

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.382

АНОМАЛИИ ПРОДОЛЬНОГО МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В n -InSb

В. В. Остробородова, Терра Аль-Сайед Ф.

(кафедра физики полупроводников)

Исследованы зависимости омических V_x и холловских V_{Hy} потенциалов монокристаллов InSb от угла α между направлениями тока J_x и магнитной индукции B_{zx} при температурах 60–350 К в магнитных полях 0,1–20 кГс. В ряде образцов с собственной и примесной проводимостью n -типа обнаружено резкое уменьшение V_x между потенциальными контактами при α , близком к 0 (180°). Природа эффекта обсуждается с точки зрения «ростовых» отклонений от стехиометрии и обусловленных ими низкоомных включений с проводимостью n -типа.

В работе [1] при исследовании зависимостей магнетосопротивления (МС) монокристаллов $A^{IV}B^{VI}$ от угла α между направлениями тока J_x и вектора магнитной индукции B_{zx} (см. вставку на рис. 1) в ря-

де образцов PbSe, PbSnSe n -типа нами было обнаружено уменьшение более чем в 10 раз напряжений V_x между потенциальными контактами в геометрии $B \parallel J$ ($\alpha = 0$ или 180° , далее будем обозначать «0»).

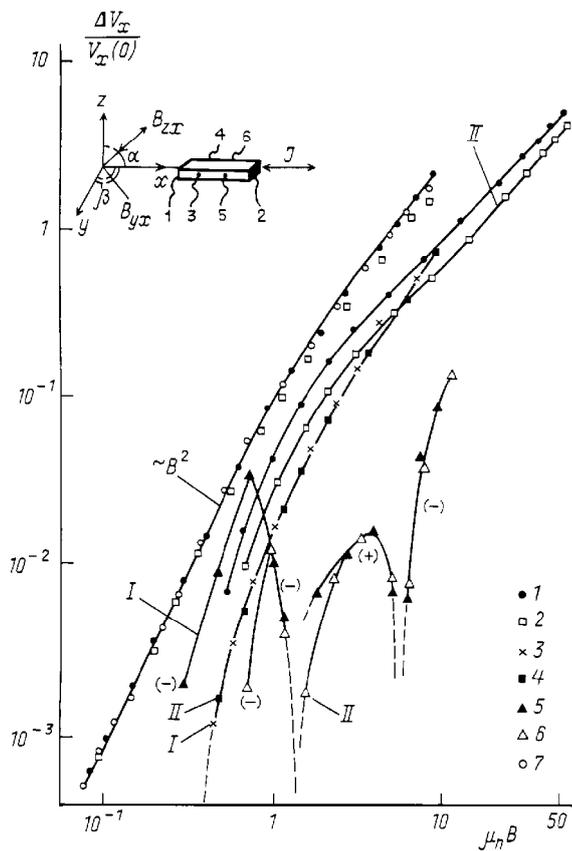


Рис. 1. Изменение потенциалов между контактами 3–5 и 4–6 при поперечной геометрии расположения образцов в магнитном поле ($\alpha = 90^\circ, \beta = 0$). Кривые I – 300 К, II – 80 К; n_1 (I), n_3 (2), n_5 (значки 3, 4 — контакты 3–5, значки 5, 6 — контакты 4–6), p_7 (7). На вставке — расположение образцов с током в магнитном поле

Эффект, формально проявляющийся как гигантское отрицательное МС (ОМС), наблюдался при 60–80 К, когда в полях 10–15 кГс выполнялось условие $\mu_n B > 1$. Эффект ОМС с уменьшением $V_x(B)/V_x(0)$ не более чем в 2 раза наблюдался ранее в металлах Bi, Sb, Al при планарной ориентации J_x и B_{yx} [2] и объяснялся с привлечением квадратичного эффекта Холла, максимум которого соответствует углам $\alpha = 0, \beta \cong 45^\circ$. При этом, однако, величины V_x и сам вид кривых $V_x(B)$ в сильной степени зависели от свойств токовых контактов, которые явно вызывали искривления линий тока в приконтактных областях. В нашем случае [1] токовые контакты не вносили подобных искажений; учитывая результаты работы [3], мы предположили, что искривления линий тока в объеме самих образцов могут быть обусловлены их макроскопической неоднородностью, вызываемой отклонениями от стехиометрии и носящей характер низкоомных включений n -типа. Образцы с гигантским ОМС имели заниженные по сравнению с другими образцами n -типа величины поперечного ($\alpha = 90^\circ, \beta = 0$) МС, различные в разных образцах и уменьшающиеся при понижении температуры, несмотря на постоянство концентрации и типичную для $A^{IV}B^{VI}$ температурную зависимость подвижности $\mu_n(T)$.

В настоящей работе мы продолжили эти исследования в монокристаллах InSb, которые обладают существенно меньшими отклонениями от стехиометрии и позволяют получать сильные магнитные поля. Первые же измерения при комнатной температуре в произвольно выбранных слабо легированных образцах обнаружили уменьшение V_x в несколько раз в поле 20 кГс при $B \parallel J_x$. Поэтому мы провели далее систематические исследования температурных, полевых и угловых зависимостей омических V_x и холловских V_{Hy} потенциалов в различных сечениях образцов.

Таблица 1
 Параметры образцов, полученные на двух парах потенциальных контактов. M_1 - величина поперечного МС при $\mu B = 1$ (в скобках — между контактами 1–2)

Тип проводимости и номер образцов	d [мм]	$ N_d - N_a $ [10^{14} см^{-3}]	μ_H (80 К) [$10^4 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$]	M_1	
				300 К	80 К
n_1	1,2	5,1	53	0,08	0,040
		5,0	52	0,07	0,036
				(0,36)	(0,13)
n_2	1,2	4,0	50	0,08	0,050
		4,2	45	0,13	0,080
				(0,61)	(0,40)
n_3	1,2	5,3	42	0,08	0,034
		5,2	40	0,07	0,046
n_4	1,2	3,2	58	0,07	0,040
		3,2	52	0,09	0,030
n_5	4,0	2500	6,6	0,021	0,020
		2100	4,5	-0,004	-0,003
p_6	3,0	1,2	1,6	0,07	0,30
		1,0	1,0	0,04	0,26
p_7	1,2	2,9	1,1	0,08	0,30
		3,4	0,8	0,09	0,44
				(0,33)	(0,42)
p_8	2,0	2,5	54	0,05	
		2,4	1,0	0,10	

Образцы скалывались по плоскостям спайности оптически полированных шайб, вырезанных перпендикулярно направлению роста ([112] для образцов n_1 – $n_4, p_7, [111]$ для остальных, см. табл. 1), с обрезкой торцов под прямым углом. Напаянные контакты из индия (сплошные токовые и точечные потенциальные) располагались обычным образом (см. вставку на рис. 1). Все измерения проводились на двух парах потенциальных контактов: ik (3–5, 4–6) и ij (3–4, 5–6) при двух направлениях тока и магнитного поля. Длина образцов $L = 1, 2$ – $1, 5$ см, ширина $\sim 0, 3$ см, толщина d приведена в табл. 1. Расстояние между потенциальными контактами l_{ik} не превышало $0, 3 L$. Малость приконтактных искривлений тока подтверждалась измерениями МС при расположении одного из потенциальных контактов вблизи токового. В ряде образцов измерялось «геометрическое» МС [4] между контактами 1–2. Интервал изменения температур составлял 60–350 К, магнитных полей — 0,1–20 кГс (для получения $B \leq 1$ кГс использовался соленоид). Для

определения концентрации $|N_d - N_a|$ и подвижностей использовались значения постоянной Холла R_∞ ($\mu_n B \gg 1$) (в состояниях p -типа достигались условия $\mu_p B \geq 1$).

Т а б л и ц а 2

Минимум отношений $V_{ik}(B, \alpha)/V_{ik0} \cong X$ на разных парах потенциальных контактов и относительные холловские потенциалы $V_H(\alpha)/V_H(90^\circ) \equiv Y$ в точках X для пар контактов 4–6 в образцах 1, 3, 4, 6 и 3–5 в образцах 5, 7, 8

Номер образцов	T [К]	X		Y		B [кГс]
		3–5	4–6	3–4	5–6	
$n1$	300	0,80	0,75	+0,022	-0,01	13
	350	0,80	0,62			
	80	0,35	0,03	-0,046	+0,23	
$n2$	300	0,98	0,96			10
$n3$	300	0,95	0,77	+0,01	0,00	20
$n4$	300	0,55	0,60			13
	130	0,34	0,32	+0,03	+0,025	
	80	0,20	0,30			
	60	0,26	0,26	+0,02	-0,03	
$n5$	300	0,05	0,01	+0,016	0,00	20
	80	0,06	0,01			13
$p6$	300	0,78	0,72	+0,012	-0,013	13
$p7$	300	0,58	1,02	+0,024		20
	225	0,60	0,70	+0,048	-0,045	13
$p8$	300	0,073	0,53	+0,19	+0,22	20
	325	0,20	0,62	+0,15	+0,15	13
	200	0,057	0,95	+0,027	-0,10	
	80	0,77	1,05			

Зависимости $V_H(\alpha)$ в сильном поле были близки к стандартным, с переходом через нуль в точке $\alpha \cong 0$. При обнаружении в этой точке заметного уменьшения $V_x(B)/V_x(0)$ осуществлялась дальнейшая доводка среднего $V_x(B)$ до абсолютного минимума путем слабых изменений α вокруг 0. Поскольку во всех случаях минимумы отношения $V_{ik}(B, \alpha)/V_{ik0} \equiv X$ (табл. 2) были весьма острыми, мы далее будем называть их « X -точками».

Использование цифровой аппаратуры в цепях образцов и магнитов обеспечивало уверенное определение $\Delta V/V(0) \geq 5 \cdot 10^{-4}$.

Результаты

В табл. 1 приведены электронные параметры образцов. Из четырех значений холловской подвижности $\mu_{ijk} = R_{ij}/\rho_{ik}$ в таблице приведены только максимальное и минимальное. Образцы $n1$ – $n4$ получены из одной шайбы, поэтому разброс значений $N_d - N_a$ и μ характеризует степень ее однородности. Величины поперечного МС при $\mu B = 1$ (M_1) в этих образцах близки в области собственной проводимости, но с понижением температуры и переходом к примесной проводимости уменьшались в 2–3 раза. В сильно легированном образце $n5$ значения M_1 оказались наиболее низкими и практически одинаковыми при

300 и 80 К (что соответствует температурному постоянству концентрации и очень слабому (не более 10%) росту $\mu_n(1/T)$), но сильно различающимися на разных парах потенциальных контактов. Во всех случаях «геометрические» M_1 в 5–7 раз превышали их величины на потенциальных контактах, что соответствовало расчетам [4]. Температурные зависимости подвижностей были типичными для InSb [4].

В образцах с примесной проводимостью p -типа при 80 К значения M_1 были на порядок выше, чем в образцах n -типа, и одинаковыми для токовых и потенциальных контактов. Данные для образца $p8$ приведены специально для иллюстрации проявлений макроскопической неоднородности: уже при комнатной температуре значения ρ_{35} были существенно меньше, чем ρ_{46} при близких $R_{ij\infty}$, так что можно было говорить о существовании низкоомной области между контактами 3–5. На этих же контактах величина M_1 была вдвое меньше, чем на контактах 4–6. Заниженные ρ_{35} сохранились и при 80 К. Это доказывает, что низкоомное включение захватывает всю область между контактами, обуславливая высокое μ^* ; при этом постоянные Холла $R_{34\infty} \cong R_{56\infty}$ (включая знаки, соответствующие p -типу), т.е. относятся к однородной части кристалла [5].

На рис. 1 показаны зависимости поперечного МС от $\mu_n B$ для нескольких образцов. Явно проявляющийся наклон, пропорциональный B^2 в области слабых полей, подтверждает корректность измерений. Как видно, в случае наиболее низких значений МС проявление участков ОМС возможно даже в поперечной геометрии, что служит доказательством отклонения от строгой перпендикулярности вектора \mathbf{B} к линиям тока. Уже здесь можно предположить, что именно искривления линий тока ведут к возникновению компенсирующих потенциалов, понижающих «поперечное» МС.

На рис. 2 показаны зависимости $V_x(\alpha)$ образцов $n5$, $p8$ и $n1$ при комнатной температуре. Как видно, в «геометрическом» МС эффект ОМС полностью отсутствует. Кривые 1, 2, измеренные на потенциальных контактах, имеют очень острые минимумы, что, как нам кажется, также обусловлено наличием компенсирующих потенциалов, сильно зависящих от угла α между направлениями тока и магнитного поля. Видно, что в случае сильно легированного образца $n5$ (более однородного по отношению к компенсационным включениям [3]) X -точка соответствует $\alpha = 0$, а в случае наиболее неоднородного $p8$ сдвинута на 25–30° от этого положения.

Результаты исследования угловых зависимостей V_{ik} представлены в табл. 2. Как видно, значения X различны не только для разных образцов, но и для разных пар потенциальных контактов. Располагая зависимостью $V_{ik}(\alpha)$ (рис. 2) и параметром $Y = V_H(\alpha)/V_H(90^\circ)$ в X -точках, можно оценить смещение X -точек относительно $\alpha = 0$. Значения Y , приведенные в табл. 2 для наиболее глубоких ми-

нимумов, позволяют сделать вывод, что X -точки в случае более однородных состояний располагаются вблизи $\alpha = 0$. Для образца $n5$ ясно видна корреляция между величинами X и M_1 на разных парах контактов, свидетельствующая об общей природе заниженных «поперечных МС» и гигантских отрицательных «продольных МС».

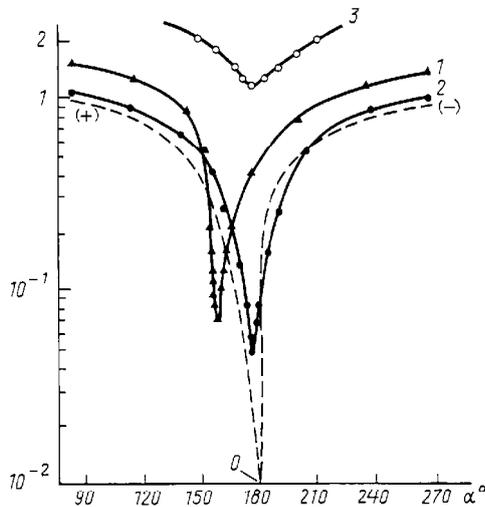


Рис. 2. Относительные изменения $V_x(B, \alpha)/V_{x0}$ между контактами 3–5 образцов $p8$ (1) и $n5$ (2) и контактами 1–2 образца $n1$ (3) при комнатной температуре и $B = 20$ кГс. Штриховая кривая — изменение относительных холловских потенциалов $V_H(\alpha)/V_H(90^\circ)$ в разных образцах (знаки «+» и «-» совпадают со знаками параметра Y в табл. 2)

Сильные различия в значениях X требуют более детального анализа характера зависимости V_{ik} от магнитного поля в самих X -точках. Наиболее удобным параметром в этом случае является эффективная «магнетопроводимость», которую в нашем случае более корректно характеризовать отношением $\theta \equiv |\Delta V_x|/V_x(B)$. Оно представлено на рис. 3 для минимумов различной глубины. Обращает на себя внимание широкий интервал значений $\mu_n B$, в котором проявляется ОМС, хотя в любом случае с ростом поля θ растет. Кривые, соответствующие меньшему росту $\theta(B)$, не имеют насыщения, что позволяет ожидать дальнейшего роста θ в более сильных полях. Отмеченные закономерности, на наш взгляд, очень важны, поскольку можно связать особенности роста $\theta(B)$ с нарастанием компенсирующих напряжений (об этом еще будет сказано ниже), а сам эффект ОМС — с «плотностью» и общим вкладом низкоомных областей в процессе переноса тока в образцах. Сопоставляя эти результаты с полученными в работе [2] и учитывая их разную геометрию и, очевидно, разные значения $\mu_n B$, можно сделать некоторые общие выводы: искривление линий тока приводит к возникновению в образцах разностей потенциалов, компенсирующих основные, заданные внешним электрическим полем. Отметим в этой связи, что степень

«огибания» низкоомных включений, согласно расчетам работы [5], растет с ростом магнитного поля, и при высоких $\mu_n B$ носители полностью огибают эти области, что приводит к максимальным искривлениям линий тока.

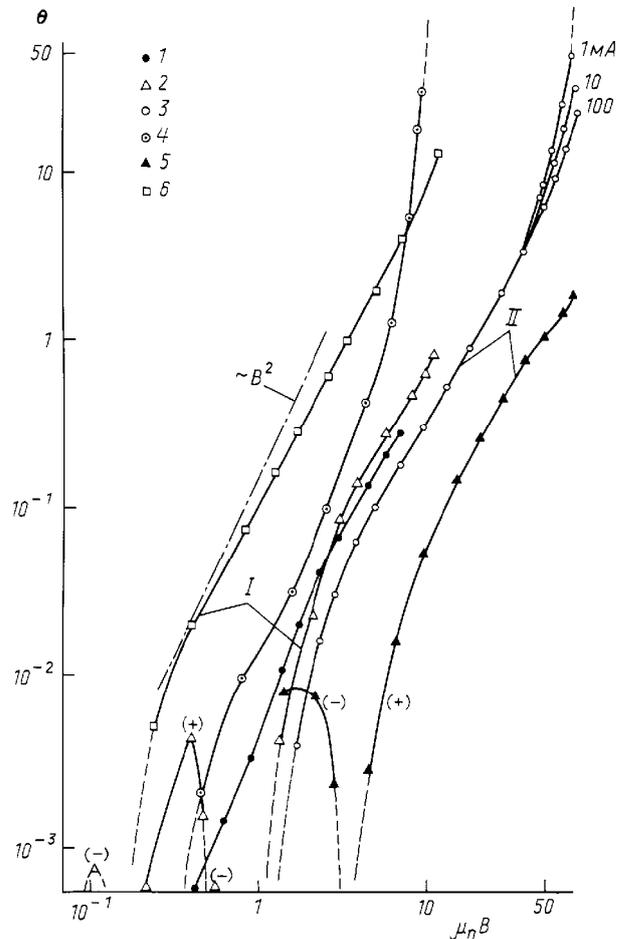


Рис. 3. «Магнетопроводимость» некоторых образцов в X -точках при 300 К (кривые I) и 80 К (II): $n1$ (1, 2, 3), $n5$ (4), $p7$ (5), $p8$ (6). Нижние пунктирные концы кривых — переход к отрицательным или нулевым значениям. Расхождение кривых при разных токах показано для образца $n1$; все остальные кривые сняты при токе 100 мА. Кривая со значками 3 получена на контактах 3–5, все остальные — на контактах 4–6

Важными, на наш взгляд, представляются и особенности минимальных $V_{ik}(\pm J, \pm B)$ в X -точках. Для них характерны: а) преобладание холловской составляющей над омической (особенно в точках, заметно смещенных относительно 0°); б) токовая асимметрия, отражающая эффекты выпрямления, наиболее выраженная при низкой температуре в слабо легированных образцах и свидетельствующая о наличии компенсационных включений [3]; в) близкая к полной симметрия значений V_{ik} по отношению к направлениям тока и магнитного поля, наблюдаемая в сильно легированном образце $n5$ и в области собственной проводимости других образцов. В состояниях с сильно выраженным ОМС в области высоких θ по-

является зависимость скорости нарастания $\theta(B)$ от величины тока через образец (рис. 3). Минимальные средние значения V_{ik} здесь имеют знаки, противоположные заданным внешним полем (эти значения в табл. 2 и на рис. 3 не приводятся).

Расположение наиболее глубоких X -точек вблизи $\alpha \cong 0$ отражает, на наш взгляд, отсутствие заметного вклада компенсационных включений; в этом случае основную роль могут играть неоднородности «ростового» происхождения в направлении толщины образцов, по-видимому связанные с неплоским фронтом кристаллизации из-за большого диаметра шайб (~ 5 см!) и с тем, что образующие выделения компоненты являются металлами. В пользу роли низкоомных включений в эффекте ОМС говорит и полное его отсутствие в состояниях p -типа, хотя достигаемые в наших экспериментах условия $\mu_p B \geq 1$ соответствуют его проявлению в состояниях n -типа.

В отдельных измерениях $V_{ik}(\alpha, B)$ при $\beta \neq 0$ эффект ОМС только ослаблялся. Исследования, проведенные нами также в германии и кремнии, не обнаружили эффекта ОМС, хотя в германии квадратичный эффект Холла наблюдался [6]. В InAs с $n \cong 10^{17}$ см $^{-3}$ $V_{ik}(B)$ уменьшалось на 15–20% при комнатной температуре, $\alpha = 0$, $B = 20$ кГс.

Таким образом, вывод, сделанный нами ранее относительно природы ОМС [1], подтверждается результатами настоящей работы. Похоже, что даже слабые отклонения от стехиометрии в интерметаллических соединениях (в частности, в InSb) достаточны для возникновения «ростовых» низкоомных включе-

ний, сильно искривляющих линии тока в магнитном поле и вызывающих появление внутренних потенциалов, компенсирующих основные. Роль компенсирующих потенциалов наиболее велика в геометрии $\mathbf{J} \parallel \mathbf{B}$, когда истинное магнетосопротивление минимально; в поперечной геометрии компенсирующие потенциалы занижают значения МС.

В заключение авторы выражают благодарность О. Г. Кошелеву и А. Э. Юновичу за предоставление образцов и интерес к работе; И. П. Звягину, А. И. Лебедеву, Н. Б. Брандту за ценные рекомендации в ходе подготовки статьи.

Литература

1. *Остробородова В.В., Терра Ф.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. № 5. С. 57 (Moscow University Phys. Bull. 1989. No. 5. P. 54).
2. *Алексеевский Н.Е., Брандт Н.Б., Костина Т.И.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. матем., мех., астрон., физ., хим. 1958. № 5. С. 73; ЖЭТФ. 1958. 34. С. 1039.
3. *Остробородова В.В.* // Изв. вузов, Физика. 1987. № 6. С. 63.
4. *Маделунг О.* Физика полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$. М., 1967.
5. *Wolfe C.M., Stillman G.E., Spears D.E.* // J. Appl. Phys. 1973. 44, No. 10. P. 732.
6. *Goldberg C., Davis R.E.* // Phys. Rev. 1954. 94, № 5. P. 1832.

Поступила в редакцию
05.07.96

После переработки
15.01.97