

тельное (на ~ 0.5 В) увеличение U с ростом давления вплоть до $P=29$ кбар, наблюдаемое на рис. 2, вполне согласуется со слабым уменьшением τ_p на рис. 1.

Таким образом, из полученных результатов следует, что в n -кремнии время жизни носителей, рекомбинирующих через акцепторный уровень Аи, практически не меняется под действием гидростатического сжатия вплоть до давлений ~ 29 кбар.

Уровень золота, смещаясь под действием сжатия со скоростью $dE/dP = -2.6$ мэВ/кбар [9], во всем диапазоне давлений лежит гораздо ниже уровня Ферми. Поэтому, согласно модели [3], его смещение не может вызвать изменения в величине времени жизни. Как сообщалось в [9], сечение захвата электрона на уровень Аи не меняется при гидростатическом сжатии. Таким образом, слабое изменение τ_p во всем диапазоне приложенных давлений свидетельствует о том, что сечение захвата дырки на акцепторный уровень Аи также не зависит от давления при гидростатическом сжатии.

Интересно отметить, что в условиях гидростатического сжатия рекомбинационные свойства акцепторного уровня Аи и дефектов термообработки [1] оказываются совершенно различными, несмотря на очень близкие значения положений уровня и сечений захвата носителей. Вопрос о природе этих центров до сих пор дискутируется [3, 9]. Различия их рекомбинационных свойств, по-видимому, связаны с различием характера изменений при гидростатическом сжатии короткодействующего потенциала центра, дающего вклад в сечение захвата носителей.

Список литературы

- [1] Горбатюк А. В., Грехов И. В., Делимова Л. А., Шубников М. Л. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 21. С. 1288—1293.
- [2] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [3] Mesli A., Courcelle E., Zundel T., Siffert P. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 15. P. 8049—8062.
- [4] Lax V., Neustader S. A. // J. Appl. Phys. 1954. V. 25. P. 1148—1154.
- [5] Shockley W., Read W. T. // Phys. Rev. 1952. V. 87. N 5. P. 835—842.
- [6] Шубников М. Л. // ПТЭ. 1981. № 5. С. 178—181.
- [7] Кузьмин В. А., Мнацаканов Т. Т., Шуман В. Б. // Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 11. С. 689—693.
- [8] Paul W., Warschauer D. M. // J. Phys. Chem. Sol. 1958. V. 5. P. 102—106.
- [9] Samara G. A., Barnes C. E. // Phys. Rev. B. Cond. Matter. 1987. V. 35. N 14. P. 7575—7584.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 16.05.1990
Принято к печати 15.08.1990

ФТН, том 24, вып. 12, 1990

ЭЛЕКТРОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПОЛУПРОВОДНИК—ПОЛУМЕТАЛЛ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ У ТОНКИХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИТЕЙ СПЛАВОВ Bi—Sb

Гицу Д. В., Долма В. А., Муляну Ф. М., Пономарев Я. Г.

Сплавы $Bi_{1-x}Sb_x$ являются твердыми растворами замещения во всем интервале составов $0 \leq x \leq 1$. С ростом x происходит перестройка зонной структуры сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$, сопровождающаяся инверсией зон в L при $x \approx 0.04$ [1, 2], переходом полуметалл—полупроводник при $x \approx 0.07$ [из-за снятия перекрытия зоны проводимости (терм L_a) и валентной зоны (терм T_{45}^*) | 2] и переходом полупроводник—полуметалл при $x \approx 0.22$ [2]. В сплавах с $x \geq 0.22$ зона проводимости

сти (терм L_u) перекрывается с новым дырочным термом, который, согласно данным работы [3], соответствует терму в точке H в чистой сурьме. Сплавы $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ с $0.07 \leq x \leq 0.22$ являются узкощелевыми полупроводниками, у которых величина термической щели в зависимости от состава находится в интервале от 0 до ≈ 25 мэВ [4].

В [1, 5] сообщалось об обнаружении седловой точки в энергетическом спектре носителей в L у сплавов с $x \geq 0.15$. Это позволило авторам выдвинуть новую модель перестройки энергетического спектра сплавов $\text{Bi}-\text{Sb}$, согласно которой целевой параметр E_{gl} в Bi положителен и меняет знак после инверсии зон в L , т. е. при $x > 0.04$.

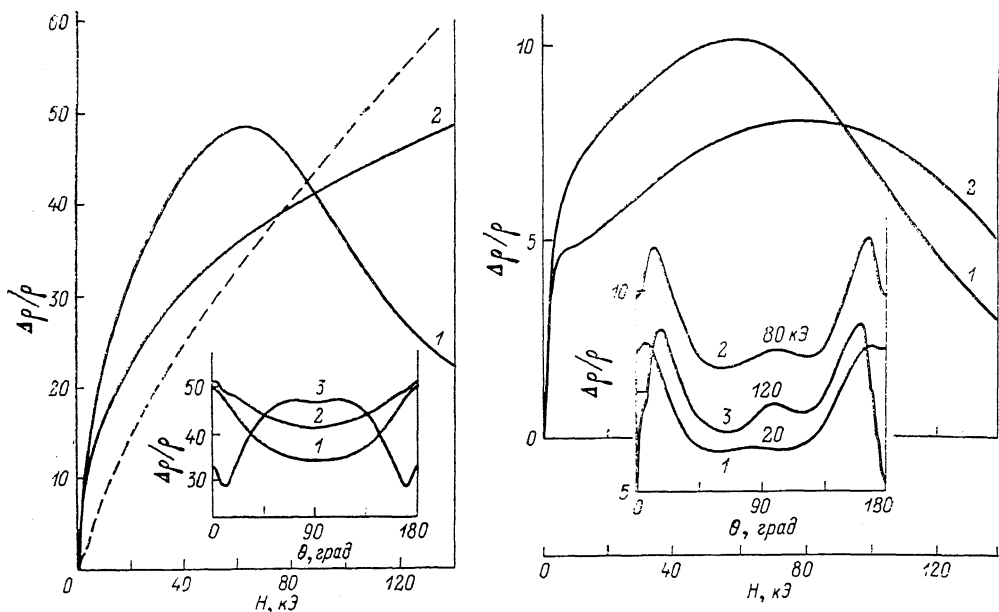


Рис. 1. Угловые диаграммы и магнитополевые зависимости поперечного МС у ориентированной вдоль C_1 нити $\text{Bi}_{0.90}\text{Sb}_{0.10}$ с $d=34.2$ мкм при 4.2 К.

θ , град: 1 — 0 ($H \parallel C_3$), 2 — 90 ($H \parallel C_2$). Штриховая кривая показывает изменение сопротивления образца в продольном магнитном поле ($H \parallel C_1$). H , кЭ: 1 — 60, 2 — 80, 3 — 120.

Рис. 2. Угловые диаграммы и магнитополевые зависимости поперечного МС у нити $\text{Bi}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$ диаметром $d=31.6$ мкм при 4.2 К.

θ , град: 1 — 0 ($H \parallel C_3$), 2 — 90 ($H \parallel C_2$). Угол разориентации биссекторной оси C_1 относительно оси образца не превышает 5° . $\rho_{4.2}/\rho_{300}=340$. H , кЭ: 1 — 60, 2 — 80, 3 — 120.

Малые характерные энергии и эффективные массы делают сплавы $\text{Bi}-\text{Sb}$ идеальными объектами для изучения общих закономерностей влияния внешних физических воздействий на свойства твердых тел. Значительная чувствительность энергетического спектра к внешним воздействиям привела к открытию в сплавах $\text{Bi}-\text{Sb}$ при гелиевых температурах электронных топологических переходов Лифшица [6], индуцированных сильным магнитным полем [7].

Переходы типа металл—полупроводник и полупроводник—металл связаны со смещением границ зон в магнитном поле относительно их положений в отсутствие поля [8].

Электронные фазовые переходы в магнитном поле у массивных кристаллов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ изучались в [7, 9–12], в то время как исследование влияния сильного квантующего магнитного поля на энергетический спектр носителей заряда в размерно-ограниченных образцах сплавов $\text{Bi}-\text{Sb}$ до настоящего времени практически не проводилось.

В данной работе исследованы поперечное [$\rho_{\perp}(H)$] и продольное [$\rho_{\parallel}(H)$] магнитосопротивления (МС) у цилиндрических монокристаллов полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x=0.10, 0.12$ и 0.20) при $T=4.2$ К и в стационарных магнитных полях до 140 кЭ. Тонкие нити диаметром $d \sim 0.3-40$ мкм получа-

лись литьем из жидкой фазы по методу Улитовского, а их гомогенность улучшалась зонной перекристаллизацией.

Результаты исследования электронных переходов в поперечном магнитном поле у ориентированного вдоль биссекторной оси C_1 нитевидного образца $\text{Bi}_{0.90}\text{Sb}_{0.10}$ представлены на рис. 1, где приведены угловые диаграммы ($\Delta \rho_{\perp}/\rho$ от $\theta = \langle \mathbf{H}, C_3 \rangle$) и магнитопольевые зависимости МС. Для большинства кристаллографических направлений характерен монотонный рост МС с увеличением H . Однако при ориентации магнитного поля \mathbf{H} вдоль оси C_3 ($\theta = 0^\circ$) и в узком угловом интервале вблизи направления $\theta = 0^\circ$ характер зависимостей $\rho_{\perp}(H)$ качественно меняется: при $\mathbf{H} \parallel C_3$ монотонный рост поперечного МС имеет место только до поля $H_k \approx 63$ кЭ, где кривая $\rho_{\perp}(H)$ достигает максимума, за которым следует резкое уменьшение МС с увеличением H . Аналогичное поведение зависимостей $\rho_{\perp}(H)$ наблюдается и у нитей $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$.

Поскольку подвижность носителей тока в магнитном поле уменьшается, максимум на зависимостях $\rho_{\perp}(H)$ поперечного МС нитей полупроводниковых сплавов в $\text{Bi}-\text{Sb}$ может наблюдаться только при такой перестройке энергетического спектра в квантующем магнитном поле, при которой происходит достаточно быстрое увеличение концентрации носителей. Возрастание концентрации электронов и дырок у нитей $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ с $x = 0.10 \div 0.12$ в магнитных полях $H > H_k$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ является следствием электронного перехода полупроводник—полуметалл, индуцированного сильным магнитным полем и обусловленного возмущением перекрытия электронного L_a и дырочного T_{45} экстремумов [7, 9]. При направлении квантующего магнитного поля вдоль C_3 происходит сближение L -термов [1], а дырочный экстремум в точке T импульсного пространства поднимается вверх по энергии [7, 9], в результате чего прямая E_{gL} и косвенная ΔE_{LT} (ΔE_{LT} — расстояние между дном зоны проводимости в L и потолком валентной зоны в T) энергетические щели уменьшаются. В наиболее сильном поле термы L_a и T_{45} перекрываются.

Для ориентированных вдоль C_1 нитей $\text{Bi}-\text{Sb}$, содержащих 10–12 ат% Sb, характерна следующая особенность зависимостей $\rho_{\parallel}(H)$: в ультраквантовой области магнитных полей ($H > 10$ кЭ) с увеличением H до 140 кЭ продольное МС монотонно растет (см. штриховую кривую на рис. 1). Это обстоятельство обусловлено смещением экстремумов L и T в магнитном поле, приводящим к возрастанию прямой E_{gL} и косвенной ΔE_{LT} энергетических щелей с ростом H (при $\mathbf{H} \parallel C_1$ экстремумы L_a и L_s расходятся [1], а потолок валентной зоны в T медленно опускается [7, 9]), вследствие чего уменьшается концентрация носителей заряда, обусловленная термической активацией, и увеличивается циклотронная масса носителей. Последнее приводит к тому, что продольное МС в полях $H > 80$ кЭ становится больше поперечного МС.

Особенности угловых диаграмм и магнитопольевых зависимостей поперечного МС ориентированных вдоль C_1 нитей $\text{Bi}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$ приведены на рис. 2. Видно, что в отличие от образцов $\text{Bi}-\text{Sb}$, содержащих 10–12 ат% Sb, у цилиндрических монокристаллов $\text{Bi}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$ возрастание сопротивления до поля H_k , за которым следует область магнитных полей, в которой МС уменьшается с увеличением H , характерно для всех кристаллографических направлений. Уменьшение ρ с ростом $H > H_k$ следует связать с электронным переходом полупроводник—полуметалл, который в случае сплавов $\text{Bi}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$ является следствием подъема дырочного экстремума H и возникновения перекрытия экстремумов L_a и H в ультраквантовой области магнитных полей [10]. У нитевидных монокристаллов $\text{Bi}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$ с близкой к осям C_1 и C_2 (C_2 — бинарная ось) ориентацией переходы полупроводник—полуметалл наблюдались и в продольном магнитном поле $H > 50$ кЭ.

Обращает на себя внимание и своеобразное поведение диаграмм вращения поперечного МС нитей $\text{Bi}-\text{Sb}$ в зависимости от величины H (см. вставки на рис. 1 и 2). В полях, где имеет место переход полупроводник—полуметалл, наблюдается существенное изменение структуры угловых диаграмм $\Delta \rho_{\perp}/\rho$.

Таким образом, полученные в работе результаты указывают, с одной стороны, на высокое качество измеренных нитевидных кристаллов, а с другой — на то, что поверхностное рассеяние носителей в нитях существенно не искажает процесс протекания электронного фазового перехода в магнитном поле.

- [1] Пономарев Я. Г., Судаков М. В. // Матер. VII Всес. симп. Львов, 1986. Ч. 2. С. 164—166.
 [2] Брандт Н. Б., Германн Р., Голышева Г. И. и др. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. В. 6. С. 2152—2169.
 [3] Muntyanu F. M., Kistol V. G., Popov I. A. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 148. P. K37—K40.
 [4] Алексеева В. Г., Заец Н. Ф., Кудряшов А. А., Ормонт А. В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 12. С. 2243—2246.
 [5] Брандт Н. Б., Голышева Г. И., Нгуен Минь Тху и др. // ФНТ. 1987. Т. 13. В. 11. С. 1209—1212.
 [6] Лифшиц Н. М. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. В. 5. С. 1569—1576.
 [7] Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Валеев Р. Г. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. В. 2 (8). С. 469—485.
 [8] Азбель М. Я., Брандт Н. Б. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 3. С. 1206—1209.
 [9] Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Каширский Ю. Г., Лынько Л. В. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. В. 1. С. 65—72.
 [10] Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Семенов М. В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. В. 2. С. 434—444.
 [11] Fenton E. W., Jan J.-P., Karlsson A. // J. Low Temp. Phys. 1970. V. 3. N 2. P. 147—174.
 [12] Gitsu D. V., Muntyanu F. M. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 124. P. K87—K91.

Институт прикладной физики
АН Молдовы
Кишинев

Получено 23.05.1990
Принято к печати 15.08.1990

ФТП, том 24, вып. 12, 1990

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ ИОНИЗАЦИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ ИЗ ДАННЫХ DLTS

Вывенко О. Ф., Базлов Н. В., Целищев С. Л.

Одним из самых распространенных методов экспериментального определения энергии термической ионизации и сечения захвата носителей заряда глубоких уровней (ГУ) в низкоомных полупроводниках является метод нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS) [1]. В этом методе глубокие центры периодически заполняются носителями заряда, а кинетика процесса их термоопустошения анализируется непрерывно во время температурного сканирования посредством аналоговой или цифровой корреляционной процедуры, состоящей в перемножении сигнала релаксации с некоторой весовой функцией и последующем интегрировании.

Отношение τ/T_c
при различных значениях Θ и N

N	τ/T_c		N	τ/T_c	
	$\Theta = 1$	$\Theta = 2$		$\Theta = 1$	$\Theta = 2$
2	0.567	—	6	1.023	0.586
3	0.703	0.300	8	1.199	0.726
4	0.821	0.414	16	1.762	1.147
5	0.926	0.506			

Энергия термической ионизации уровня и эффективное сечение захвата носителей заряда определяются из температурной зависимости постоянной времени релаксации $\tau(T)$. Последняя обычно рассчитывается в температурных точках максимумов нескольких кривых DLTS, которые получены при различных значениях параметров весовой функции P . Формулы расчета τ выводятся из условия экстремальности теоретической зависимости величины выходного сигнала $S(\tau, P)$ и содержат амплитудный множитель, температурная зависимость которого является априори неизвестной.

Недавно Астрова и Лебедев [2] предложили определять набор значений τ по температурным точкам пересечения кривых DLTS. В таких точках величины сигналов DLTS равны, и поэтому температурная зависимость амплитудного множителя не входит в окончательные формулы расчета τ . Очевидно, что амплитудный множитель не будет входить в окончательное выражение для расчета τ и при произвольном соотношении сигналов Θ при данной температуре:

$$\Theta = S(\tau, P_1)/S(\tau, P_2). \quad (1)$$