

и отношением  $[(\langle r^A \rangle + r(O^{2-}))]/[(\langle r^B \rangle + r(O^{2-}))]$ , характер которой таков, что она качественно соответствует рассмотренной в [1] зависимости разности  $\delta^B - \delta^A$  от  $u$ : уменьшение  $\delta^B - \delta^A$  сопровождается увеличением как параметра  $u$ , так и отношения  $[(\langle r^A \rangle + r(O^{2-}))]/[(\langle r^B \rangle + r(O^{2-}))]$ . При достаточно хорошем количественном согласии «мёссбауэровского» и «рентгеновского» значений кислородного параметра  $u$  (см. таблицу) эта корреляция подтверждает правильность учета в [1] основных механизмов формирования ковалентных поправок к сдвигам при расчете зависимости  $\delta^B - \delta^A$  от  $u$ . Из этих данных следует также, что примененный формализм метода молекулярных орбиталей приводит к существенно иным результатам при расчете значений параметра  $u$ , чем в случае упрощенной модели плотной упаковки «твердых шариков» (ср. расчетную зависимость для этой модели, показанную штриховой линией на рисунке, со значениями «мёссбауэровского» кислородного параметра  $u$ ).

Таким образом, последовательный учет «эффектов ковалентности» в мёссбауэровской спектроскопии ферритов-шпинелей позволяет изучать внутреннюю перестройку структуры, связанную с изменением кислородного параметра при сохранении симметрии кристалла.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Николаев В. И., Русаков В. С., Чистякова Н. И. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1983. 24, № 1. С. 74—76. [2] Sawatzky G. A., Boekema C., Woude F. van der. // Proc. of Mössbauer spectrometry conference. Dresden, 1971. P. 238—252. [3] Woude F. van der, Sawatzky G. A. // Ibid. P. 335—342. [4] Бляссе Ж. Кристаллохимия феррошпинелей. М., 1968. [5] Круличка С. Физика ферритов и родственных им магнитных оксидов. М., 1976. [6] Cruset A., Friedt J. M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1971. 45. P. 189—193. [7] König U. // Solid State Comm. 1971. 9. P. 425—426. [8] Morel J. // J. Phys. Chem. Sol. 1967. 28. P. 629—634. [9] Пахомова Н. Л. и др. // ФТТ. 1977. 19. С. 1818—1824. [10] Daniels J. M., Rosenzweig A. // Can. J. Phys. 1970. 48. P. 381—396. [11] Leung I. K., Evans B. J., Morrish A. H. // Phys. Rev. 1973. B8. P. 29—43. [12] Hori T., Sekizawa H. // Jap. J. Appl. Phys. 1975. 14. P. 1165—1168. [13] Fatscas G. A., Krishnan R. // Ibid. 1968. 39. P. 1256—1260. [14] Боков В. А., Камзин А. С., Юшук С. Н. // ФТТ. 1974. 16. С. 3636—3641. [15] Dickson B. L., Srivastava K. K. P. // J. Phys. Chem. Sol. 1976. 37. P. 447—450. [16] Des Barres F., Viccaro P. J., Artman J. O. // Phys. Lett. 1968. A27. P. 374—375. [17] Yong J. W., Smit J. // J. Appl. Phys. 1971. 42. P. 2344—2348. [18] Николаев В. И., Попов Ф. И., Черепанов В. М., Якимов С. С. // ФТТ. 1971. 13. С. 1145—1150. [19] Evans B. J., Hafner S. S. // J. Phys. Chem. Sol. 1968. 29. P. 1573—1588. [20] Janicki J., Pietrzak A., Porebska A., Suwalski J. // Phys. Stat. Sol. (a). 1982. 72. P. 95—98.

Поступила в редакцию  
24.09.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

УДК 621.315.592

### ВЛИЯНИЕ КОМПЕНСАЦИОННОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТИ НА ПОДВИЖНОСТИ И ХОЛЛ-ФАКТОРЫ В ВЫСОКООМНОМ КРЕМНИИ

В. В. Остробородова, Л. Г. Радовильская

(кафедра физики полупроводников)

Роль неоднородностей в электрических и холловских параметрах полупроводников рассматривалась в ряде работ [1—3]. Кроме занижения измеряемых в магнитных полях  $B$  эффективных холловских подвижностей  $\mu^*(B) \equiv R(B)/\rho$  благодаря искривлению путей движения носителей заряда или дополнительному их рассеянию, при нали-

чий низкоомных включений возможно и завышение  $\mu^*$  [2]. Индикатором неоднородностей в обоих случаях являются аномальные зависимости постоянной Холла от поля  $R(B)$ , свидетельствующие о меньших по сравнению с обычно принимаемыми для решеточного рассеяния [4] значениях холл-факторов электронов  $r_n^0 = e n R(B \rightarrow 0)$  в объективно чистом материале. Близкие к расчетным  $r_n^0 \cong 1,15$  наблюдались при комнатной температуре в однородном низкоомном GaAs [3] и в Si с концентрацией электронов  $n \cong 10^{13} \text{ см}^{-3}$  [5].

Знание холловских параметров высокоомного нелегированного Si важно для надежного определения содержания в нем остаточных примесей  $N_a$ ,  $N_d$  и для выявления самой неоднородности материала, вероятность которой растет по мере повышения удельного сопротивления  $\rho$  как из-за возможности усиления степени компенсации до соотношения  $|N_a - N_d| < N_a, N_d$ , так и из-за большего проявления примесных облаков [6]. По отношению к «особо чистому» Si этот вопрос в литературе до сих пор детально не проанализирован.

Настоящая работа посвящена исследованию электрических и холловских параметров бездислокационного кремния с темновыми  $\rho(300 \text{ K}) \equiv \rho_k = 1 \div 100 \text{ кОм} \cdot \text{см}$ . Большинство образцов имело толщины  $d = 0,5 \text{ мм}$ , сравнимые с диффузионной длиной  $L$  неравновесных носителей, поэтому при достаточно больших уровнях возбуждения  $G(\tau_n + \tau_p) > n_0 + p_0$  инжекция и освещение могли менять их объемные свойства. Установлено, что шунтирующим вкладом шлифованной (Ш) и химико-динамически полированной (ХДП) поверхностей можно пренебречь при температурах  $T < 250 \text{ K}$ . Геометрия контактов в большинстве случаев соответствовала методу Ван-дер-По, однако те же результаты получались при обычной холловской геометрии и на толстых образцах. Используемые нами поля  $B \leq 22 \text{ кГс}$  позволяли достаточно однозначно обсуждать зависимости постоянной Холла  $R$  от  $B$  при  $80 \text{ K}$  в кристаллах с  $\mu_p \geq 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ; отношение подвижностей  $\mu_n/\mu_p \equiv b$  принималось равным 2. Для получения дополнительной информации измерялись фотомагнитные (ФМ) токи в максимуме спектральной фотопроводимости; специальными расчетами показано, что при этом искажения  $i_{\text{ФМ}}(B)$  за счет несоблюдения условия сильного поглощения в тонких образцах пренебрежимо малы независимо от эффективной скорости  $S^*$  поверхностной рекомбинации. Входящий в выражение для  $i_{\text{ФМ}}$  обобщенный холл-фактор  $r^*(B) = r_p^*(B) + b r_n(B)$  позволял судить о величинах  $r_p^*$ ,  $r_n$  в одном и том же образце — возможность, не реализуемая в холловских измерениях. При расчетах эффективный холл-фактор дырок принимался равным  $r_p^*(B) = r_p(B) r_{\text{лт}}(B)$ , где коэффициент  $r_{\text{лт}}$  учитывал вклады легких и тяжелых дырок в соответствии с их параметрами ( $m_t \cong 0,5 m_0$ ,  $m_r/m_l \cong 3,1$  [7]), и полагался не зависящим от степени неоднородности материала. Зависимости  $r_p$ ,  $r_n$  от величины поля рассчитывались по эмпирической формуле  $r_i(B) = (r_i^0 + \mu_i^2 B^2)/(1 + \mu_i^2 B^2)$ , дававшей удовлетворительное согласие с экспериментально измеренными  $r_n(B)$  в GaAs [3].

Электрические и гальваномангнитные свойства образцов с ростом  $\rho_k$  и (или)  $\rho(80 \text{ K}) \equiv \rho_{\text{аз}}$  приобретали особенности, которые можно связать с появлением сильной неоднородности — «компенсационной неупорядоченности», переходящей в явно выраженную биполярность примесной проводимости (далее — «примесная биполярность», ПБ).

В образцах с  $\rho_k \geq 50 \text{ кОм} \cdot \text{см}$  эффективные значения  $R(T) \ll R_n(T)$ ,  $R_p(T)$  неоднократно меняли знак, причем значения, измеряемые при разных полярностях тока  $\mathcal{J}$  через образец («+» и «-»), сильно различались («токовая асимметрия») [8]. В образцах с  $\rho \geq 100 \text{ кОм} \cdot \text{см}$

измерения  $R$ ,  $\rho$  при  $T < 300$  К или вообще были невозможны, или давали результаты явно инжекционного происхождения. В образцах с  $\rho_k < 10$  кОм·см признаки ПБ начинали проявляться после слабо компенсирующего облучения быстрыми нейтронами, когда в  $R(T)$  появлялись области деионизации глубокой примеси. При этом в «омических» потенциалах  $V^{(+)}$ ,  $V^{(-)}$ , используемых обычно для определения  $\rho$ , появлялась токовая асимметрия, доходящая до несоответствия знаков одного из них полярности подаваемого на образец напряжения. В таких условиях  $\rho$  могло определяться лишь ориентировочно, по полному падению напряжения  $V_0^{(+)}$ ,  $V_0^{(-)}$  на образце.

Особенности  $R(T)$  в наиболее высокоомных образцах приводились в [8]. Аномалии  $R(B)$  при 80 К, появляющиеся после облучения дозой  $1,5 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  быстрых нейтронов, показаны на рис. 1 для образцов  $n$ -типа  $n5$ ,  $n6$  (Ш), имевших в исходных состояниях близкие значения  $\rho_k \approx 4,8 \cdot 10^3$  Ом·см  $> \rho_{аз}$ , а после облучения — практически те же  $\rho_k$ , но при этом  $\rho_{аз} > \rho_k$ . У обоих образцов в исходном состоянии при близких  $R^{(+)}$ ,  $R^{(-)}$  наблюдался рост  $R(B)$  примерно в 1,5 раза типа обсуждавшегося в [2] (несколько больший у  $n6$ ); этот рост свидетельствовал о том, что  $r_n < 1$ .

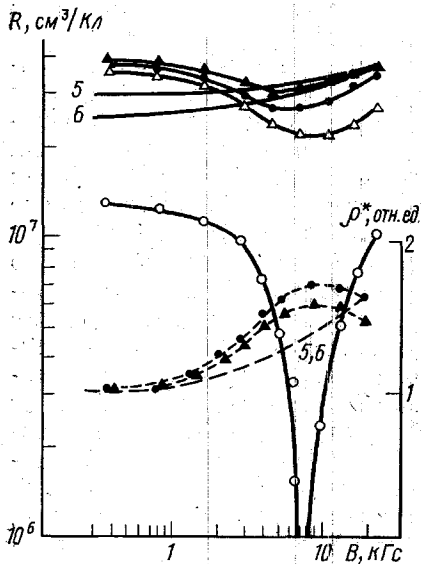


Рис. 1. Полевые зависимости постоянной Холла  $R$  (сплошные кривые) и «магнетосопротивления»  $\rho^*$  (пунктир) при 80 К в облученных образцах 5, 6  $n$ -типа соответственно при токах «+» ( $\blacktriangle$ ,  $\bullet$ ) и «-» ( $\triangle$ ,  $\circ$ ); кривые без точек — то же до облучения

После облучения, несмотря на близость  $\rho_k$  обоих образцов, различия в их  $R(B)$  резко усилились, при этом у образца  $n6$  видны явные проявления ПБ, включающие и резкую токовую асимметрию  $R$ , и перемену знака  $R^{(-)}(B)$  с  $n$  на  $p$ . Асимметрия  $R^{(+)}$ ,  $R^{(-)}$  может иметь лишь один источник — контактную инжекцию (разную при  $\mathcal{J}^+$ ,  $\mathcal{J}^-$ ); отношение  $V_0^+/V_0^- < 1$  свидетельствует о том, что состояние (—) ближе к темновому, чем (+). Таким образом, очевидна чрезвычайная чувствительность ПБ к малейшим нарушениям равновесных отношений концентраций электронов и дырок  $C_0 = n_0/p_0$  в объеме. По аналогии с собственной биполярностью (СБ) можно полагать, что в состоянии (—) образца  $n6$  сравнимы интегральные вклады

электронов и дырок ( $b^2 C^* \geq 1$ ) в сквозные токи; расчеты по известным формулам СБ [4] дают для него  $C^* \leq 0,7$  с  $\mu_n = 25000$  см $^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , превышающей оцененные в состоянии (+)  $n6$  и в образце  $n5$  ( $\sim 17000$  см $^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ). О том, что все приведенные кривые относятся к инжекционным состояниям, свидетельствуют измеренные зависимости  $R(T)$ ,  $\rho(T)$ , имеющие слабо выраженную область деионизации при  $T < 300$  К, нарушаемую при  $T < 200$  К. Общий эффект повышения эффективных  $\mu_n$  инжекцией (в  $n$ -образцах постоянно наблюдались  $\tau_n/\tau_p > 1$ ) виден в сдвиге минимумов  $R(B)$  в сторону меньших  $B$  при токах (+), сами же оцененные  $\mu_n^*$  могут быть, во-первых, неточными, а во-вторых, несколько заниженными следами СБ. Видно также, что в образце  $n5$  в состоянии (—) имеет место «скрытая» ПБ того же

типа, что и в образце пб, свидетельствующая о более слабом вкладе ПБ-областей в эффект Холла (то же, но еще слабее — в состояниях (+) обоих образцов).

На рис. 1 приведены также относительные изменения «магнетосопротивления», определяемого по величинам нехолловских потенциалов на холловских контактах. Как видно, эти изменения отличаются от  $\rho^*(B)$  в исходных состояниях (они отличаются и от обсуждаемых в [2] для случая «металлических» включений). Таким образом, спаду и нарастанию  $R(B)$  в данном случае соответствуют рост и спад  $\rho^*$ , отражающие нарастание и уменьшение ПБ. Отсюда следует вывод о том, что в условиях ПБ (в отличие от СБ!) в магнитном поле меняются сами эффективные подвижности электронов и дырок, уменьшаясь с нарастанием и увеличиваясь с ослаблением ПБ.

В  $p$ -образцах, в условиях явно выраженной ПБ, получение интерпретируемых данных оказалось невозможным. Для обнаружения слабой ПБ мы исследовали  $R(B)$  в достаточно «низкоомных» при 80 К образцах разной толщины ( $5 \geq \rho_{аз} \geq 0,1$  кОм·см;  $2,4 \geq d \geq 0,3$  мм — см. таблицу). Результаты представлены на рис. 2, где нумерованные кривые — расчетные, с параметрами, указанными в подписи к рисунку. Качественно близкими к экспериментальным оказались только кривые с  $r_p < 1$ . Их детальный анализ дал возможность утверждать, что во всех образцах существует «скрытая» ПБ с  $C^* \approx 0,01-0,02$  и с  $r_p^0 \approx 0,8$ . Вопрос о том, являются ли эти  $r_p^0$  результатом компенсационной неоднородности, удалось решить с помощью анализа зависимостей  $i_{фм}(B)$ ; здесь же отметим, что определению « $C^*=0$ » при 80 К удовлетворяет огромный интервал значений  $0,01 > C^* > C_0$ , при которых материал может быть сильно неоднородным без признаков ПБ.

На рис. 3, а приведены  $i_{фм}(B)$  группы (а)  $p$ -образцов (см. рис. 2), с ХДП поверхностями, на которых поверхностный параметр  $\chi \equiv \tau S^*/L$  был достаточно мал (в случае шлифованных наблюдались преимущественно отрицательные ФМ-токи, здесь не обсуждаемые). Низкие  $\rho_{аз} \approx 100$  Ом·см обеспечивали сохранение темновых свойств при освещении. Помимо экспериментальных приведены ближайшие расчетные кривые с постоянными  $\mu$  и  $\chi$ ; на рис. 3, б — кривые отклонений  $\eta \equiv$

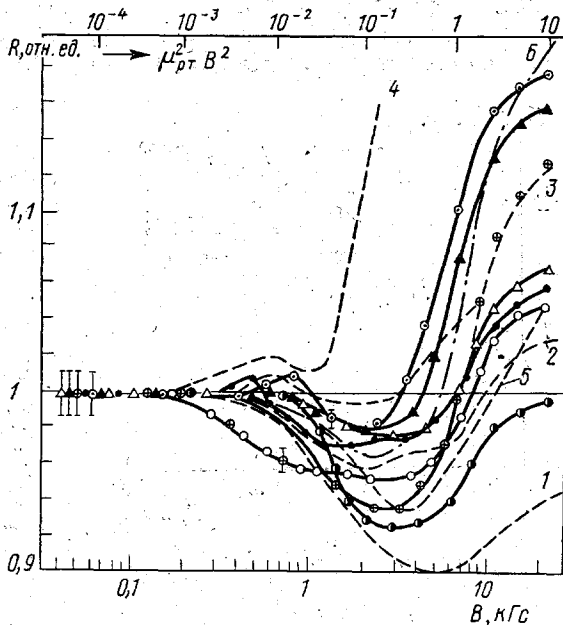


Рис. 2. Полевые зависимости  $R$  при 80 К, для образцов  $p$ -типа с характеристиками, указанными в таблице: № 1 — ●, № 2 — △, № 3 — ○, № 4 — ▲, № 5 — ⊙, № 7 — ⊕, № 1а — ⊙. Пунктирные кривые — расчетные с  $r_p^0 = r_n^0 = 0,8$ ;  $C = 0$  (1); 0,01 (2); 0,02 (3); 0,05 (4);  $r_p^0 = 0,7$ ;  $C = 0$  (5);  $r_p^0 = 0,6$ ;  $C = 0$  (6). Верхняя шкала — с  $\mu_{рТ} = 15000$  см<sup>2</sup>/(В·с)

$\equiv i_{\text{фм}}/i_i$  измеренных значений от расчетных. Видна близкая аналогия  $\eta(B)$  с  $R(B)$  рис. 2, позволяющая предположить одинаковое поведение  $r_p^*$ ,  $r_n$  в магнитном поле. Этот вывод подтверждается анализом  $i_{\text{фм}}(B)$  в необлученных  $p$ -образцах. Как видно из рис. 4, их  $\eta(B)$  раз-

Характеристики образцов  $p$ -типа, для которых на рис. 2 представлены зависимости  $R(B)$

№ образца	1	2	3	4	5	7	1a*
$d$ , мм	0,3	2,4	0,3	1,9	2,0	0,3	0,5
$\rho_{\text{аз}}$ , кОм·см	1,3	2,6	0,7	5,5	3,0	3,5	0,1

\* Подобных образцов было четыре, и лишь для этой группы («а») можно было провести измерения  $i_{\text{фм}}$  (см. рис. 3). Образцы 1—7 имели шлифованные поверхности, образец 1a — химико-динамически полированную.

личны, причем у  $n6$  и  $p$ -образцов они близки, а у  $n5$ ,  $n7$  — качественно иные. Расчетами обобщенного холл-фактора  $r^*(B)$  показано, что  $\eta(B)$  этих двух образцов согласуются лишь с одной совокупностью холл-факторов  $r_p^0 \cong r_n^0 \cong 1,18$ , в то время как у  $n6$  оба они существен-

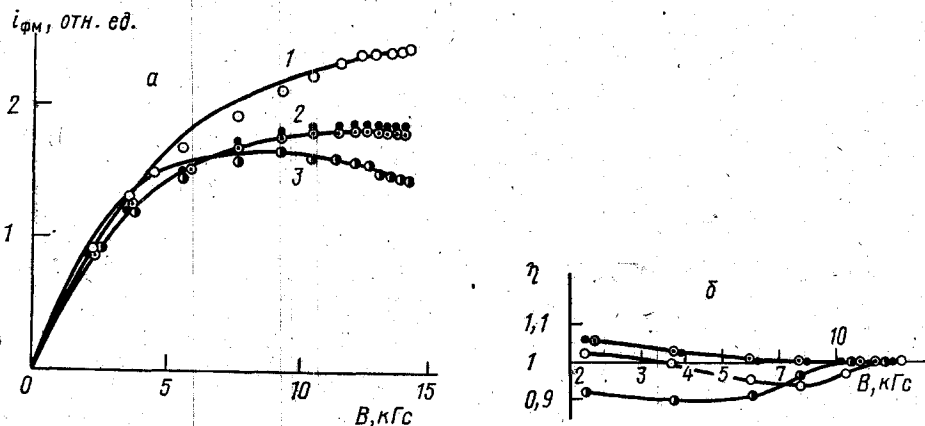


Рис. 3. а — Зависимости  $i_{\text{фм}}(B)$  при 80 К в  $p$ -образцах группы «а»: № 1 — ●, № 2 — ○, № 3 — ⊙, № 4 — ○. Сплошные кривые — ближайшие расчетные, с постоянными  $\mu_n$  ( $10^4$  см<sup>2</sup>/(В·с)) и  $\chi$  соответственно: 1,6 и 0 (1); 2 и 0,06 (2); 2,2 и 0,3 (3). б — Зависимости отношений  $\eta = i_{\text{фм}}/i_i$  экспериментальных токов к расчетным (по данным рис. 3, а)

но меньше этого значения. Полученное на образцах  $n5$ ,  $n7$ , по сути дела, первое экспериментальное наблюдение максимальных холл-факторов, типичных для решеточного рассеяния, свидетельствует еще и о том, что в однородном материале оба холл-фактора одинаковы. Следовательно, в  $p$ -материале оба они уменьшены компенсационной неоднородностью, равно как и в  $n6$  (и в массе других  $n$ -образцов, исследованных нами). Ликвидация неоднородности освещением в  $n5$  подтверждает ее относительную слабость по сравнению с  $n6$ ; однако сохранение неоднородности  $n6$  в условиях освещения свидетельствует о том, что ее основу составляют достаточно низкоомные включения, например обсуждаемые в [6] примесные облака. Как показывают полу-

ченые в настоящей работе результаты, свойства этих включений нельзя считать чисто «металлическими». По-видимому, размытые границы примесных облаков могут образовывать области пространственного заряда, проявляющиеся в материале с определенным уровнем концентраций и типом носителей заряда и дающие вклад в сквозные токи. В условиях более сильного освещения (ФМ-токи измерялись с

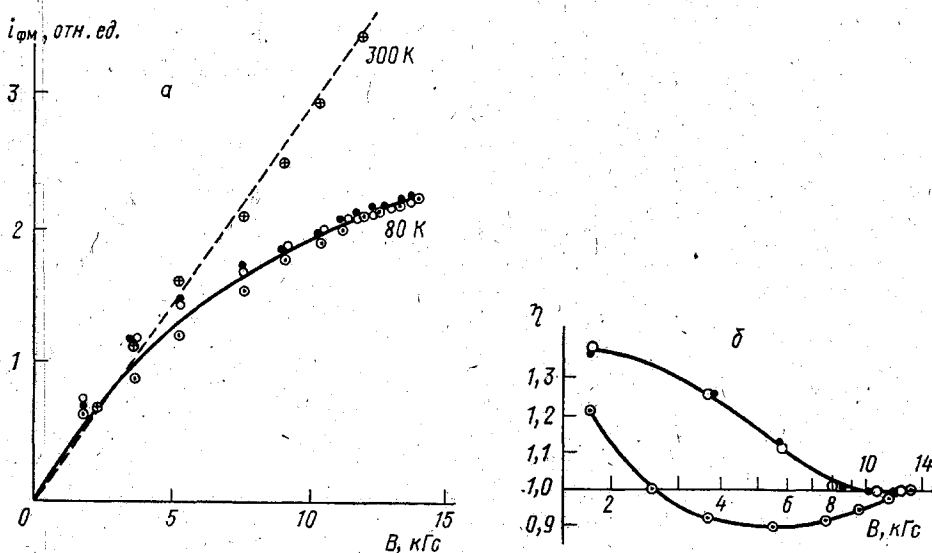


Рис. 4. а — Зависимости  $i_{\text{фм}}(B)$  в  $n$ -образцах: № 5 — ●, № 6 — ○, № 7 — ○ при 80 К и № 7 — ⊕ при 300 К. Сплошная кривая — ближайшая расчетная с постоянной  $\mu_p = 11000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ,  $\chi = 0$ . б — Зависимости отношений  $\eta = i_{\text{фм}}/i_i$  экспериментальных токов к расчетным (по данным, рис. 4, а)

интенсивностями  $I \lesssim 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{см}^{-1}$ ) неоднородность ослабляется и в образцах типа  $n6$ . Однако при этом появляются более выраженные эффекты СБ, усложняющие интерпретацию зависимостей  $R(B)$ ,  $i_{\text{фм}}(B)$  и являющиеся предметом дальнейших исследований. Проводятся также исследования более низкоомных образцов с целью определения условий перехода к «нормальным» холл-факторам.

Авторы благодарны В. Л. Бонч-Бруевичу и В. С. Вавилову за интерес к работе и обсуждение результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Herring C. // J. Appl. Phys. 1960. 31, N 11. P. 106—120. [2] Wolfe C. M. et al. // J. Appl. Phys. Letts. 1971. 18, N 5. P. 205—208; J. Electrochem. Soc. 1972. 119, N 2. P. 250—255. [3] Wolfe C. M. et al. // J. Appl. Phys. 1973. 44, N 2. P. 732—734. [4] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. [5] Dmitrienko N. N. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1974. 26. P. K45—K47. [6] Воронков В. В. и др. // ФТП. 1979. 13, № 5. С. 846—853. [7] Costato M., Gagliani C., Jacoboni C., Reggiani L. // J. Phys. Chem. Sol. 1974. 35. P. 1605—1608. [8] Вавилов В. С., Остробородова В. В., Радовильская Л. Г. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 6. С. 94.

Поступила в редакцию  
09.10.85