

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА КРИСТАЛЛОВ ВИСМУТ-СУРЬМА МАГНИТООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Приведены результаты экспериментального исследования магнитооптических спектров, обусловленных взаимодействием лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм с кристаллами висмут-сурьма в импульсном квантовом магнитном поле при температуре 80 К. Наблюдаемые особенности спектров интерпретированы как проявление переходов носителей заряда на уровнях Ландау валентной зоны и зоны проводимости. В результате компьютерного моделирования на основе известных моделей электронного энергетического спектра и квантовой теории межзонных переходов на уровнях Ландау получена новая количественная информация о параметрах электронного энергетического спектра кристаллов системы висмут-сурьма, закономерностях его изменения в квантующем магнитном поле, а также о закономерностях оптических кантовых переходов на уровнях Ландау при $T = 80$ К в условиях существенной роли электрон-фононного взаимодействия.

Магнитооптическое исследование висмута позволяет наиболее точно определять параметры электронного энергетического спектра в широком диапазоне температур и кристаллографических направлений [1]. Аналогичная задача актуальна и при исследовании сплавов висмут-сурьма, которые активно используются в разнообразных термоэлектрических устройствах.

Настоящее исследование проводилось на кристаллах сплавов висмут-сурьма с содержанием сурьмы от 12 до 20 ат. %, когда наблюдается полупроводниковое состояние этих кристаллов [2].

Методика и техника настоящего эксперимента аналогична той, что использовалась в работе [1] при исследовании висмута магнитооптическим методом. Магнитооптические спектры получены в ориентациях, когда вектор индукции магнитного поля был направлен вдоль бинарной и биссекторной оси в магнитных полях до $B = 22$ Тл. Все результаты приведены для $T = 80$ К.

Экспериментальные результаты

В ориентации, когда вектор индукции магнитного поля был направлен вдоль бинарной оси, исследовались кристаллы $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$, $\text{Bi}_{86,5}\text{Sb}_{13,5}\text{Sn}_{0,004}$, $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$, $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$, $\text{Bi}_{83}\text{Sb}_{17}\text{Sn}_1$, $\text{Bi}_{81,9}\text{Sb}_{18,1}\text{Sn}_{0,02}$, $\text{Bi}_{80,8}\text{Sb}_{19,2}\text{Sn}_{0,02}$. На рис. 1 приведены экспериментальные результаты, в которых наблюдаются межзонные переходы на уровнях Ландау валентной зоны и зоны проводимости. Интенсивность магнитооптических осцилляций немонотонно убывала при увеличении концентрации сурьмы в сплавах висмут-сурьма. Это связано, во-первых, с различным качеством приготовления кристаллов, а во-вторых, с различным содержанием олова в сплаве. И первый, и второй факторы приводят к увеличению рассеяния, что проявляется в уменьшении времени релаксации и уменьшении амплитуды и ширины магнитооптических особенностей.

На рис. 2 приведены магнитооптические спектры, образованные межзонными и внутризонными переходами электронов с участием уровней Ландау с $j = 0$. $j = n + \frac{1}{2} - S$ — главное квантовое число, $S = \pm \frac{1}{2}$ — спин электрона, $n = 0, 1, 2, \dots$ — орбитальное квантовое число. В магнитооптических спектрах

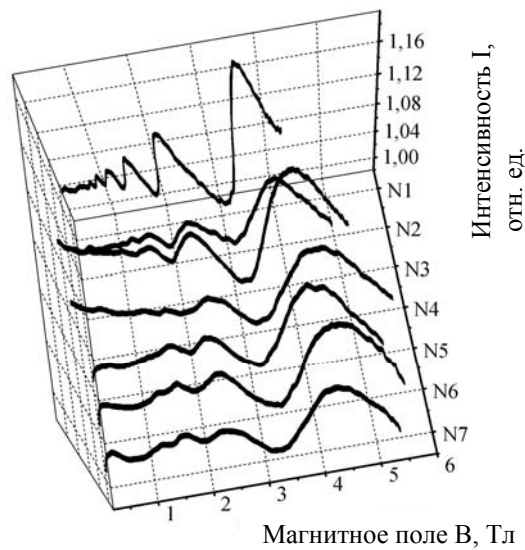


Рис. 1. Экспериментальные магнитооптические спектры для ориентации, когда вектор индукции магнитного поля направлен вдоль бинарной оси:
 N1 — $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$, N2 — $\text{Bi}_{86,5}\text{Sb}_{13,5}\text{Sn}_{0,004}$, N3 — $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$, N4 — $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$,
 N5 — $\text{Bi}_{83}\text{Sb}_{17}\text{Sn}_1$, N6 — $\text{Bi}_{81,9}\text{Sb}_{18,1}\text{Sn}_{0,02}$, N7 — $\text{Bi}_{80,8}\text{Sb}_{19,2}\text{Sn}_{0,02}$

кристаллов $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$, $\text{Bi}_{87}\text{Sb}_{13}\text{Sn}_{0,02}$, $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$, $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$ отсутствует особенность в районе $B = 13$ Тл, наблюдаемая в висмуте [1] и идентифицируемая как запрещенный внутризонный переход. Следует отметить, что особенности, характерные для одного из кристаллов, повторяются и для других. Действительно, концентрации сурьмы в исследуемых кристаллах отличаются незначительно, поэтому сходство спектров являлось ожидаемым.

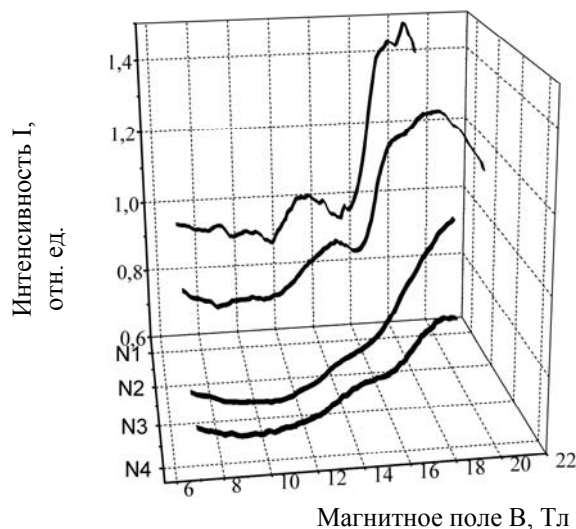


Рис. 2. Экспериментальные магнитооптические спектры для ориентации, когда вектор индукции магнитного поля направлен вдоль бинарной оси:
 N1 — $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$, N2 — $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$, N3 — $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$, N4 — $\text{Bi}_{80,8}\text{Sb}_{19,2}\text{Sn}_{0,02}$

Магнитооптические осцилляции в области межзонных переходов, полученные для ориентации, когда вектор индукции магнитного поля \vec{B} направлен вдоль биссекторной оси, представлены на рис. 3. В ультраквантовом пределе магнитных полей, когда ниже уровня Ферми находится только один уровень Ландау зоны проводимости, были получены магнитооптические спектры для сплавов $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,0025}$, $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$, $\text{Bi}_{87}\text{Sb}_{13}\text{Sn}_{0,02}$, $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$, $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$ (рис. 4). Эксперименты проводились и в ориентации 1, и в ориентации 2 (рис. 5) относительно вектора индукции магнитного поля, однако различий не было обнаружено.

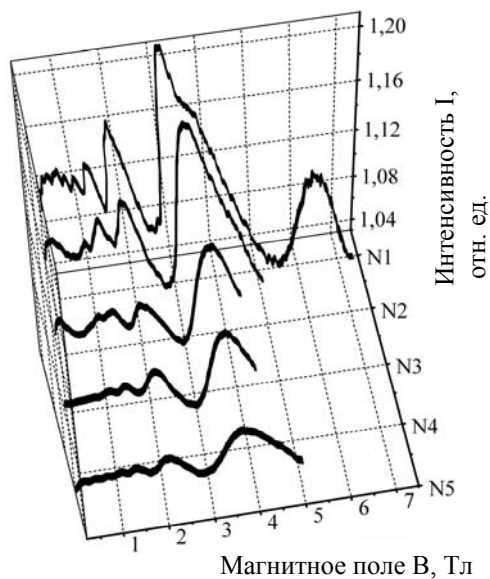


Рис. 3. Экспериментальные магнитооптические спектры для ориентации, когда вектор индукции магнитного поля направлен вдоль биссекторной оси:
 N1 — $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$, N2 — $\text{Bi}_{87}\text{Sb}_{13}\text{Sn}_{0,02}$, N3 — $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$, N4 — $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$,
 N5 — $\text{Bi}_{81,4}\text{Sb}_{18,6}\text{Sn}_{0,02}$

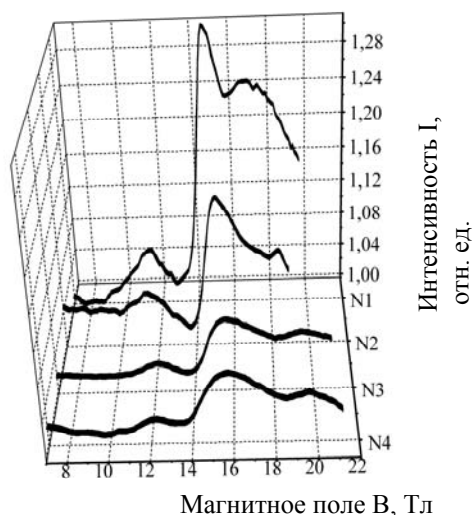


Рис. 4. Экспериментальные магнитооптические спектры для ориентации, когда вектор индукции магнитного поля направлен вдоль биссекторной оси:
 N1 — $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$, N2 — $\text{Bi}_{87}\text{Sb}_{13}\text{Sn}_{0,02}$, N3 — $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$, N4 — $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$

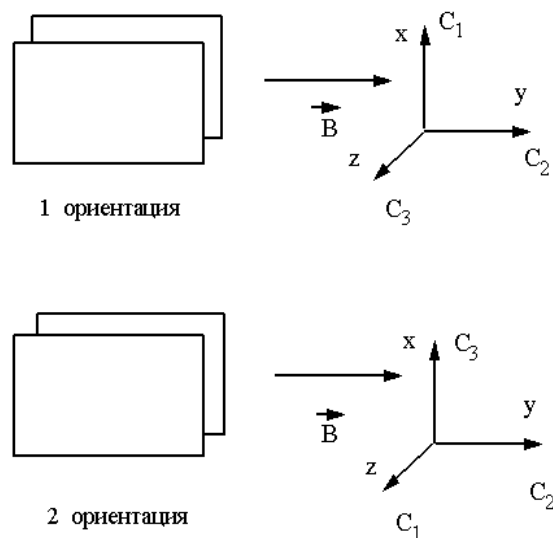


Рис. 5. Ориентации симметричной полосковой линии относительно направления вектора индукции магнитного поля

Обсуждение результатов

Анализ результатов магнитооптического эксперимента проводился методом моделирования формы экспериментальной линии [1] в рамках модифицированной модели Бараффа [3]. Максимумы магнитооптических осцилляций (рис. 1, 3) в области межзонных переходов расположены периодически в обратном магнитном поле. Это хорошо видно на рис. 6, где приведены экспериментальные и расчетные результаты для образца $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$, построенные в зависимости от обратного магнитного поля. Периодичность расположения максимумов в обратном магнитном поле и величина периода осцилляций позволили сделать вывод о том, что экспериментально наблюдаются магнитооптические осцилляции, являющиеся следствием межзонных переходов электронов на уровнях Ландау валентной зоны и зоны проводимости.

Полученные в результате расчета формы линии магнитооптических спектров значения параметра $\frac{E_g}{m_c}$ для исследованных кристаллов полупроводниковых сплавов висмут-сурьма представлены в табл. 1.

О точности приближения расчетных магнитооптических спектров к экспериментальным позволяют судить рис. 6 и 7. Следует отметить, что совпадение положений в магнитном поле расчетных и экспериментальных максимумов магнитооптических осцилляций для кристаллов висмут-сурьма лучше по сравнению с висмутом [1]. Причем, экспериментальные данные тем точнее описываются моделированием формы линии, чем более интенсивные магнитооптические осцилляции наблюдались экспериментально. Объясняется это тем, что в соответствии с представлениями о перестройке зонной структуры кристаллов висмут-сурьма, при увеличении концентрации сурьмы увеличивается ширина запрещенной зоны (рис. 8) в исследуемом диапазоне составов висмут-сурьма. Поэтому следует ожидать, что электронный энергетический спектр при увеличении ширины запрещенной зоны будет все в большей степени соответствовать двузонной модели. Именно этим и объясняется лучшее совпадение положений в магнитном поле расчетных и экспериментальных

максимумов магнитооптических осцилляций для кристаллов висмут-сурьма по сравнению с висмутом.

Таблица 1

Параметры электронного энергетического спектра кристаллов полупроводниковых сплавов висмут-сурьма

Состав сплава	E_g / m_c^* , эВ/ m_0			
	легкие бинарные электроны	тяжелые бинарные электроны	легкие бисекторные электроны	тяжелые бисекторные электроны
$Bi_{88}Sb_{12}Sn_{0,005}$	5,36	0,64	5,77	2,93
$Bi_{87}Sb_{13}Sn_{0,02}$	—	—	5,43	2,64
$Bi_{86,5}Sb_{13,5}Sn_{0,004}$	4,72	—	—	—
$Bi_{85,5}Sb_{14,5}Sn_{0,02}$	4,40	0,64	5,1	2,64
$Bi_{84}Sb_{16}Sn_{0,02}$	4,25	0,60	4,71	2,2
$Bi_{83}Sb_{17}Sn_1$	4,79	—	—	—
$Bi_{81,9}Sb_{18,1}Sn_{0,02}$	4,02	—	—	—
$Bi_{81,4}Sb_{18,6}Sn_{0,01}$	—	—	4,48	2,19
$Bi_{80,8}Sb_{19,2}Sn_{0,02}$	4,05	0,60	—	—

E_g — ширина запрещенной зоны в точке L зоны Бриллюэна, m_c^* — эффективная циклотронная масса на дне зоны проводимости в единицах массы свободного электрона, m_0 — масса свободного электрона.

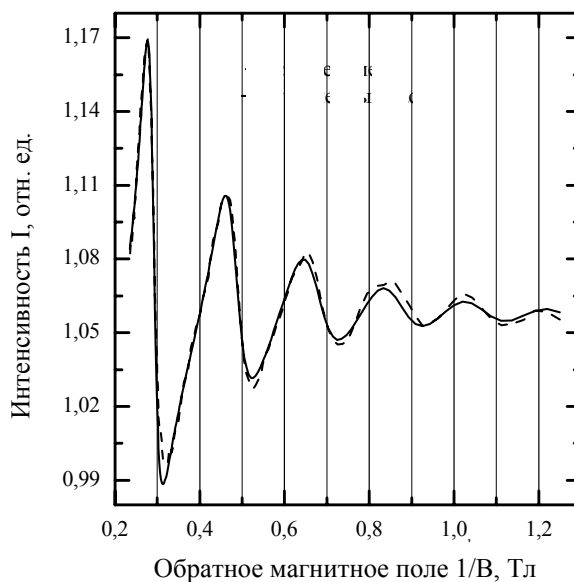


Рис. 6. Форма линии межзонных оптических переходов для сплава $Bi_{88}Sb_{12}Sn_{0,005}$ в ориентации, когда вектор индукции внешнего магнитного поля параллелен бинарной оси. Спектр является результатом усреднения 42 измерений: ----- эксперимент, ————— численный расчет

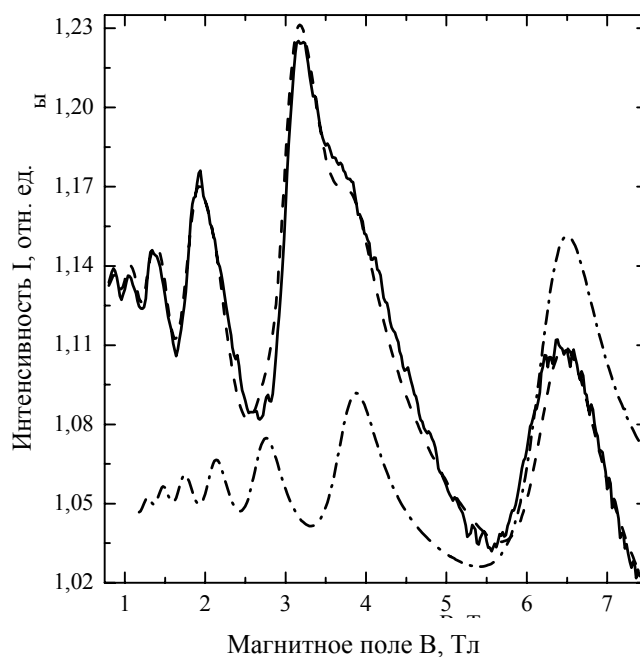


Рис. 7. Форма линии межзонных оптических переходов для сплава $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ в ориентации, когда вектор индукции внешнего магнитного поля параллелен бисекторной оси. Спектр является результатом усреднения 23 измерений:

— эксперимент, - - - - - расчет,
 - · - · - - расчет для тяжелых бисекторных электронов

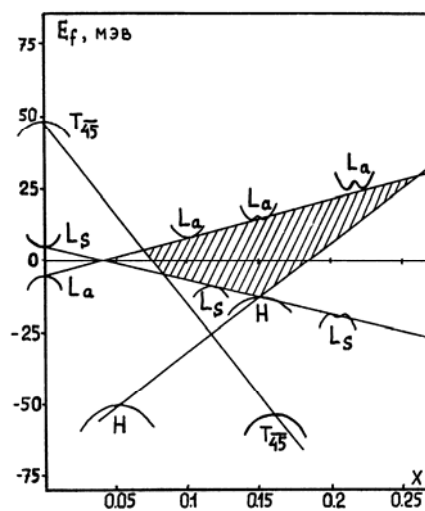


Рис. 8. Диаграмма перестройки зонной структуры сплавов $\text{Bi}_{1-X}\text{Sb}_X$ с ростом концентрации X [2]

На рис. 9 и 10 приведены экспериментальные и расчетные результаты магнитооптических спектров для кристалла $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$, когда вектор индукции магнитного поля параллелен бисекторной и бинарной осям. Моделирование формы экспериментальной линии в ультраквантовой области магнитных полей позволило определить ширину запрещенной зоны в точке L зоны Бриллюэна (табл. 2). Найденные значения ширины запрещенной зоны совпадают со

значениями, полученными при $T = 4,2$ К при исследованиях осцилляций Шубникова—Де-Гааза (рис. 8) [2]. В работе [1] найдено, что ширина запрещенной зоны при $T = 77$ К для висмута имеет значение 10 мэВ и совпадает с результатами [2]. Таким образом, в кристаллах висмута и в сплавах висмут-сурьма в широком диапазоне концентраций сурьмы найденные значения ширины запрещенной зоны при температуре кипения жидкого азота совпадают с соответствующими их значениями при температуре кипения жидкого гелия. Величина запрещенной зоны линейно зависит от концентрации сурьмы в кристаллах висмут-сурьма. По определенным из анализа межзонных переходов электронов на уровнях Ландау валентной зоны и зоны проводимости значения отношения ширины запрещенной зоны к циклотронной массе на дне зоны $\frac{E_g}{m_c^*}$ и величинам E_g определены циклотронные массы всех наблюдавшихся экспериментально групп носителей заряда (табл. 2). Оказалось, что циклотронные массы линейно возрастают с увеличением концентрации сурьмы в кристаллах висмут-сурьма и ширины запрещенной зоны (рис. 11, 12). Линейный рост циклотронных масс на дне зоны проводимости наблюдался также в работе [4] при температуре кипения жидкого гелия (рис. 8). Однако в работе [4] линейная зависимость зафиксирована только для легких бисекторных электронов. Для других групп носителей заряда наблюдался более быстрый рост циклотронных масс на дне зоны при увеличении концентрации сурьмы в кристаллах висмут-сурьма. Это связывалось с изменением анизотропии изоэнергетических поверхностей при изменении содержания сурьмы в сплавах.

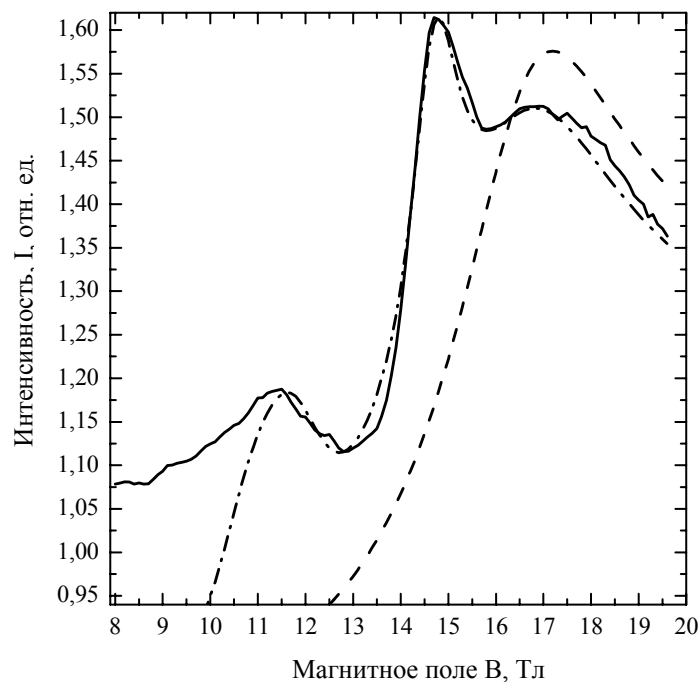


Рис. 9. Экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента пропускания полосковой линии (отн. ед.) от величины магнитного поля (Тл) для сплава $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$.

Спектр является результатом усреднения двух измерений:
 — эксперимент, — · — · — расчет,
 - - - - - расчет для тяжелых бисекторных электронов

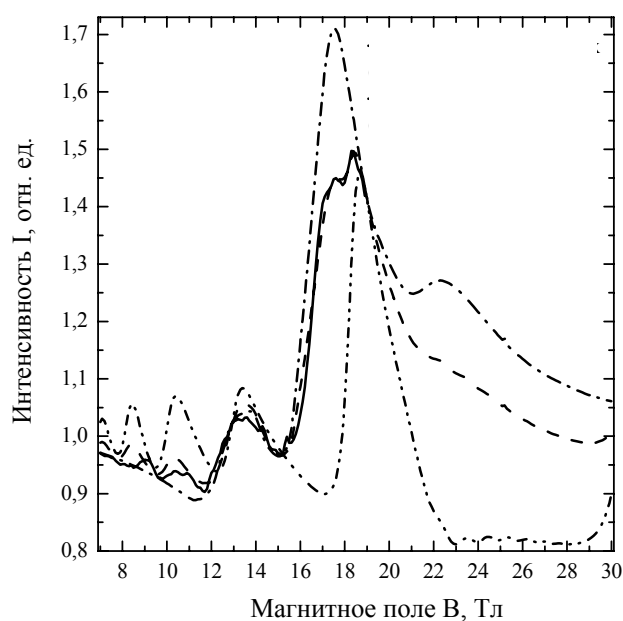


Рис. 10. Экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента пропускания полосковой линии (отн.е ед.) от величины магнитного поля (Тл) для сплава $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$. Спектр является результатом усреднения четырех измерений: бисекторной оси. Спектр является результатом усреднения четырех измерений:
 — эксперимент, - - - - - расчет,
 ······ расчет для легких бинарных электронов,
 - ······ расчет для тяжелых бинарных электронов

Таблица 2

Параметры электронного энергетического спектра кристаллов полупроводниковых сплавов висмут-сурьма

Состав сплава	E_g , мэВ	$m_c^* \cdot 10^{-3}$, в единицах массы свободного электрона			
		легкие бинарные электроны	тяжелые бинарные электроны	легкие бисекторные электроны	тяжелые бисекторные электроны
$\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$	19,0	3,55	29,8	3,30	6,50
$\text{Bi}_{87}\text{Sb}_{13}\text{Sn}_{0,02}$	21,5	—	—	3,96	8,14
$\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$	25,1	5,70	39,2	4,92	9,51
$\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$	28,7	6,75	47,8	6,09	13,05
$\text{Bi}_{80,8}\text{Sb}_{19,2}\text{Sn}_{0,02}$	40,0	9,88	66,67	—	—

E_g — ширина запрещенной зоны в точке L зоны Бриллюэна; m_c^* — циклотронная масса на дне зоны проводимости в единицах массы свободного электрона; m_0 — масса свободного электрона.

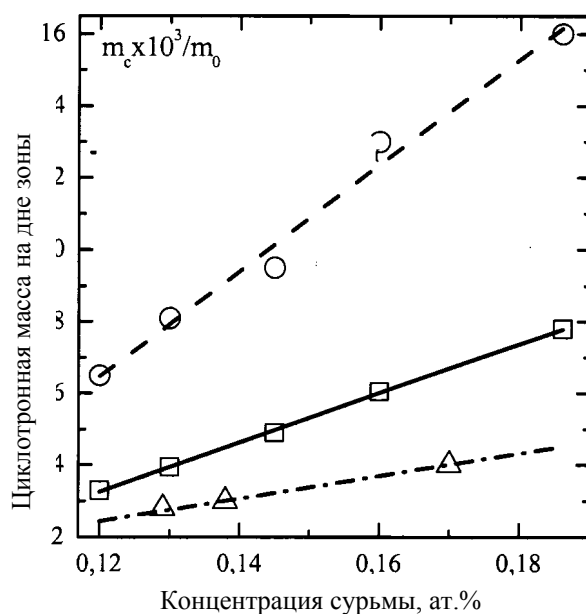


Рис. 11. Зависимость легкой и тяжелой бисекторных циклотронных масс на дне зоны от ширины запрещенной зоны для кристаллов полупроводниковых сплавов висмут-сурьма. Циклотронные массы приведены в единицах массы свободного электрона m_0 :

□ эксперимент, ○ эксперимент, — линейная регрессия,
 - - - - - линейная регрессия, △ [4], - · - · - · линейная регрессия

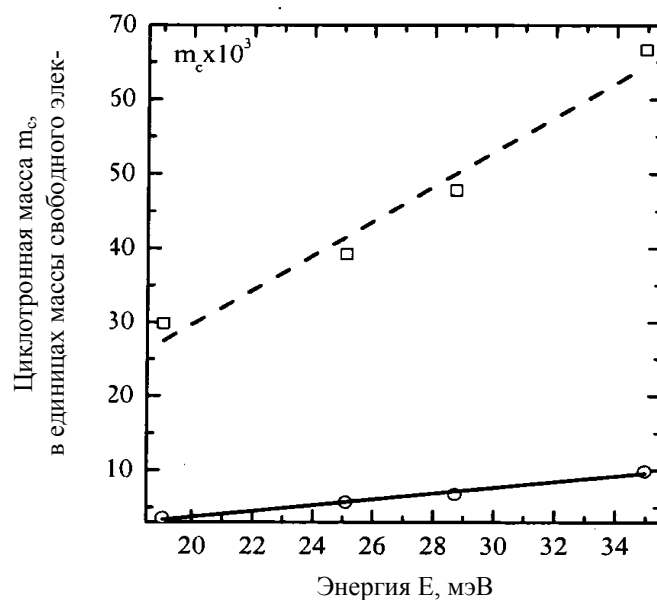


Рис. 12. Зависимость легкой и тяжелой бинарных циклотронных масс на дне зоны от ширины запрещенной зоны для кристаллов полупроводниковых сплавов висмут-сурьма:

— линейная регрессия, - - - - - линейная регрессия,
 ○ эксперимент, □ эксперимент

Если предположить, что магнитооптическая структура в ультраквантовой области магнитных полей для кристаллов висмут-сурьма соответствует висмуту [1], то отличие от висмута в ориентации, когда вектор индукции магнитного поля направлен вдоль биссекторной оси (рис. 9), заключается в отсутствии особенности, за которую ответственен межзонный запрещенный переход. Это позволяет заключить следующее: либо интенсивность его мала по сравнению с разрешенными переходами, либо разрешенные и запрещенные переходы происходят в одних и тех же магнитных полях. Первое происходит в том случае, когда минимум зоны проводимости расположен в больших магнитных полях по сравнению с положением соответствующего запрещенного перехода. Второе реализуется, когда спиновое расщепление уровней Ландау равно нулю. Моделирование формы экспериментальной линии показало, что имеют место и первый, и второй случаи совместно для легких биссекторных электронов. В табл. 3 приведены параметры электронного энергетического спектра модифицированной модели Бараффа [3], определяющие энергетическое положение уровней Ландау в магнитном поле, полученные в настоящей работе в результате подгонки расчетной формы линии к экспериментальной. Легко увидеть, что спиновое расщепление уровней Ландау для легких биссекторных электронов G [1] равно нулю.

Таблица 3

Параметры модифицированного спектра Бараффа для кристалла $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$

Параметры	Легкие биссекторные электроны	Тяжелые биссекторные электроны	Легкие бинарные электроны	Тяжелые бинарные электроны
G	0,0	$-4,0 \times 10^{-3}$	$6,4 \times 10^{-3}$	—
b_1^c	$3,14 \times 10^{-3}$	$1,6 \times 10^{-2}$	$9,9 \times 10^{-3}$	—
l_3^c	$-3,14 \times 10^{-3}$	$-2,0 \times 10^{-2}$	$-3,5 \times 10^{-3}$	—
$ L_{\perp} ^2$	$7,5 \times 10^{-3}$	$4,9 \times 10^{-2}$	$1,1 \times 10^{-2}$	—
Q	$1,01 \times 10^{-3}$	$1,0 \times 10^{-3}$	$1,0 \times 10^{-3}$	—
m_c^*	$2,15 \times 10^{-3}$	$4,0 \times 10^{-3}$	$2,58 \times 10^{-3}$	$3,0 \times 10^{-2}$
E_g	19,04	19,04	19,04	19,04

m_c^* — циклотронная масса на дне зоны проводимости в единицах массы свободного электрона; G — параметр модифицированной модели Бараффа, характеризующий спиновое расщепление уровней Ландау с $j > 0$; b_1^c , l_3^c , $|L_{\perp}|^2$; Q — параметры, характеризующие энергетическое положение уровней Ландау валентной зоны и зоны проводимости с $j = 0$.

На рис. 13 приведено энергетическое положение нижнего уровня Ландау зоны проводимости в зависимости от величины магнитного поля при различных значениях безразмерного волнового вектора ξ вдоль направления вектора индукции внешнего магнитного поля [1], рассчитанное для параметров, приведенных в табл. 3.

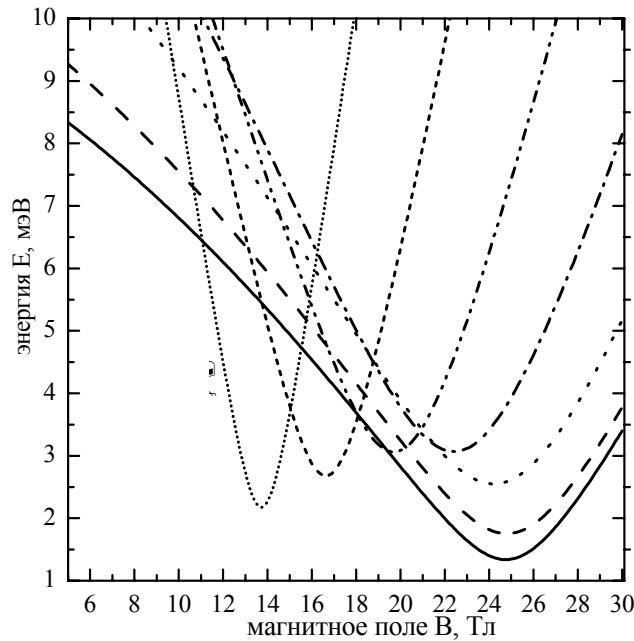


Рис. 13. Зависимость энергетического положения нижнего уровня Ландау зоны проводимости от величины магнитного поля для легких бисекторных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора ξ

— $\xi = 0$; - - - $\xi = 0,5$; $\xi = 1,0$; - · - · - $\xi = 1,5$;
 - · - · - $\xi = 2,0$; - - - $\xi = 2,5$; ······ $\xi = 3,0$

Безразмерный, приведенный, волновой вектор определен как

$$\xi = \frac{\hbar \cdot k_3}{\left(\frac{E_g}{2} \cdot m_B^*\right)^{1/2}}, \quad (1)$$

где $m_B^* = (\vec{h} \cdot \hat{m}^* \cdot \vec{h}) \cdot m_o$ — эффективная масса носителей заряда вдоль направления вектора магнитной индукции; m_o — масса свободного электрона; \hat{m}^* —

тензор эффективных масс L — электронов висмута; $\hat{m}^* = \begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & m_4 \\ 0 & m_4 & m_3 \end{pmatrix}$ —

ось 1 направлена вдоль бинарной оси, 2 — вдоль бисекторной, 3 — вдоль тригональной; \vec{h} — единичный вектор вдоль направления вектора индукции магнитного поля; k_3 — компонента волнового вектора вдоль направления вектора индукции магнитного поля.

Минимум зоны проводимости в точке L зоны Бриллюэна в зависимости от магнитного поля соответствует $B = 25$ Тл. Таким образом, в данном случае для легких бисекторных электронов реализуется случай «нормальной» магнитооптической структуры [3], так как особенности, происходящие от оптических переходов легких бисекторных электронов, располагаются в полях до $B = 20$ Тл. Этот вывод подтверждается прямым расчетом действительной и

мнимой частей компонент тензора высокочастотной удельной электропроводности $\hat{\sigma}$ при различных значениях приведенного волнового вектора ξ (см. рис. 14 для разрешенного межзонного перехода).

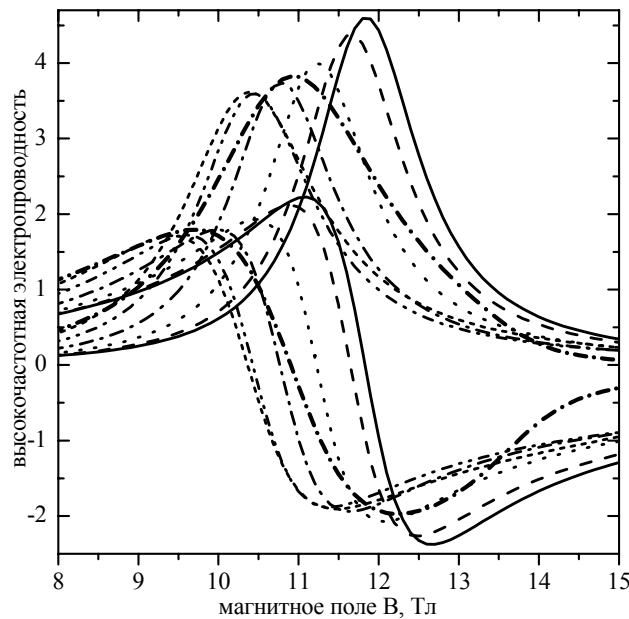


Рис. 14. Зависимость действительной и мнимой частей высокочастотной комплексной электропроводности σ (с^{-1}) от величины магнитного поля, рассчитанная для разрешенного межзонного перехода для легких бисекторных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора ξ :

— $\xi = 0$; - - - $\xi = 0,5$; $\xi = 1,0$; - · - · - $\xi = 1,5$;
 - · - · - $\xi = 2,0$; ····· $\xi = 2,5$; - · - · - $\xi = 3,0$

Сравнение положений в магнитном поле максимума при $B = 11,5$ Тл на рис. 9 и наиболее интенсивной структуры на рис. 14 позволяет сделать вывод о том, что в этих магнитных полях наблюдается разрешенный межзонный переход для легких бисекторных электронов. Резонансное значение магнитного поля для разрешенного межзонного перехода легких бисекторных электронов подтверждает сделанный ранее вывод.

Так как спиновое расщепление уровней Ландау равно нулю, то соответствующие разрешенные и запрещенные переходы происходят в одних тех же магнитных полях. Однако интенсивности запрещенных переходов значительно уступают интенсивностям разрешенных переходов, что легко увидеть, сравнивая рис. 14 и рис. 15 для межзонных переходов. Аналогичная картина наблюдается для внутризонных переходов. Поэтому структуры с резкими максимумами в магнитных полях с $B = 12$ Тл и с $B = 15$ Тл (см. рис. 9) интерпретируются как разрешенные межзонный и внутризонный переходы легких бисекторных электронов.

Для однозначной идентификации особенностей в магнитооптическом спектре кристалла $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ был предпринят расчет формы линии магнитооптического эксперимента в отсутствие того или иного оптического перехода (см. рис. 16). Экспериментальный спектр представлен на этом рисунке сплошной линией и сдвинут вниз относительно своего действительного положения. Расчет, проведенный по полному алгоритму, представлен штрихо-

вой линией с интегрированием по волновому вектору до $\xi = 3,0$ и штриховой линией с короткими штрихами с интегрированием по волновому вектору до $\xi=2,5$. Экспериментальный спектр сдвинут вниз до совпадения с расчетным спектром с интегрированием по волновому вектору до $\xi = 2,5$ в районе $B = 13$ Тл.

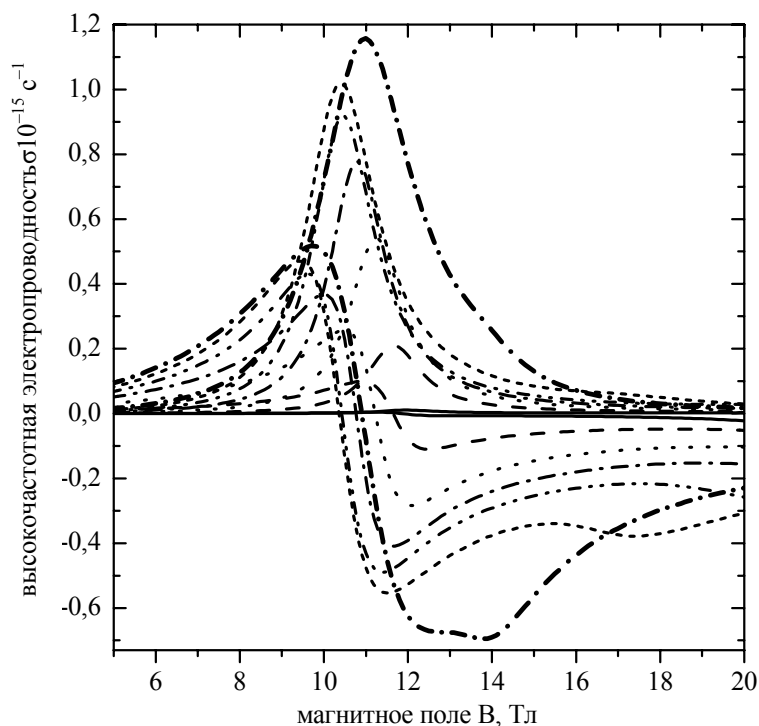


Рис. 15. Зависимость действительной и мнимой частей высокочастотной комплексной электропроводности σ (c^{-1}) от величины магнитного поля, рассчитанная для запрещенного межзонного перехода для легких бисекторных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора ξ :

— $\xi = 0$; - - - $\xi = 0,5$; $\xi = 1,0$; - · - · - $\xi = 1,5$;
 - · - · - $\xi = 2,0$; ····· $\xi = 2,5$; — · — $\xi = 3,0$

Сравнение магнитооптических спектров, рассчитанных без разрешенного межзонного и без запрещенного межзонного переходов, позволяют сделать вывод о том, что в районе $B = 10-12$ Тл наблюдается межзонный разрешенный переход для легких бисекторных электронов.

Сравнение интенсивностей магнитооптических спектров в области магнитных полей $B = 16-18$ Тл, рассчитанных без запрещенного межзонного перехода и без запрещенного внутризонного перехода для тяжелых бисекторных электронов, позволяет сделать заключение о том, что особенность формируется запрещенным межзонным переходом тяжелых бисекторных электронов.

Наконец, сравнение интенсивностей магнитооптических особенностей в области магнитных полей $B = 14-15$ Тл для магнитооптических спектров, рассчитанных без разрешенного внутризонного перехода и без запрещенного внутризонного перехода, показывает, что более 90% вклада в эту особенность вносит внутризонный разрешенный переход.

тегрирования от $\xi = 3,0$ до $\xi = 2,5$ (см. рис. 16). Изменение пределов интегрирования приводит к отсутствию интенсивных особенностей во внутризонном разрешенном переходе и во внутризонном запрещенном переходе в магнитных полях $B = 13\text{--}14$ Тл. Это приводит к тому, что расчетная и экспериментальная зависимости практически совпадают.

Обращают на себя самое пристальное внимание полученные зависимости энергетического положения уровней Ландау с $j = 0$ от величины магнитного поля (см. рис. 13). Минимум зоны проводимости достигается при $B = 24,5$ Тл для $\xi = 0$ и имеет значение $E = 1,34$ мэВ, затем при увеличении ξ до величины $1,7$ мэВ достигает максимального значения при $B = 21,4$ Тл $E = 3,13$ мэВ, а затем убывает с дальнейшим увеличением ξ . Аналогичная картина наблюдается и для тяжелых бисекторных электронов (рис. 17). Для $\xi = 0$ минимум зоны

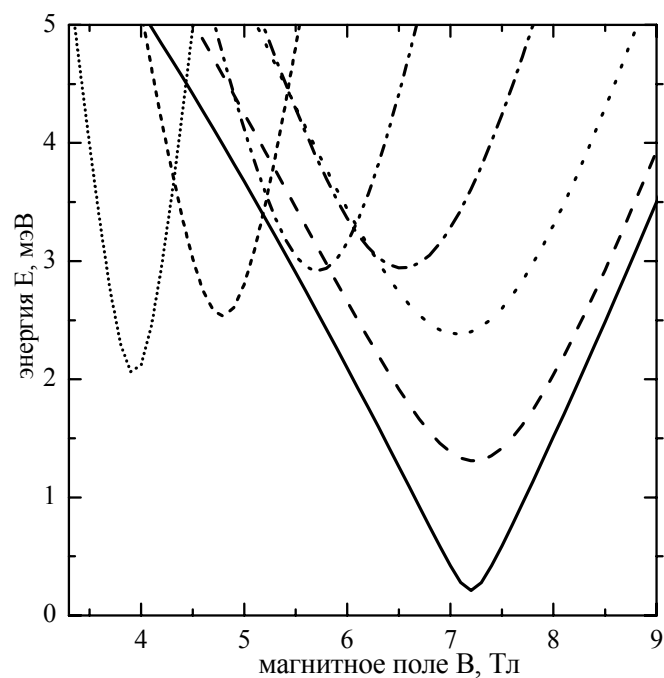


Рис. 17. Зависимость энергетического положения нижнего уровня Ландау зоны проводимости от величины магнитного поля для тяжелых бисекторных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора ξ :

— $\xi = 0$; - - - $\xi = 0,5$; $\xi = 1,0$; - · - · - $\xi = 1,5$;
 - · · - $\xi = 2,0$; ····· $\xi = 2,5$; ······· $\xi = 3,0$

проводимости достигается при $B=7,2$ Тл и имеет величину $E = 0,21$ мэВ. Так же, как и для легких бисекторных электронов, при $\xi = 1,7$ достигается максимальное значение при $B = 6,2$ $E = 2,99$ мэВ, а затем убывает с дальнейшим увеличением ξ . Более того, такая же зависимость наблюдалась и для случая, когда вектор индукции магнитного поля был направлен вдоль бинарной оси (рис. 18). Подобная картина зависимости энергетического положения уровней Ландау с $j = 0$ от величины магнитного поля при различных значениях безразмерного волнового вектора ξ не наблюдалась для кристаллов висмута [1] и сплавов висмут-сурьма с содержанием сурьмы до 5 ат.%. Представляется ве-

роютным, что такая зависимость энергетического минимума зоны проводимости и, следовательно, ширины запрещенной зоны, определяется наличием седловой точки, обнаруженной в работах [2] (рис. 8). Причем появление седловой точки в спектре наблюдается уже при концентрациях сурьмы в 12 ат.% в кристаллах висмут-сурьма.

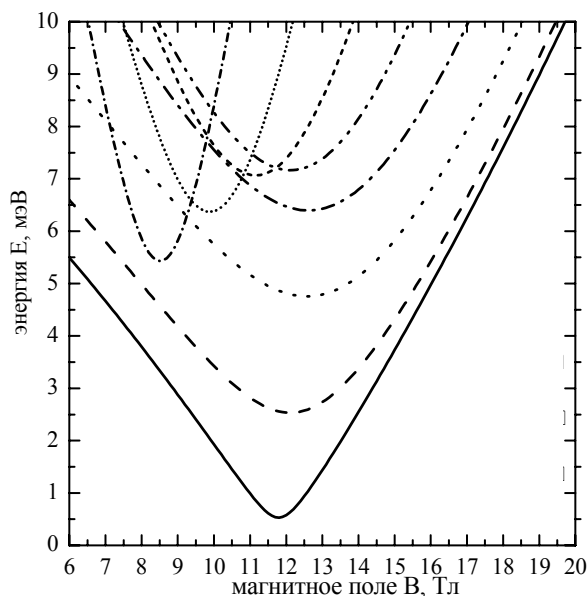


Рис. 18. Зависимость энергетического положения нижнего уровня Ландау зоны проводимости от величины магнитного поля для легких бинарных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора ξ :

— $\xi = 0$; - - - $\xi = 0,5$; $\xi = 1,0$; - · - · - $\xi = 1,5$;
 ····· $\xi = 2,0$; ······ $\xi = 2,5$; ········ $\xi = 3,0$; — · — $\xi = 3,5$

В ориентации, когда вектор индукции магнитного поля был направлен вдоль бинарной оси, впервые в магнитооптическом эксперименте обнаружены магнитооптические осцилляции в кристаллах висмут-сурьма, происходящие от межзонных переходов на уровнях Ландау валентной зоны и зоны проводимости (см. рис. 2 и 10) тяжелых бинарных электронов. Наблюдается линейная зависимость циклотронных масс тяжелых бинарных электронов от концентрации сурьмы в кристаллах висмут-сурьма, характерная для всех групп носителей заряда, исследованных в данной работе.

Таким образом, в результате экспериментального исследования магнитооптических спектров кристаллов висмут-сурьма и их компьютерного моделирования на основе известных моделей электронного энергетического спектра и квантовой теории межзонных переходов на уровнях Ландау получена новая количественная информация о параметрах электронного энергетического спектра кристаллов системы висмут-сурьма, закономерностях его изменения в квантующем магнитном поле, а также о закономерностях оптических кантовых переходов на уровнях Ландау при $T = 80$ К, в условиях существенной роли электрон-фононного взаимодействия.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. *Грабов В. М., Кондаков О. В.* Межзонные и внутризонные магнитооптические переходы электронов в кристаллах висмута // Известия РГПУ им. А.И. Герцена. 2002. № 2(4). С. 56–71.
2. *Ахмедов С. Ш., Каширин К. И., Миронова Г. А., Судакова М. В., Пономарев Я. Г.* Энергетический спектр электронов в сплавах Bi_{1-x}Sb_x // Деп. в ВИНТИ. 1987. № 8735–B874.
3. *Vecchi M. P., Pereira J. R., Dresselhaus M. S.* Anomalies in the Magnetoreflexion Spectrum of Bismuth in the Low-Quantum-Number Limit // Phys. Rev. B. 1976. V. 4. № 2. P. 298–317.
4. *Oelgart G., Herrmann R.* Cyclotron Masses in Semiconducting Bi_{1-x}Sb_x Alloys // Phys. Stat. Sol. (b) V. 75. № 189, 1976. P. 189–196.

V. Grabov, O. Kondakov, V. Tokarev

DEFINITION OF PARAMETERS OF AN ELECTRONIC ENERGY SPECTRUM OF BISMUTH-ANTIMONY CRYSTALS BY A MAGNETO-OPTICAL METHOD

The results of experimental research of magneto-optical spectrums conditioned by interactions of 10,6-micron wavelength laser radiation with bismuth-antimony crystals in quantizing impulse magnetic field at the temperature of 80 K are represented. Observable features of spectrums are interpreted as a manifestation of transitions of charge carriers at Landau levels of a valence band and conduction band. As a result of computer simulation on the basis of known models of an electronic energy spectrum and quantum theory of interband transitions at Landau levels, new quantitative information on parameters of an electronic energy spectrum of the bismuth-antimony crystals, on legitimacies of its change within a quantizing magnetic field, and about nature of quantum optical transitions at Landau levels at $T = 80$ K, under the conditions of an essential role of electron-phonon interaction, is obtained.