

УДК 539.2+539.24.27

Б. Е. Винтайкин, О. В. Кондаков,  
О. Б. Гладких

## ОБНАРУЖЕНИЕ СЕДЛОВОЙ ТОЧКИ В ЭЛЕКТРОННОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ СПЛАВОВ ВИСМУТ–СУРЬМА МАГНИТООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

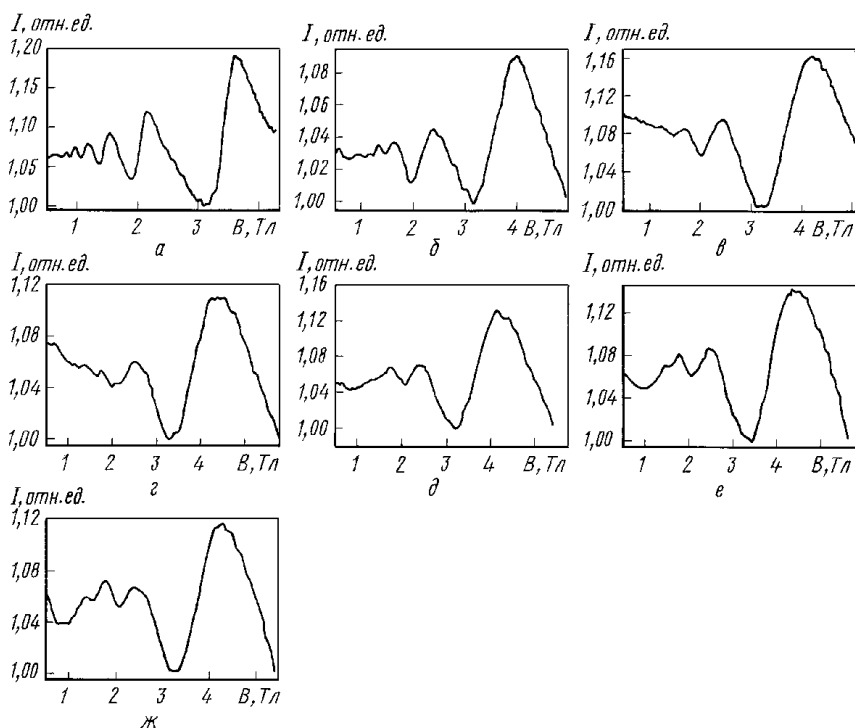
*Представлены результаты исследования магнитооптического эффекта в сплавах висмут–сурьма, заключающегося в регистрации осцилляций пропускания планарного волновода, помещенного в магнитное поле. Численным расчетом проведено моделирование магнитооптических спектров в рамках модифицированной модели Барраффа, и определен полный набор параметров электронного энергетического спектра висмута в приближении тензора эффективных масс. Обнаружена седловая точка в электронном энергетическом спектре сплавов висмут–сурьма при концентрациях сурьмы от 12 до 20 ат. %.*

Магнитооптическое исследование висмута позволяет наиболее точно определять параметры электронного энергетического спектра в широком диапазоне температур при различных кристаллографических направлениях [1]. Аналогичные задачи при исследовании сплавов висмут–сурьма представляют большой интерес вследствие активного использования этих сплавов в разнообразных термоэлектрических устройствах.

Настоящее исследование проводилось с использованием сплавов висмут–сурьма с содержанием сурьмы от 12 до 20 ат. % (наблюдалось полупроводниковое состояние этих сплавов [2]).

Методика настоящего эксперимента аналогична той, которая использовалась в работе [1] при исследовании висмута магнитооптическим методом. Магнитооптические спектры получены при ориентациях, когда вектор индукции магнитного поля был направлен вдоль бинарной и биссекторной оси в магнитных полях с индукцией до  $B = 22$  Тл.

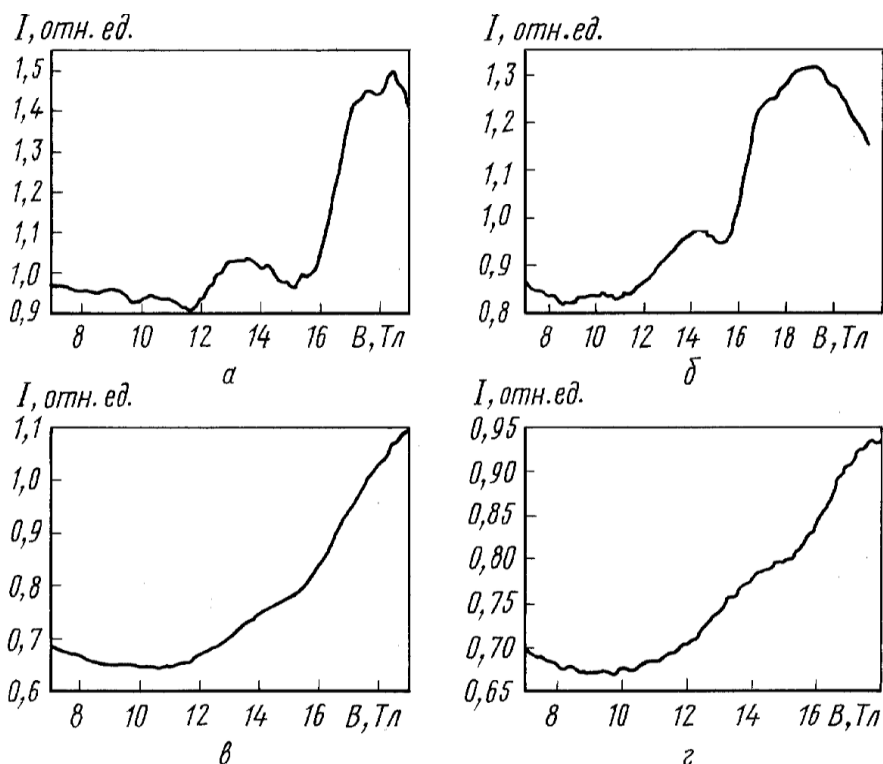
**Экспериментальные результаты.** При ориентации, в которой вектор индукции магнитного поля направлен вдоль бинарной оси, исследовались сплавы  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ ,  $\text{Bi}_{86,5}\text{Sb}_{13,5}\text{Sn}_{0,004}$ ,  $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$ ,  $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$ ,  $\text{Bi}_{83}\text{Sb}_{17}\text{Sn}_1$ ,  $\text{Bi}_{81,9}\text{Sb}_{18,1}\text{Sn}_{0,02}$ ,  $\text{Bi}_{80,8}\text{Sb}_{19,2}\text{Sn}_{0,02}$ . На рис. 1 приведены экспериментальные магнитооптические спектры, отражающие межзонные переходы электронов на уровнях Ландау валентной зоны и зоны проводимости. Интенсивность  $I$  магнитооптических осцилляций немонотонно убывала при увеличении концентрации сурь-



**Рис. 1.** Экспериментальные магнитооптические спектры для ориентации, при которой вектор индукции магнитного поля направлен вдоль бинарной оси: *а* —  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ , *б* —  $\text{Bi}_{86,5}\text{Sb}_{13,5}\text{Sn}_{0,004}$ , *в* —  $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$ , *г* —  $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$ , *д* —  $\text{Bi}_{83}\text{Sb}_{17}\text{Sn}_1$ , *е* —  $\text{Bi}_{81,9}\text{Sb}_{18,1}\text{Sn}_{0,02}$ , *ж* —  $\text{Bi}_{80,8}\text{Sb}_{19,2}\text{Sn}_{0,02}$

мы в сплавах висмут–сурьма. Это связано, во-первых, с различным качеством кристаллов, а во-вторых, с различным содержанием олова в сплаве. И первое, и второе приводит к увеличению рассеяния излучения, что проявляется в уменьшении времени релаксации и уменьшении амплитуды и ширины магнитооптических особенностей.

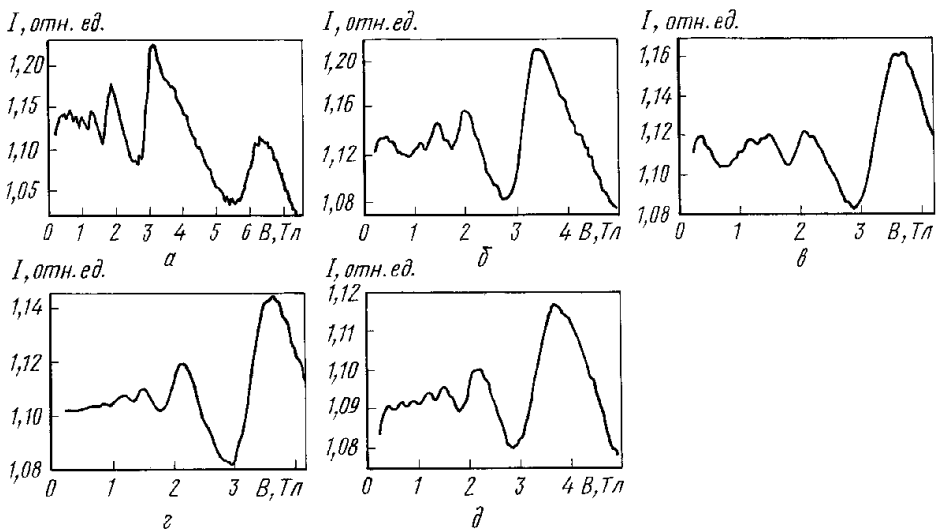
На рис. 2 приведены магнитооптические спектры, отражающие межзонные и внутризонные переходы электронов с участием уровней Ландау со значением  $j = 0$ ; здесь  $j = n + (1/2) - S$  — главное квантовое число,  $S = \pm(1/2)$  — спин электрона,  $n = 0, 1, 2, \dots$  — орбитальное квантовое число. В магнитооптических спектрах сплавов  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ ,  $\text{Bi}_{87}\text{Sb}_{13}\text{Sn}_{0,02}$ ,  $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$ ,  $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$  отсутствует особенность при  $B = 13$  Тл, наблюдаемая в висмуте [1] и идентифицируемая как запрещенный внутризонный переход. Следует отметить, что особенности, характерные для одного из сплавов, характерны и для других. Действительно, концентрации сурьмы в исследуемых кристаллах отличаются незначительно, поэтому сходство спектров является ожидаемым.



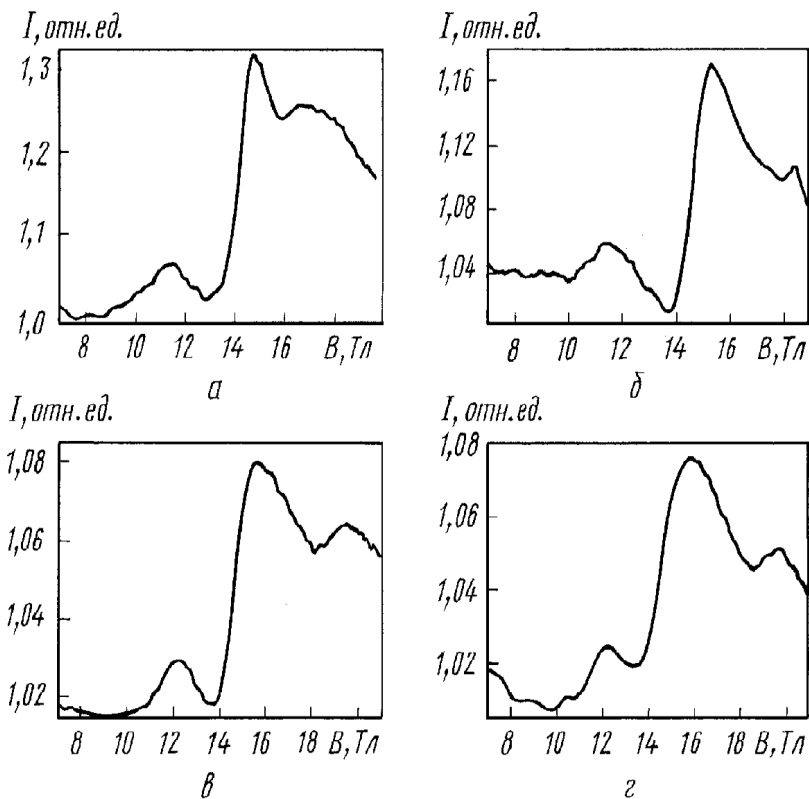
**Рис. 2.** Экспериментальные магнитооптические спектры для ориентации, при которой вектор индукции магнитного поля направлен вдоль бинарной оси: *a* —  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ , *б* —  $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$ , *в* —  $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$ , *г* —  $\text{Bi}_{80,8}\text{Sb}_{19,2}\text{Sn}_{0,02}$

Магнитооптические осцилляции в области межзонных переходов, полученные для ориентации, когда вектор индукции магнитного поля 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 при различных ориентациях (рис. 5) относительно вектора индукции магнитного поля, однако различий не было обнаружено.

**Обсуждение результатов.** Анализ результатов магнитооптического эксперимента проводился методом моделирования формы экспериментальной линии [1] в рамках модифицированной модели Бараффа [3]. Максимумы магнитооптических осцилляций (см. рис. 1 и 3) в области межзонных переходов расположены периодически в обратном магнитном поле. Это хорошо видно на рис. 6, на котором приведены экспериментальные и расчетные кривые для образца  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ , построенные для зависимости интенсивности *I* от обратного магнитного поля.



**Рис. 3.** Экспериментальные магнитооптические спектры для ориентации, при которой вектор индукции магнитного поля направлен вдоль биссекторной оси: *а* —  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ , *б* —  $\text{Bi}_{87}\text{Sb}_{13}\text{Sn}_{0,02}$ , *в* —  $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$ , *г* —  $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$ , *д* —  $\text{Bi}_{81,4}\text{Sb}_{18,6}\text{Sn}_{0,02}$



**Рис. 4.** Экспериментальные магнитооптические спектры для ориентации, при которой вектор индукции магнитного поля направлен вдоль биссекторной оси: *а* —  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ , *б* —  $\text{Bi}_{87}\text{Sb}_{13}\text{Sn}_{0,02}$ , *в* —  $\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$ , *г* —  $\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$

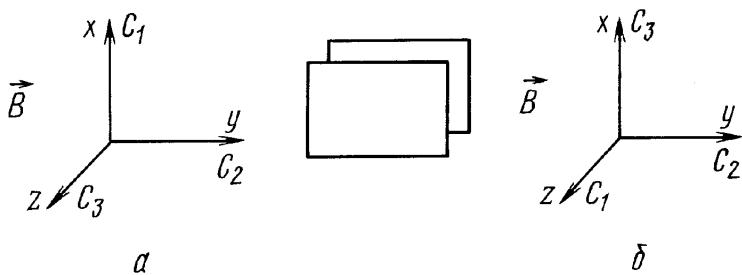


Рис. 5. Ориентации симметричной полосковой линии относительно направления вектора индукции магнитного поля

Периодичность расположения максимумов в обратном магнитном поле позволила сделать вывод о том, что экспериментально наблюдаются магнитооптические осцилляции, являющиеся следствием межзонных переходов электронов на уровнях Ландау валентной зоны и зоны проводимости.

Значения параметра  $E_g/m_c^*$  для исследованных полупроводниковых сплавов висмут–сурьма, полученные в результате расчета формы линии магнитооптических спектров, представлены в табл. 1.

Из рис. 6 и 7 видно, что точность приближения расчетных магнито-

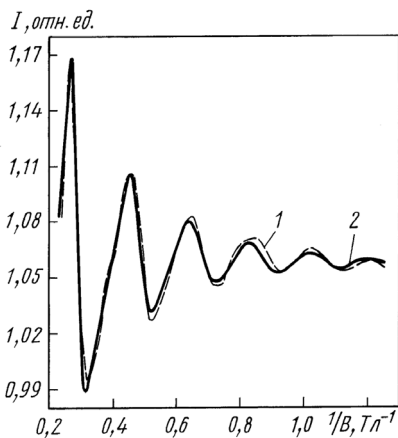


Рис. 6. Линии межзонных оптических переходов для сплава  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$  при ориентации, когда вектор индукции внешнего магнитного поля параллелен бинарной оси:

1 — экспериментальные данные; 2 — расчетные данные; спектр является результатом усреднения 42 измерений

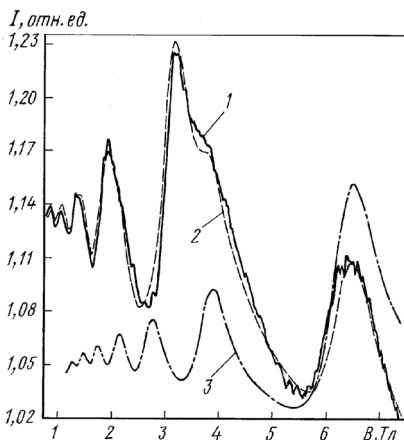


Рис. 7. Линии межзонных оптических переходов для сплава  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$  при ориентации, когда вектор индукции внешнего магнитного поля параллелен бисекторной оси:

1 — экспериментальные данные; 2 — расчетные данные; 3 — расчетные данные для тяжелых бисекторных электронов; спектр является результатом усреднения 23 измерений

**Параметр  $E_g/m_c^*$  электронного энергетического спектра 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
$\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$	5,36	0,64	5,77	2,93
$\text{Bi}_{87}\text{Sb}_{13}\text{Sn}_{0,02}$	–	–	5,43	2,64
$\text{Bi}_{86,5}\text{Sb}_{13,5}\text{Sn}_{0,004}$	4,72	–	–	–
$\text{Bi}_{85,5}\text{Sb}_{14,5}\text{Sn}_{0,02}$	4,40	0,64	5,10	2,64
$\text{Bi}_{84}\text{Sb}_{16}\text{Sn}_{0,02}$	4,25	0,60	4,71	2,20
$\text{Bi}_{83}\text{Sb}_{17}\text{Sn}_1$	4,79	–	–	–
$\text{Bi}_{81,9}\text{Sb}_{18,1}\text{Sn}_{0,02}$	4,02	–	–	–
$\text{Bi}_{81,4}\text{Sb}_{18,6}\text{Sn}_{0,01}$	–	–	4,48	2,19
$\text{Bi}_{80,8}\text{Sb}_{19,2}\text{Sn}_{0,02}$	4,05	0,60	–	–

Примечание:  $E_g$  — 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.

оптических спектров к экспериментальным достаточно высокая. Следует отметить, что совпадение положений в магнитном поле расчетных и экспериментальных максимумов магнитооптических осцилляций для сплавов висмут–сурьма более точное по сравнению со случаем висмута [1]. При этом экспериментальные данные тем точнее описываются моделированием формы линии, чем более интенсивные магнитооптические осцилляции наблюдаются. Объясняется это тем, что в соответствии с представлениями о перестройке зонной структуры сплавов висмут–сурьма при увеличении концентрации сурьмы увеличивается ширина запрещенной зоны (рис. 8) в исследуемом диапазоне сплавов висмут–сурьма. Тем самым, следует ожидать, что электронный энергетический спектр при увеличении ширины запрещенной зоны будет в большей степени соответствовать двухзонной модели. Именно этим

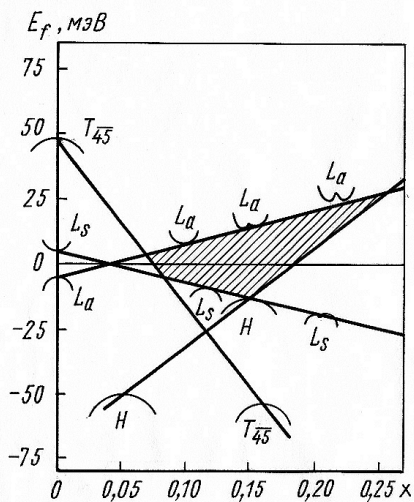


Рис. 8. Диаграмма перестройки зонной структуры сплавов  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  с возрастанием концентрации  $x$  [2]

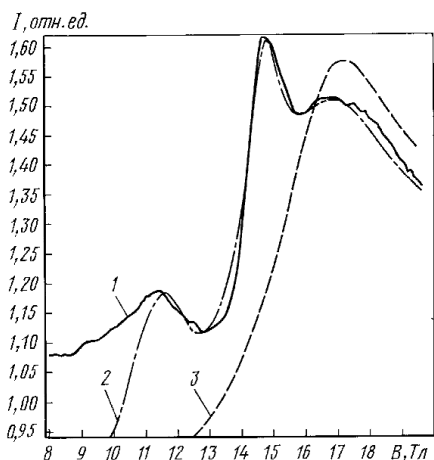


Рис. 9. Экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента пропускания полосковой линии от индукции магнитного поля для сплава  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ :

1 — экспериментальные данные; 2 — расчетные данные; 3 — расчетные данные для тяжелых бисекторных электронов; спектр является результатом усреднения двух измерений

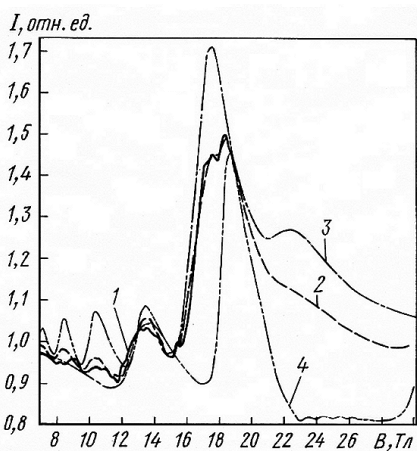


Рис. 10. Экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента пропускания полосковой линии от индукции магнитного поля для сплава  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ :

1 — экспериментальные данные; 2 — расчетные данные; 3 — расчетные данные для легких бинарных электронов; 4 — расчетные данные для тяжелых бинарных электронов; спектр является результатом усреднения четырех измерений

объясняется более точное совпадение положений в магнитном поле расчетных и экспериментальных максимумов магнитооптических осцилляций для сплавов висмут-сурьма по сравнению со случаем висмута.

На рис. 9 и 10 приведены экспериментальные и расчетные результаты для сплава  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$  для случая, 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 для  $T = 4,2$  К при исследованиях осцилляций Шубникова–Де-Гааза (см. рис. 8) [2]. В работе [1] показано, что ширина запрещенной зоны при  $T = 77$  К для висмута имеет значение 10 мэВ и совпадает с результатами, полученными в работе [2]. Таким образом, в висмуте и в сплавах висмут–сурьма при различных концентрациях сурьмы найденные значения ширины запрещенной зоны при температуре кипения жидкого азота совпадают с соответствующей величиной при температуре кипения жидкого гелия и линейно зависят от концентрации сурьмы в сплавах висмут–сурьма.

Таблица 2

**Параметр  $m_c^*$  электронного энергетического спектра 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	–	–

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

По отношению ширины запрещенной зоны к циклотронной массе на дне зоны  $E_g/m_c^*$  и величинам  $E_g$ , полученным из анализа межзонных переходов электронов на уровнях Ландау валентной зоны и зоны проводимости, определены циклотронные массы всех наблюдавшихся экспериментально групп носителей заряда (см. табл. 2). Было выяснено, что циклотронные массы линейно возрастают с увеличением концентрации сурьмы в сплавах висмут–сурьма и ширины запрещенной зоны (рис. 11 и 12). Линейное возрастание циклотронных масс на дне зоны проводимости при температуре кипения жидкого гелия рассмотрено также в работе [4] (см. рис. 8). Однако в работе [4] линейная за-



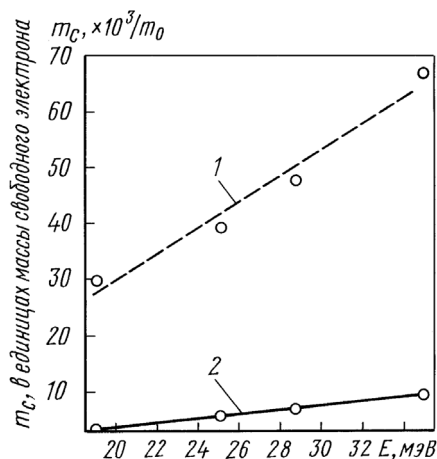
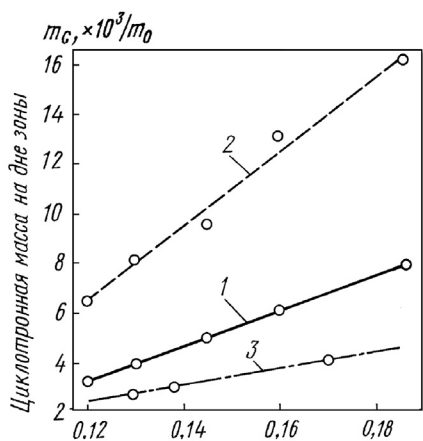


Рис. 11. Зависимость легкой и тяжелой бисекторных циклотронных масс на дне зоны от ширины запрещенной зоны для полупроводниковых сплавов висмут–сурьма (циклотронные массы приведены в единицах массы свободного электрона  $m_0$ ): 1–3 — линейная регрессия, о — экспериментальные данные.

Рис. 12. Зависимость легкой и тяжелой бинарных циклотронных масс на дне зоны от ширины запрещенной зоны для полупроводниковых сплавов висмут–сурьма (циклотронные массы приведены в единицах массы свободного электрона  $m_0$ ): 1, 2 — линейная регрессия, о — экспериментальные данные

висимость зафиксирована только для легких бисекторных электронов. Для других групп носителей наблюдалось более быстрое возрастание циклотронных масс на дне зоны при увеличении концентрации сурьмы в сплавах висмут–сурьма. Это связывалось с изменением анизотропии изоэнергетических поверхностей при изменении содержания сурьмы в сплавах.

Если предположить, что магнитооптическая структура в ультраквантовой области магнитных полей для сплавов висмут–сурьма соответствует висмуту [1], то отличие этой структуры от висмута при ориентации, когда вектор индукции магнитного поля направлен вдоль бисекторной оси (см. рис. 9), заключается в отсутствии особенности, которой соответствует межзонный запрещенный переход. Это позволяет заключить следующее: либо интенсивность этого перехода мала по сравнению с интенсивностью разрешенных переходов, либо разрешенные и запрещенные переходы происходят в одних и тех же магнитных полях. Первое справедливо, когда переходы, соответствующие минимальной энергии зоны проводимости, расположены в больших магнитных полях (по шкале магнитных полей) по сравнению с расположением соответствующего запрещенного перехода. Второе справедливо, когда спиновое расщепление уровней Ландау отсутствует. Моделирование

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

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

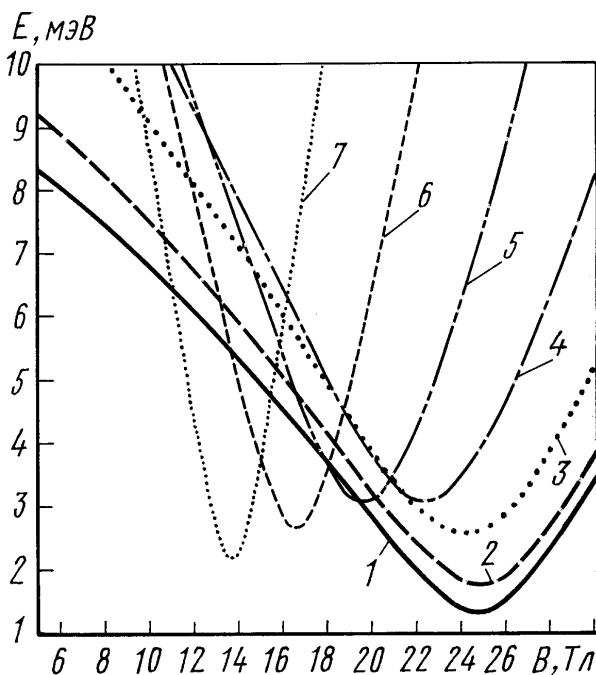
Примечание:  $m_c^*$  — циклотронная масса на дне зоны проводимости в единицах массы свободного электрона;  $G$  — параметр модифицированной модели Бараффа, характеризующий спиновое расщепление уровней Ландау со значением  $j > 0$ ;  $b_1^c$ ,  $l_3^c$ ,  $|L_{\perp}|^2$ ,  $Q$  — параметры, характеризующие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

формы экспериментальной линии показало, что для легких бисекторных электронов справедливо и то, и другое.

В табл. 3 приведены параметры электронного энергетического спектра модифицированной модели Бараффа, определяющие энергию уровней Ландау в магнитном поле и полученные в настоящей работе в результате оптимального подбора расчетной формы линии к экспериментальной. Легко видеть, что спиновое расщепление уровней Ландау для легких бисекторных  $G$ -электронов [1] отсутствует.

На рис. 13 приведена зависимость энергии нижнего уровня Ландау зоны проводимости от индукции магнитного поля при различных значениях безразмерного волнового вектора  $\xi$  вдоль направления вектора индукции внешнего магнитного поля [1], рассчитанная для параметров, приведенных в табл. 3:

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



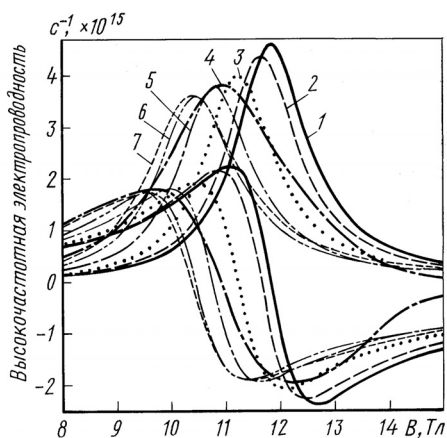
**Рис. 13.** Зависимость энергии нижнего уровня Ландау зоны проводимости от индукции магнитного поля для легких бисекторных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора  $\xi$ :  $\xi = 0$  (1); 0,5 (2); 1 (3); 1,5 (4); 2 (5); 2,5 (6); 3 (7)

где  $\hbar$  — постоянная Больцмана;  $k_3$  — компонента волнового вектора вдоль направления вектора индукции магнитного поля;  $m_B^* = (\vec{h} \cdot \hat{m}^* \cdot \vec{h}) \cdot m_0$  — эффективная масса носителей заряда вдоль направления вектора магнитной индукции;  $\vec{h}$  — единичный вектор вдоль направления вектора индукции магнитного поля;  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\hat{m}^*$  — тензор эффективных масс для  $L$ -электронов висмута,

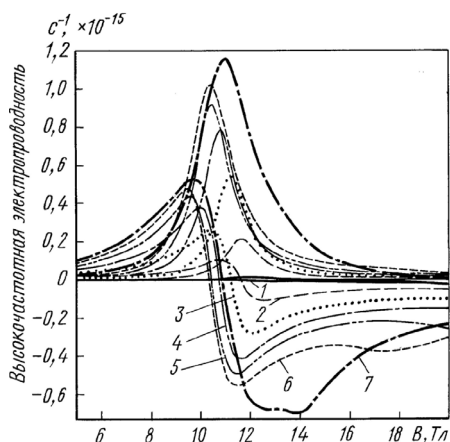
$$\hat{m}^* = \begin{pmatrix} m_{11} & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & m_{23} \\ 0 & m_{23} & m_{33} \end{pmatrix}$$

(ось  $C_1$  направлена вдоль бинарной оси,  $C_2$  — вдоль бисекторной,  $C_3$  — вдоль тригональной).

Переходы, отвечающие минимальной энергии зоны проводимости в точке  $L$  зоны Бриллюэна, соответствуют индукции  $B = 25$  Тл. Таким образом, в данном случае для легких бисекторных электронов реализуется “нормальная” магнитооптическая структура [3], так как особенности, соответствующие оптическим переходам легких бисекторных электронов, располагаются в полях с индукцией до  $B = 20$  Тл. Этот вывод подтверждается прямым расчетом действительной и мни-



**Рис. 14.** Зависимость действительной и мнимой частей высокочастотной комплексной электропроводности от индукции магнитного поля, рассчитанная для разрешенного межзонного перехода для легких бисекторных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора  $\xi$ :  $\xi = 0$  (1); 0,5 (2); 1 (3); 3 (4); 1,5 (5); 2 (6); 2,5 (7)



**Рис. 15.** Зависимость действительной и мнимой частей высокочастотной комплексной электропроводности от индукции магнитного поля, рассчитанная для запрещенного межзонного перехода для легких бисекторных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора  $\xi$ :  $\xi = 0$  (1); 0,5 (2); 1 (3); 1,5 (4); 2 (5); 2,5 (6); 3 (7)

мой частей компонент тензора  $\hat{\sigma}$  высокочастотной удельной электропроводности при различных значениях приведенного волнового вектора  $\xi$  (рис. 14).

Сравнение положений максимума зависимости коэффициента пропускания при  $B = 11,5$  Тл на рис. 9 и кривой 1 на рис. 14 позволяет сделать вывод о том, что в этих магнитных полях наблюдается разрешенный межзонный переход для легких бисекторных электронов. Резонансное значение индукции магнитного поля для разрешенного межзонного перехода легких бисекторных электронов подтверждает сделанный ранее вывод.

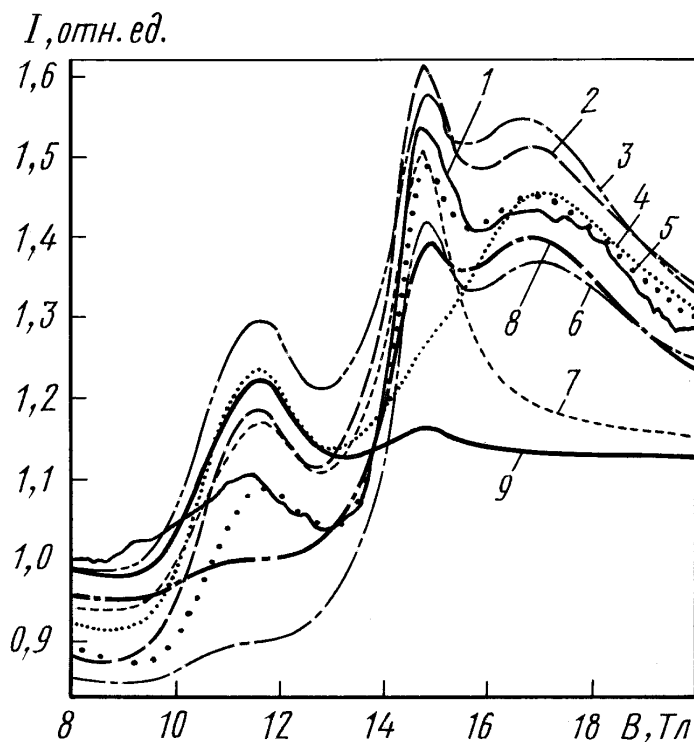
Поскольку спиновое расщепление уровней Ландау отсутствует, то соответствующие разрешенные и запрещенные переходы происходят в одних тех же магнитных полях. Однако интенсивности запрещенных переходов значительно уступают интенсивностям разрешенных переходов, что легко увидеть, сравнивая рис. 14 и 15.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

Для однозначной идентификации особенностей в магнитооптическом спектре сплава  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$  проведен расчет формы линии

спектра магнитооптического эксперимента при отсутствии того или иного оптического перехода (рис. 16). Экспериментальный спектр на этом рисунке (кривая 1) сдвинут вниз относительно своего действительного положения. Расчет, проведенный по полному алгоритму, представлен кривой 2 для случая интегрирования по волновому вектору до  $\xi = 3$  и кривой 5 для случая интегрирования по волновому вектору до  $\xi = 2,5$ . Экспериментальный спектр сдвинут вниз до совпадения с расчетным спектром для случая интегрирования по волновому вектору до  $\xi = 2,5$  при  $B = 13$  Тл.

Сравнение магнитооптических спектров 6 и 7 на рис. 16 позволяет сделать вывод о том, что при  $B = 10 \dots 12$  Тл наблюдается межзонный разрешенный переход для легких бисекторных электронов.

Сравнение интенсивностей магнитооптических спектров 3 и 7 при  $B = 16 \dots 18$  Тл для тяжелых бисекторных электронов позволяет заключить, что особенность формируется запрещенным межзонным пе-



**Рис. 16.** Экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента пропускания полосковой линии от индукции магнитного поля для сплава  $\text{Bi}_{88}\text{Sb}_{12}\text{Sn}_{0,005}$ : 1 — экспериментальные данные; 2 — расчетные данные; 3 — при отсутствии запрещенного внутризонного перехода; 4 — при отсутствии разрешенного внутризонного перехода; 5 — при  $\xi = 2,5$ ; 6 — при отсутствии разрешенного межзонного перехода; 7 — при отсутствии запрещенного межзонного перехода; 8 — при отсутствии разрешенного межзонного и запрещенного внутризонного переходов; 9 — при отсутствии разрешенного внутризонного и запрещенного межзонного переходов

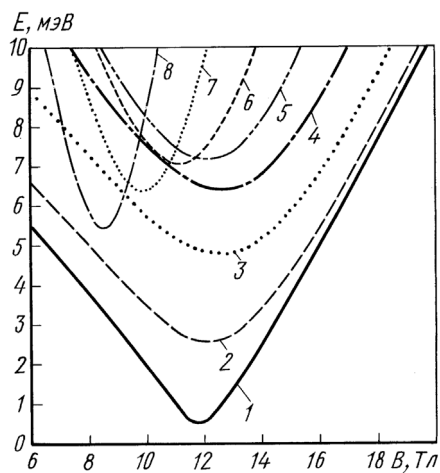
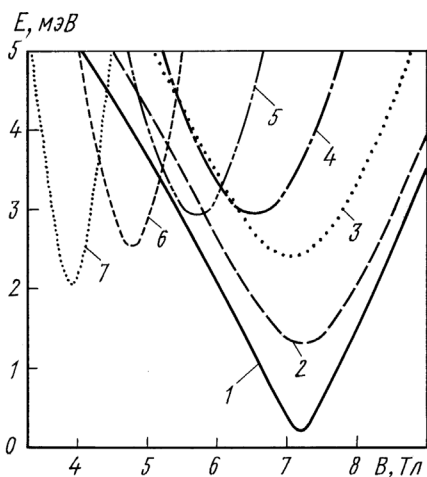
реходом тяжелых биссекторных электронов.

Наконец, сравнение интенсивностей магнитооптических особенностей при  $B = 14 \dots 15$  Тл для магнитооптических спектров 3 и 4 показывает, что эта особенность более чем на 90% обусловлена внутризонным разрешенным переходом.

Сделанные выводы подтверждаются рассчитанными магнитооптическими спектрами 8 и 9 на рис. 16. На кривой 9 особенно хорошо виден вклад (который представляется совершенно незначительным) запрещенного внутризонного перехода в наиболее интенсивную особенность экспериментального магнитооптического спектра.

Метод анализа магнитооптических особенностей, основанный на моделировании экспериментальной линии, позволяет определить область в  $\vec{k}$ -пространстве, в которой происходят те или иные переходы, так как выбор пределов интегрирования по волновому вектору выражения для высокочастотной комплексной удельной электропроводности  $\hat{\sigma}$  существенно влияет на конечный вид зависимости коэффициента пропускания полосковой линии от индукции магнитного поля. Одной из трудностей в моделировании экспериментальной зависимости интенсивности магнитооптического спектра от индукции магнитного поля является более пологий вид расчетной кривой по сравнению с экспериментальной при  $B = 13 \dots 14$  Тл. Эту трудность удается обойти путем изменения пределов интегрирования от  $\xi = 3$  до  $\xi = 2,5$  (см. рис. 16), что приводит к отсутствию интенсивных особенностей во внутризонном разрешенном переходе и во внутризонном запрещенном переходе при  $B = 13 \dots 14$  Тл и, соответственно, к тому, что расчетная и экспериментальная зависимости практически совпадают.

Интересны полученные зависимости энергии уровней Ландау со значением  $j = 0$  от индукции магнитного поля (см. рис. 13). Минимальная энергия зоны проводимости достигается при  $B = 24,5$  Тл для  $\xi = 0$  и имеет значение  $E = 1,34$  мэВ, затем при увеличении  $\xi$  до величины 1,7 мэВ достигается максимальное значение  $E = 3,13$  мэВ при  $B = 21,4$  Тл, а затем энергия зоны проводимости убывает при дальнейшем увеличении  $\xi$ . Аналогичная картина наблюдается для тяжелых биссекторных электронов (рис. 17). Для  $\xi = 0$  минимальная энергия зоны проводимости достигается при  $B = 7,2$  Тл и имеет величину  $E = 0,21$  мэВ. Так же, как и для легких биссекторных электронов, при  $\xi = 1,7$  достигается ее максимальное значение  $E = 2,99$  мэВ при  $B = 6,2$  Тл, а затем она убывает при дальнейшем увеличении  $\xi$ . Более того, такая же зависимость наблюдалась в случае, при котором вектор индукции магнитного поля направлен вдоль бинарной оси (рис. 18). Подобная зависимость энергии уровней Ландау со значением  $j = 0$  от индукции магнитного поля при различных значениях безразмерного



**Рис. 17.** Зависимость энергии нижнего уровня Ландау зоны проводимости от индукции магнитного поля для тяжелых бисекторных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора  $\xi$ :

$\xi = 0$  (1); 0,5 (2); 1 (3); 1,5 (4); 2 (5); 2,5 (6); 3 (7)

**Рис. 18.** Зависимость энергии нижнего уровня Ландау зоны проводимости от индукции магнитного поля для легких бинарных электронов при различных значениях приведенного волнового вектора  $\xi$ :

$\xi = 0$  (1); 0,5 (2); 1 (3); 1,5 (4); 2 (5); 2,5 (6); 3 (7); 3,5 (8)

волнового вектора  $\xi$  не наблюдалась для висмута [1] и сплавов висмут–сурьма с содержанием сурьмы до 5 ат. %. Представляется вероятным, что такая зависимость минимальной энергии зоны проводимости и, соответственно, ширины запрещенной зоны определяется наличием седловой точки, обнаруженной в работе [2] (см. рис. 8). Появление седловой точки в спектре наблюдается уже при концентрациях сурьмы 12 ат. % в сплавах висмут–сурьма.

При ориентации, в которой вектор индукции магнитного поля направлен вдоль бинарной оси, впервые при магнитооптическом эксперименте обнаружены магнитооптические осцилляции в сплавах висмут–сурьма, соответствующие межзонным переходам 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 сплавах висмут–сурьма, характерная для всех групп носителей заряда, исследованных в настоящей работе.

**Заключение.** Моделирование линий межзонных и внутризонных магнитооптических переходов носителей заряда позволяет определить полный комплекс параметров, описывающих электронный энергетический спектр в сплавах висмут–сурьма в рамках модифицированной модели Бараффа. Обнаруженные аномалии в зависимости энергии по-

ложения нижнего уровня Ландау зоны проводимости и верхнего уровня Ландау валентной зоны интерпретируются как проявление наличия седловой точки в энергетическом спектре сплавов висмут–сурьма при концентрациях сурьмы от 12 до 20 ат. %.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Винтайкин Б. Е., Кондаков О. В. Магнитооптическое исследование полуметалла висмута // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. "Естественные науки". – № 1. – 2003. – С. 3–19
2. Энергетический спектр электронов в сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  / С.Ш. Ахмедов, К.И. Каширин, Г.А. Миронова, М.В. Судакова, Я.Г. Пономарев. – Деп. в ВИНТИ. – 1987. – №8735-B874. – 45 с.
3. Vecchi M. P., Pereira J. R., Dresselhaus M. S. Anomalies in the magnetoreflection 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  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  Alloys // Phys. Stat. Sol. (b). – 1976 – V. 75, №189. – P. 189–196.

Статья поступила в редакцию 16.04.2003.

Борис Евгеньевич Винтайкин родился в 1961 г., окончил в 1984 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Д-р. физ.-мат. наук, профессор кафедры "Физика" МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 60 научных работ в области физики твердого тела.

B.Ye. Vintaikin (b. 1961) graduated from the Moscow State University n. a. M.V. Lomonosov in 1984. D. Sc. (Phys.-Math.), professor of "Physics" department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 60 publications in the field of solid body physics.



Олег Викторович Кондаков родился в 1961 г., окончил в 1984 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. физ.-мат. наук, зав. кафедрой физики Елецкого государственного университета им. И.А. Бунина. Автор более 50 научных работ в области физики твердого тела.

O.V. Kondakov (b. 1961) graduated from the Moscow State University n. a. M.V. Lomonosov in 1984. Ph. D. (Phys.-Math.), head of department of physics of the Yelets State University n. a. I.A. Bunin. Author of over 50 publications in the field of solid body physics.



Ольга Борисовна Гладких родилась в 1972 г., окончила в 2001 г. Елецкий государственный университет им. И.А. Бунина. Аспирант Елецкого государственного университета им. И.А. Бунина. Автор 4 научных работ в области моделирования физических процессов в полупроводниках.

O.V. Gladkikh (b. 1972) graduated from the Yelets State University n. a. I.A. Bunin in 2001. Post-graduate of the Yelets State University n. a. I.A. Bunin. Author of 4 publications in the field of simulation of physical processes in semiconductors.

