

МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС И ИНФРАКРАСНОЕ РЕШЕТОЧНОЕ ОТРАЖЕНИЕ В p -ZnSb

Д. В. Смирнов, Д. В. Машовец, М. О. Сафончик, Ю. В. Рознован,¹
Ж. Леотен,² В. Кнапп²

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

¹ Институт прикладной физики Академии наук Молдовы, Кишинев, Молдова

² Lab. des Shamps Intenses CNRS, Toulouse, France.

(Получена 13 марта 1993 г. Принята к печати 29 марта 1993 г.)

Проведено параллельное исследование магнитофононного резонанса и спектров ИК отражения на монокристаллах p -ZnSb [$p = (1.5 \div 3.0) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$]. Магнитофононные осцилляции наблюдались в продольном и поперечном магнитосопротивлении и в эффекте Холла при различных ориентациях магнитного поля H относительно осей кристалла в полях $H \leq 360 \text{ кЭ}$ при температурах $55 \div 160 \text{ К}$. Установлено, что для ориентаций $H \parallel (100)$, $H \parallel (001)$ носители тока эффективно взаимодействуют с двумя, а для ориентации $H \parallel (010)$ с тремя модами продольных оптических фононов. Показано, что сильное затухание осцилляционных серий и нестрогое выполнение условия сильного поля приводят к сдвигу максимумов поперечного магнитосопротивления относительно резонансных положений. Сравнение фононных частот, определенных из оптических и транспортных данных, позволило выявить моды, наиболее эффективно взаимодействующие с носителями заряда.

Антимонид цинка, принадлежащий к группе соединений типа II—V, имеет орторомбическую кристаллическую структуру D_{2h}^{15} и проявляет ярко выраженную анизотропию физических свойств [1]. Минимальная ширина запрещенной зоны составляет 0.6 эВ и обусловлена непрямыми переходами [2]. Поверхность Ферми дырок сформирована двумя эллипсоидами общего вида с осями, параллельными основным кристаллографическим направлениям: a (100), b (010) и c (001) [3], циклотронные массы дырок равны: $m_a^* = 0.26$, $m_b^* = 0.17$, $m_c^* = 0.36$ [4]. Элементарная ячейка антимонида цинка содержит 16 атомов, что определяет богатый фононный спектр этого материала, содержащий 48 колебательных мод.

Магнитофононный резонанс (МФР) обусловлен резонансным неупругим рассеянием носителей тока на продольных длинноволновых оптических фононах в магнитном поле и проявляется в виде осцилляций магнитосопротивления (МС), периодичных по обратному магнитному полю. Период магнитофононных осцилляций (МФО) $\Delta(1/H)$ определяется соотношением

$$\Delta(1/H) = e/(m^* \omega_0 c), \quad (1)$$

где m^* — циклотронная масса, ω_0 — предельная частота продольного оптического фонона. Теория и экспериментальные данные МФР подробно рассмотрены в ряде обзоров (см., например, [5, 6]).

Ранее МФР в соединениях II—V наблюдался только в антимониде кадмия при ориентации магнитного поля $H \parallel (010)$ [7]. В разделе 2.3 мы предложим новую интерпретацию результатов этой работы.

Длинноволновые оптические колебательные моды, обладающие дипольным моментом, могут взаимодействовать с внешним электромагнитным излучением (ИК решеточное отражение). Неприводимое представление нормальных колебаний группы D_{2h}^{15} для точки Γ зоны Бриллюэна [$\Gamma = 6 (A_g + B_{1g} + B_{2g} + B_{3g} + A_u + B_{1u} + B_{2u} + B_{3u})$] содержит 15 колебательных мод, активных в ИК отражении ($5B_{1u}$, $5B_{2u}$, $5B_{3u}$). Параллельное исследование ИК спектров отражения и МФР для анизотропного полупроводника с большим количеством фононных мод позволяет выявить оптические моды, эффективно взаимодействующие с носителями заряда.

Настоящая работа представляет результаты первого такого систематического исследования в полупроводниках типа II—V.

1. Методика эксперимента

Нелегированные монокристаллы p -ZnSb были выращены методом зонной перекристаллизации. Магнитотранспортные измерения выполнены на 6 образцах размерами $\approx 5 \times 2 \times 1$ мм³, вырезанных из трех монокристаллов в форме параллелепипедов с гранями, перпендикулярными главным осям кристалла. ИК спектры отражения снимались со свежих сколов [плоскость (100)] или полированных спилов [плоскости (010), (001)] тех же монокристаллов. Холловская концентрация дырок составляла $p_H (1.5 \div 3.0) \cdot 10^{16}$ см⁻³, подвижность $\mu = 1500 \div 3400$ см² · В⁻¹ · с⁻¹ при 77 К.

Гальваномагнитные измерения проводились при температурах 55 ÷ 160 К в импульсном магнитном поле $H \leq 360$ кЭ. Длительность импульса магнитного поля составляла 5 ÷ 20 мс, период съема отсчетов входных аналогово-цифровых преобразователей измерительного комплекса — 20 мкс. Осциллирующая часть сигнала выделялась в эксперименте путем аналогового вычитания линейной по магнитному полю составляющей. При последующей обработке применялось численное дифференцирование записанного сигнала по магнитному полю. Более подробно система съема и первичной обработки данных описана в работе [8].

Измерения ИК спектров отражения проведены в Лаборатории сильных магнитных полей в Тулузе на фурье-спектрометре Bruker IFS-113 V в спектральном диапазоне 20 ÷ 500 см⁻¹ с разрешением до 1 см⁻¹ при комнатной температуре с использованием неполяризованного излучения.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

2.1. Магнитофононный резонанс: экспериментальные результаты

Магнитофононные осцилляции наблюдались в продольном ρ_{zz} и поперечном ρ_{xx} МС и в холловском сопротивлении ρ_{xy} в диапазоне температур 55 ÷ 160 К. Типичные экспериментальные зависимости $\Delta\rho_{zz}(H)$ и $\Delta\rho_{xx}(H)$, измеренные с компенсацией линейного фона для различных ориентаций направления магнитного поля H и тока j относительно осей кристалла, показаны на рис. 1. МФО видны как широкие пологие максимумы и минимумы, положение которых зависит от ориентации образцов в магнитном поле, а форма и амплитуда меняются с температурой. Для подробного исследования осцилляционной картины проведено численное дифференцирование экспериментальных данных. На рис. 2, 3, 4 представлены результаты двойного дифференцирования зависимостей $\rho_{ik}(H)$, полученных при разных ориентациях магнитного поля относительно осей кристалла.

Анализ зависимостей $-d^2\rho_{ik}(H)/dH^2$ от поля, ориентации и температуры показывает, что для каждой ориентации существует два и более периодов МФО, относительная амплитуда которых зависит от температуры.

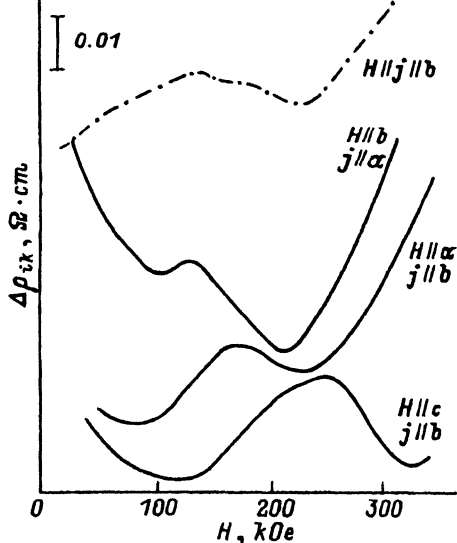


Рис. 1. Зависимости поперечной $\Delta\rho_{xx}$ (сплошная линия) и продольной $\Delta\rho_{zz}$ (штрих-пунктирная) компонент тензора магнитосопротивления от магнитного поля. Зависимости $\rho_{xx}(H)$ измерены с компенсацией линейной по магнитному полю составляющей $T = 77$ К.

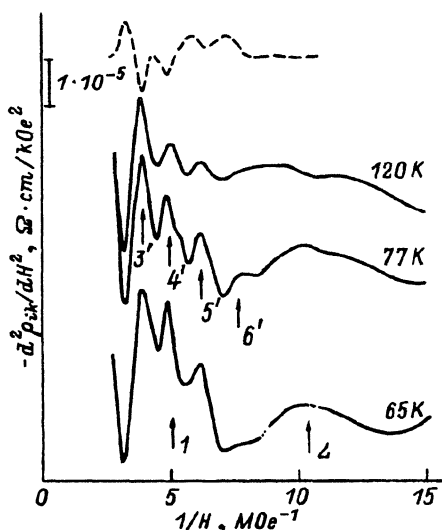


Рис. 2. Изменение осцилляционной картины $-d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$ для $H||c, j||b$ (сплошная линия) с температурой. Показаны максимумы в осцилляционных сериях I (1, 2) и II (3'—6'), цифры соответствуют порядковым номерам осцилляций в сериях. Штриховая линия — $-d^2\rho_{xy}(H)/dH^2$ при 120 К.

Для случая $H||c$ (рис. 2) разделение групп осцилляций кажется наиболее простым. Можно предположить, что экспериментальные зависимости поперечного МС представляют наложение двух серий: серия I имеет больший период, что соответствует меньшей энергии оптического фотона, и ее относительная амплитуда уменьшается с ростом температуры, серия II с меньшим периодом оказывается основной при 120 К. Штриховой линией на рис. 2 показаны осцилляции холловского сопротивления ρ_{xy} , которые находятся в противофазе с осцилляциями поперечного МС ρ_{xx} . Как будет показано в разделе 2.2, осциллирующее поведение компоненты ρ_{xy} связано с нестрогим выполнением условия сильного поля ($\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$).

Для ориентации $H||a$ зависимость $-d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$ от $1/H$ (рис. 3) также можно представить в виде наложения двух осцилляционных серий: низкочастотная серия I имеет большую амплитуду при 55 К, высокочастотная серия II — при 120 К. Дополнительный максимум ($1/H = 6.4$ МЭ $^{-1}$), отчетливо наблюдаемый при 77 К, может быть обусловлен участием еще одной оптической моды.

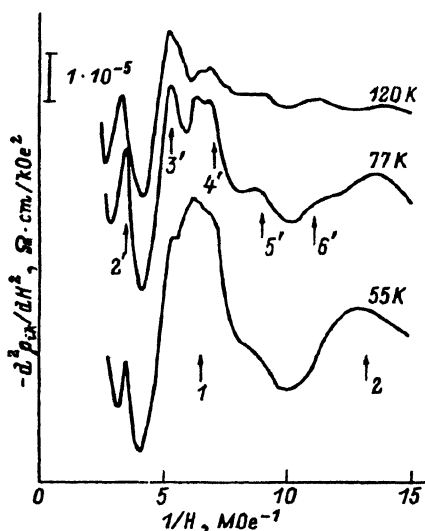
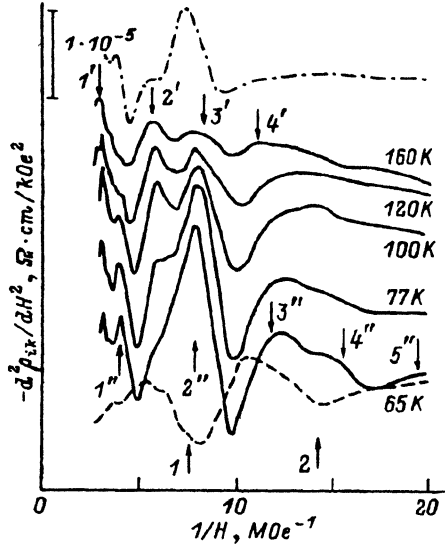


Рис. 3. Изменение осцилляционной картины $-d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$ для $H||a, j||b$. Показаны максимумы в осцилляционных сериях I (1, 2) и II (2'—6'), цифры соответствуют порядковым номерам осцилляций в сериях.

Рис. 4. Изменение осцилляционной картины $-d^2 \rho_{xx}(H)/dH^2$ для $H \parallel b$, $j \parallel a$. Показаны, максимумы в осцилляционных сериях I (1, 2), II (1'—4') и III (1''—5''), цифры соответствуют порядковым номерам осцилляций в сериях. Штриховая линия $-d^2 \rho_{xy}(H)/dH^2$, штрих-пунктирная $-d^2 \rho_{zz}(H)/dH^2$ для $H \parallel j \parallel b$ при 77 К.



На рис. 4 представлена интерпретация МФО для случая $H \parallel b$ в виде наложения трех серий: серии I и III доминируют при 65 К, высокочастотная серия II — при 160 К. Для температур 77, 100 и 120 К все три серии играют существенную роль. Наряду с осцилляциями поперечного МС ρ_{xx} наблюдались синфазные им осцилляции продольного МС ρ_{zz} (штрих-пунктирная линия) и противофазные холловского сопротивления ρ_{xy} (штриховая).

2.2. Определение периодов МФО в условиях промежуточного поля и сильного затухания осцилляций

В случае кубической симметрии измеряемые компоненты тензора МС ρ_{xx} , ρ_{xy} и ρ_{zz} ($H \parallel z$) связаны с компонентами σ_{ik} тензора проводимости соотношениями (см., например, [9])

$$\begin{aligned} \rho_{xx} &= \sigma_{xx}/(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2), & \sigma_{xx} &= \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2), \\ \rho_{xy} &= \sigma_{xy}/(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2), & \sigma_{xy} &= \rho_{xy}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2), \\ \rho_{zz} &= 1/\sigma_{zz}, & \sigma_{zz} &= 1/\rho_{zz}. \end{aligned} \quad (2)$$

В случае орторомбической симметрии соотношения типа (2), строго говоря, должны включать компоненты u_y и u_x . Изучение зависимости положений МФО от ориентации магнитного поля и направления тока относительно осей кристалла показало, что картина МФО определяется только направлением магнитного поля и не зависит от направления тока. Поэтому мы считаем возможным использовать формулы (2) для анализа экспериментальных данных, при этом рассчитанные таким образом σ_{xx} и σ_{xy} могут отличаться от «истинных».

Согласно теории эффекта, при выполнении условия сильного поля, $\mu H/c \gg 1$ (или $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$), МФР вносит осциллирующую составляющую только в диагональные компоненты тензора проводимости σ_{xx} и σ_{zz} , причем фазовый сдвиг осцилляций σ_{xx} и σ_{zz} зависит от соотношения вкладов упругого и неупругого механизмов рассеяния в проводимость [5]. Осциллирующая компонента σ_{xx} может быть записана в виде [6]

$$\sigma_{xx}^{\text{osc}} = A \cos [2\pi/(\Delta \cdot H)] \exp [-\gamma/(\Delta \cdot H)], \quad (3)$$

где A — амплитуда, Δ — период по обратному магнитному полю, γ — коэффициент затухания. Соотношения (2) при этом приобретают простой вид

$$\rho_{xx} = \sigma_{xx}/\sigma_{xy}^2, \quad \rho_{xy} = 1/\sigma_{xy}, \quad \rho_{zz} = 1/\sigma_{zz}. \quad (4)$$

Именно эта простая связь между компонентами тензоров ρ и σ используется обычно при анализе экспериментальных данных по МФР, снятых при заведомо выполненном условии сильного поля, при этом осцилляции ρ_{xx} и σ_{xx} синфазны, ρ_{zz} и σ_{zz} противофазны, ρ_{xy} осциллирующей составляющей не имеет.

В нашем случае нет строгого выполнения условия сильного поля (при 300 кЭ $\rho_{xy}/\rho_{xx} \approx 3$), и простой способ определения периода МФО по положению максимумов на кривой $\rho_{xx}(H)$ может привести к заметной ошибке. Сильное затухание осцилляций также может вызвать сдвиг максимумов ρ_{xx} [6]. Анализ результатов следует проводить по формулам (2), причем необходимо использовать абсолютные значения ρ_{xx} и ρ_{xy} для вычисления компонент σ_{xx} и σ_{xy} . Ограничения, связанные с точностью измерений, позволили выполнить такой анализ только для ориентации $H \parallel c$. Выяснилось, что осцилляции σ_{xx} и σ_{xy} противофазны, а соотношение амплитуд $\sigma_{xy}^{osc}/\sigma_{xx}^{osc}$ составляет ~ 0.1 при $\sigma_{xy}/\sigma_{xx} = 3$ и $\sim 1/2$ при $\sigma_{xy}/\sigma_{xx} \rightarrow 1$. Поэтому модели осцилляционных кривых $-d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$ для всех образцов мы построили в рамках соотношений (2) с учетом реальных величин монотонных частей ρ_{xy} и ρ_{xx} , но без учета осциллирующей компоненты σ_{xy} . В этом приближении периоды МФО определялись в следующей процедуре.

1. Для данной экспериментальной ситуации (ориентация, температура) из монотонных составляющих измеренных зависимостей $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$ по формулам (2) рассчитываются неосциллирующие составляющие $\sigma_{xx}^{(0)}(H)$ и $\sigma_{xy}^{(0)}(H)$.

2. Модельная зависимость $\sigma_{xx}^*(H)$ задается наложением осциллирующих компонент (3) с затравочными значениями A_n, Δ_n, γ_n для осцилляционных серий $n = I, II, III$ на монотонный ход $\sigma_{xx}^{(0)}$

$$\sigma_{xx}^*(1/H) = \sigma_{xx}^{(0)} + \sum_n A_n \cos [2\pi/(\Delta_n \cdot H)] \exp [-\gamma_n/(\Delta_n \cdot H)]. \quad (5)$$

3. Путем подстановки (5) в (2) рассчитывается модельная зависимость $\rho_{xx}^*(H)$, вычисляется вторая производная по магнитному полю $d^2\rho_{xx}^*(H)/dH^2$ и сопоставляется с кривой $d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$, полученной в эксперименте.

4. Модельная зависимость $d^2\rho_{xx}^*(H)/dH^2$ подгоняется к экспериментальной в итерационной процедуре по пп. 2, 3 при подборе параметров A_n, Δ_n, γ_n .

На рис. 5 представлены экспериментальные и расчетные модельные зависимости $-d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$ и $-d^2\rho_{xy}(H)/dH^2$ для ориентации $H \parallel c$ при $T = 120$ К. Отметим, что модельная зависимость для холловской компоненты ρ_{xy} к экспериментальной не подгонялась, а получена с использованием параметров A_n, Δ_n, γ_n , определенных при подгонке модели для

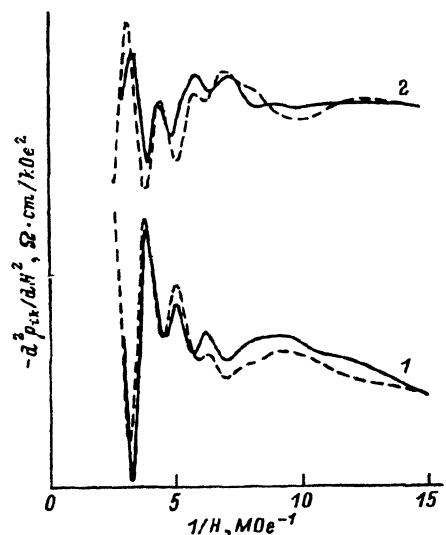


Рис. 5. Экспериментальные (сплошные линии) и модельные (штриховые) зависимости $-d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$ (1) и $-d^2\rho_{xy}(H)/dH^2$ (2) от обратного магнитного поля. $H \parallel c$. $T = 120$ К.

компоненты ρ_{xx} . Хорошее соответствие экспериментальных и модельных зависимостей для обеих компонент как по положению экстремумов, так и по амплитуде свидетельствует о корректном выборе метода анализа экспериментальных данных. Если же определять период МФО из положений максимумов на кривой $\rho_{xx}(H)$, то это приводит к заниженному значению $\Delta(1/H)$ для высокочастотных серий на $(3 \div 6)\%$, для низкочастотных серий на $(10 \div 16)\%$.

2.3. Определение частот оптических фононов из данных по МФР

Значения периодов МФО $\Delta_n(1/H)$, а также значения частот продольных оптических фононов, рассчитанные по формуле (1) с указанными выше значениями циклотронных масс, приведены в табл. 1. Практически синфазный характер осцилляций продольного ρ_{zz} и поперечного ρ_{xx} магнитосопротивления (рис. 4) свидетельствует о преобладающем вкладе механизма неупругого рассеяния носителей на оптических фононах в проводимость.

Таблица 1

Периоды МФО и частоты продольных оптических фононов согласно расчету по (1)

Ориентация	H a		H b			H c	
	I	II	I	II	III	I	II
$\Delta, 1/\text{МЭ}$	7.70	1.82	8.85	3.92	2.86	5.72	1.30
$\omega_{10}, \text{см}^{-1}$	47	197	62	132	192	45	201

Полученные результаты позволяют предложить новую трактовку экспериментальных данных, полученных при изучении МФР в p -CdSb для ориентации $H \parallel b$ в работе [7]. Максимумы поперечного магнитосопротивления (53 ÷ 55, 100, 145, 205, 285 ÷ 290 кЭ) были разделены по трем осцилляционным сериям: серия I — максимумы при 100 и 55 кЭ ($\omega_0 = 82 \text{ см}^{-1}$), серия II — максимумы при 290 и 145 кЭ ($\omega_0 = 221 \text{ см}^{-1}$), серия III — максимумы при 290 и 205 кЭ в предположении, что первый резонанс этой серии лежит при ≈ 600 кЭ ($\omega_0 = 465 \text{ см}^{-1}$). Учитывая сходный характер фононных спектров и зонных структур антимоноидов кадмия и цинка, максимум при 205 кЭ следует считать первым в своей серии ($\omega_0 = 155 \text{ см}^{-1}$). Указанные частоты продольных оптических фононов антимоноида кадмия ($\omega_0 = 82, 155, 221 \text{ см}^{-1}$) получены без учета затухания осцилляционных термов и имеют, вероятно, завышенные значения.

2.4. Частоты оптических мод из данных по ИК отражению

Для определения частот оптических фононов по ИК спектрам отражения (рис. 6) был использован классический метод дисперсионного анализа для системы невзаимодействующих осцилляторов с затуханием. Комплексная диэлектрическая проницаемость $\tilde{\epsilon}$ может быть представлена в следующей форме:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\infty} + \sum^N \frac{\omega_{i,10}^2 - \omega_{i,10}^2}{\omega_{i,10}^2 - \omega^2 - j\omega\gamma_i}, \quad (6)$$

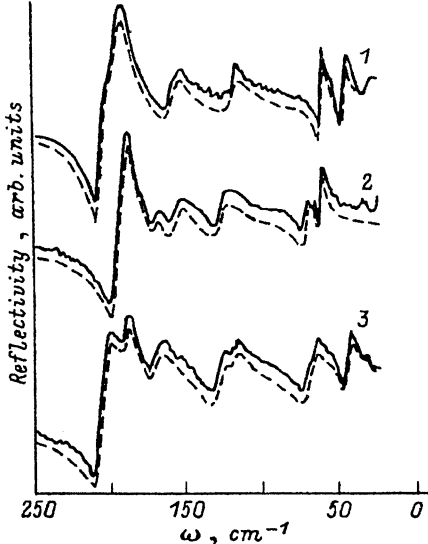
где ϵ_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость; $\omega_{i,10}$, $\omega_{i,10}$, γ_i — частоты продольной и поперечной мод оптических фононов и коэффициенты затухания i -й моды, N — количество фононных мод. Силу осциллятора s_i для i -й моды можно оценить как

рис. 6. Экспериментальные (сплошные линии) и модельные (штриховые) спектры отражения от главных плоскостей монокристалла ZnSb: 1 — (100), 2 — (010), 3 — (001). $T = 300$ К.

$$s_i = \varepsilon_{i-1} \frac{\omega_{i,10}^2 - \omega_{i,10}^2}{\omega_{i,10}^2},$$

где $\varepsilon_i/\varepsilon_{i-1} = \omega_{i,10}^2/\omega_{i,10}^2$, $\varepsilon_{i-1} = \varepsilon_\infty$ для $i=1$. При нормальном падении света коэффициент отражения R определяется из комплексного показателя преломления \tilde{n} по формуле Френеля

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2, \quad \tilde{n}^2 = \varepsilon.$$



Параметры N , $\omega_{i,10}$, $\omega_{i,10}$, s_i и γ_i находились при подгонке модельных зависимостей $R(\omega)$ к экспериментальным спектрам. Экспериментальные и модельные спектры отражения от плоскостей (100), (010) и (001) представлены на рис. 6, значения параметров приведены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры фоновых мод, определенные по ИК спектрам отражения от плоскостей (100), (010), (001) p -ZnSb

№ п/п	(100) $\varepsilon_\infty = 48.1$				(010) $\varepsilon_\infty = 25.3$				(001) $\varepsilon_\infty = 35.5$			
	$\omega_{10,1}$ см ⁻¹	$\omega_{10,1}$ см ⁻¹	s	$\gamma_{,1}$ см ⁻¹	$\omega_{10,1}$ см ⁻¹	$\omega_{10,1}$ см ⁻¹	s	$\gamma_{,1}$ см ⁻¹	$\omega_{10,1}$ см ⁻¹	$\omega_{10,1}$ см ⁻¹	s	$\gamma_{,1}$ см ⁻¹
1	200.5	201.7	0.58	5.7	187.0	195.0	2.21	6.6	198.0	202.3	1.55	8.6
2	189.5	201.0	6.02	6.3	168.4	169.0	0.18	5.0	188.0	195.0	2.69	8.2
3	155.0	161.0	3.79	10.9	154.0	157.0	0.99	10.3	167.5	173.1	2.40	11.7
4	127.0	128.8	1.37	15.5	124.0	128.0	1.66	12.0	126.0	130.5	2.58	11.5
5	117.0	119.8	2.33	5.8	70.8	71.8	0.72	3.0	117.0	120.0	1.84	8.3
6	58.9	60.9	3.32	2.3	66.6	67.3	0.53	3.0	66.0	71.5	6.16	10.5
7	45.0	47.0	4.38	2.4	61.0	62.5	1.26	1.4	43.0	46.0	5.12	3.3

Сравнение частот продольных оптических фононов, определенных из магнито-транспортных и оптических измерений, показывает, что активные в МФР фоновые моды соответствуют наиболее сильным ИК активным фононам с частотами: $\omega_{10} = (197 \pm 2)$, (129.2 ± 1.2) , (46 ± 1) см⁻¹.

Полученные данные позволяют оценить константу электрон-фононного взаимодействия α

$$\alpha = \sum^N \frac{e^2}{2\hbar} \cdot \left(\frac{m^*}{2\hbar\omega_{i,10}} \right)^{1/2} (1/\varepsilon_{i-1} - 1/\varepsilon_i) \approx 0.2.$$

Значения циклотронных масс, рассчитанные по формуле (1) с указанными выше частотами продольных оптических фононов и с учетом поляронной поправки $\Delta m_{pol} \approx \alpha/6$ (см., например, [6]), представлены в табл. 3.

Циклотронные массы дырок, найденные при исследовании циклотронного резонанса (ЦР) [1], эффекта Шубникова—де-Гааза (ШГ) [3] и МФР (данная работа)

Параметр	Метод		
	ЦР, $T=7$ К	ШГ, $T=1.4\div 4.2$ К	МФР, $T=55\div 160$ К
m_a^*	0.260 ± 0.005	0.260 ± 0.001	0.254 ± 0.005
m_b^*	0.170 ± 0.005	0.180 ± 0.001	0.179 ± 0.010
m_c^*	0.360 ± 0.005	0.320 ± 0.001	0.354 ± 0.005

3. Заключение

Параллельное исследование МФР и спектров ИК отражения на монокристаллах p -ZnSb [$p \approx (1.5 \div 3.0) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$] показало, что: 1) для ориентаций $H \parallel (100)$ и $H \parallel (001)$ носители тока эффективно взаимодействуют с двумя, а для ориентации $H \parallel (010)$ с тремя модами продольных оптических фононов; 2) нестрогое выполнение условия сильного поля ($\rho_{xy}/\rho_{xx} \leq 3$) объясняет появление МФО холловского напряжения (эта же причина), а также сильное затухание осцилляционных серий приводят к сдвигу максимумов поперечного магнитосопротивления относительно резонансных положений; 3) совпадение фаз МФО продольного и поперечного МС свидетельствует о преобладании рассеяния носителей тока на оптических фононах в области температур $60 \div 160$ К; 4) с носителями заряда эффективно взаимодействуют фононные моды с частотами $\omega_{lo} = (197 \pm 2)$, (129.2 ± 1.2) , $(46 \pm 1) \text{ см}^{-1}$, а наиболее активные также в ИК спектрах отражения, анизотропия МФР обусловлена анизотропией эффективной массы, а не фононного спектра; 5) полярная поправка эффективной массы $\alpha/6$ невелика (константа связи полярона $\alpha \approx 0.2$), соответствующий сдвиг положений МФО в магнитном поле не больше, чем сдвиг, обусловленный нестрогим выполнением условия сильного поля; 6) близкое совпадение (в пределах $\approx 3\%$) полученных в данной работе значений циклотронной массы при $60 \leq T \leq 160$ К для всех трех ориентаций со значениями, полученными при 7 К (циклотронный резонанс [4]) и при $1.4 \div 4.2$ К (эффект Шубникова—де-Гааза [3]), указывает на отсутствие заметного изменения ширины запрещенной зоны ZnSb в интервале температур $1.4 \div 160$ К.

Авторы выражают признательность Р. В. Парфеньеву за постоянное внимание к работе, Н. А. Редько и В. Д. Кагану за ценные замечания. Работа в Тулузе проведена при содействии Отдела научных исследований НАТО.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] E. K. Arushanov. Prog. Cryst. Growth Charact., 13, 1 (1986).
- [2] Y. Yamada. Phys. St. Sol. (b), 85, 723 (1978).
- [3] Э. К. Арушанов, Ю. В. Рознован, М. Л. Шубников, Д. В. Смирнов, Д. В. Машовец. ФТП, 26, 395 (1992).
- [4] J. L. Martin, M. Goiran, E. K. Arushanov, J. Leotin, S. Askenazy. Physica B, 177, 484 (1992).
- [5] Yu. A. Firsov, V. L. Gurevich, R. V. Parfeniev, I. M. Tsidil'kovski. Modern Problems in Condensed Matter Science. 27; Landau Level Spectroscopy, eds. G. Landwehr and E. I. Rashba. 1181. North-Holland. (1991).
- [6] R. J. Nicholas. The Magnetophonon Effect. Prog. Quant. Electr., 10 (1985).
- [7] Э. К. Арушанов, А. В. Лашкул, Д. В. Машовец, В. И. Пругло, С. И. Радауцан, В. В. Сологуб. В кн.: Тр. Всес. конф. по физике полупроводников, Т. 1, 96. Баку (1982).
- [8] А. М. Кузьмин, Д. В. Машовец, А. Н. Рипак, М. А. Шахов. В сб.: Физическая электроника, вып. 35, 117. Львов (187).
- [9] И. М. Цидильковский. Зонная структура полупроводников, 238. М. (1978).