыми пиками и особенностями. Для каждого пика основной серии, обусловленной переходами с уровня  $1b^-$ , имеют место «спутники» — переходы типа  $1a^- \rightarrow na^-$ , а также межзонные переходы  $-1a^+ \rightarrow na^-$ .<sup>2</sup> Видно, что если первые переходы обуславливают уширение основного пика со стороны меньших магнитных полей, то вторые (межзонные) вызывают особенности в магнитных полях 286, 212 кЭ и т. д. при  $H \parallel [111]$ , т. е. те слабые пики, которые ранее обсуждались в работах [1, 4] (в [4] они обозначены как  $a_1$  и  $a_2$ ). Таким образом, можно считать установленным, что эти пики обусловлены переходами с уровней легких дырок на уровни тяжелых.

Нарушение периодичности<sup>3</sup> по обратному полю основной серии для образца с большей концентрацией легких дырок в полях 120–150 кЭ вызвано МФР<sup>i</sup>, а именно переходом  $-1a^+ \rightarrow 0a^+$ . При повышении температуры этот пик смещается в сторону слабых полей и при 140 К совпадает с переходом  $1b^- \rightarrow 7b^-$  (рис. 2).

Хорошее согласие экспериментальных пиков в области 0–50 кЭ получено с теоретическими положениями МФР<sup>i</sup> в магнитном поле, как это видно из рис. 1 и 2. При увеличении температуры в области 60–110 кЭ появляется широкий пик, на который накладываются осцилляции МФР<sup>h</sup>. Относительное увеличение его интенсивности с температурой предполагает участие двухфононных процессов. Действительно, на рис. 2 показано положение двухфононного резонанса легких дырок, обусловленного переходом  $-1b^+ \rightarrow 0b^+$  с участием двух LO-фононов. Уширение со стороны слабых полей этого пика, очевидно, вызвано участием в переходах других двухфононных комбинаций с меньшей энергией [11]. Легко убедиться в том, что все они попадают в интервал полей 60–100 кЭ. Такие же двухфононные резонансы, обусловленные переходами  $-1b^+ \rightarrow 1b^+$ , имеют место в области 40–50 кЭ. Они вызывают уширение основного однофононного пика  $-1b^+ \rightarrow 0b^+$  со стороны меньших магнитных полей.

В заключение отметим, что для эффективных масс тяжелых и легких дырок для направления [111] получены следующие величины:  $m^-/m_0 = 0.393$ ,  $m^+/m_0 = 0.0157$  при  $T = 77$  К и  $m^-/m_0 = 0.393$ ,  $m^+/m_0 = 0.0147$  при  $T = 140$  К.

Если включить полученные параметры Латинжера для расчета энергий уровней Ландау зоны проводимости, то получим хорошее согласие с экспериментальными положениями в магнитном поле исследованных ранее при  $T = 77$  и 140 К резонансов на электронах с участием и без участия фононов.

#### Список литературы

- [1] Якунин М. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1413–1418.
- [2] Kanskaya L. M., Kokhanovski S. I., Seysyan R. P., Efros A. L. // Phys. St. Sol. (b). 1983. V. 118. P. 447.
- [3] Каменев Ю. Е., Парфеньев Р. В., Эфрос А. Л., Язева Т. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 206–211.
- [4] Якунин М. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1931–1938.
- [5] Shinomae K., Senda K., Kasai K., Hamaguchi C. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49. N 3. P. 1060–1068.
- [6] Исмагилова Е. И., Лешко О. М., Шерегий Е. М., Тараканова Р. И. // Изв. АН СССР. Сер. Неорг. матер. 1989. Т. 25. В. 1. С. 9–12.
- [7] Угрия Ю. О., Шерегий Е. М. // ФТП. 1987. Т. 22. В. 8. С. 1375–1380.
- [8] Pidgeon C. R., Brown R. N. // Interband Magneto-Absorption and Faraday Rotation in InSb. 1966. V. 146. N 2. P. 575–583.
- [9] Aggarwal R. L. // Semiconductors and Semimetals. N. Y., 1972. V. 9. P. 169–184.
- [10] Гельмонт Б. Л., Сейсан Р. П., Эфрос А. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 776–781.
- [11] Лешко О. М., Шерегий Е. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 694–699.

Дрогобычский государственный педагогический институт им. Ив. Франко

Получена 25.10.1989  
Принята к печати 29.01.1990

<sup>2</sup> Межзонные переходы  $-1b^+ \rightarrow nb^-$  практически совпадают с основной серией  $1b^- \rightarrow nb^-$ .

<sup>3</sup> Не исключено, что оно может быть вызвано также антипересечением уровней  $0a^+$  и  $7b^-$ .