состав конгруэнтным, нужно быть уверенным в отсутствии неконтролируемых примесей в расплаве на уровне 10^{-2}—10^{-3} мол.%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александровский А. Л., Маскаев Ю. А., Наумова И. И. «Физика твердого тела», 1975, 17, 3197.
2. Александровский А. Л., Маскаев Ю. А. Авт. свид., 1976 г., № 510685.
3. Voronov V. V., Zharikov E. V. et al. „Kristall und Technik", 1976, 11, 1113.
4. Van Uitert, Rubin J. J., Bonner W. A. IEEE J. Q. E., 1968, QE-4, 622.
5. Cochayne B., Chesswas M. et al. „J. Materials Sci.", 1969, 4, 565.
6. Дудник О. Ф., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. «Кристаллография», 1975, 20, 1013.
7. Brice J. C. „Acta Electronica", 1973, 16, 291.
8. Hurle D. T. „Phil. Mag.", 1966, 13, 305.
9. Ballman A. A., Carruthers J. R., O'Bryan H. M. „J. Cryst. Growth", 1975, 20, 1013.
10. Carruthers J. R., Blank S. L. et al. „J. Cryst. Growth", 1974, 23, 195.
11. Giess E. A., Scott B. A. et al. „J. Amer. Ceram. Soc.", 1970, 53, 14—17.
12. Дудник О. Ф. и др. Тезисы докладов VIII Всесоюзной конференции «Проблемы исследования свойств сегнетоэлектриков», ч. 2. Ужгород, 1974, с. 78.
13. Елинсон М. И., Дудник О. Ф. и др. «Микроэлектроника», 1975, 4, 78.
14. Brehm C., Boniort J.-J. „J. Cryst. Growth", 1973, 18, 191.
15. Singh S., Draegert D. A., Geusic J. E. „Phys. Rev.", 1970, B2, 2709.

Кафедра
физики кристаллов

Поступила в редакцию
03.01.78

УДК 621.315.592

В. В. Остробородова, М. С. Аль Кувейти (Ирак)

АНОМАЛИИ ФОТОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА И СОСТОЯНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ В ВЫСОКООМНЫХ КРИСТАЛЛАХ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

В последние годы внимание исследователей привлекают аномалии фотомагнитного эффекта (ФМЭ), обусловленные приповерхностными изгибами зон и появляющимися в связи с этим дрейфовыми ($\mathcal{J}_{др}$) потоками носителей заряда к поверхности. В [1] проведены теоретические расчеты $\mathcal{J}_{др}$ для области малых магнитных полей $\mu B \ll 1$ и сопоставлены со спектральными зависимостями $i_{фм}$ в Si. В [2] те же расчеты распространены на область $\mu B \gg 1$ в связи с обсуждением $i_{фм}$ (B) в p-InSb при различных обработках поверхности; оценен малый вклад $\mathcal{J}_{др}$ в общем потоке неосновных носителей, определены эффективные скорости поверхностной рекомбинации $\mathcal{S}_n^*$, ширина w области пространственного заряда и высота φ поверхностного барьера. С использованием выдвинутых в [1, 3] положений авторы [4, 5] провели исследования характеристик ФМ-токов в Si при различных состояниях поверхностного слоя, включая его специальное легирование.

Авторы названных и ряда других работ не сталкивались с возможностью одновременного экспериментального наблюдения вкладов электронов (n) и дырок (p) в ФМ-токи. Мы наблюдали аномальные $i_{фм}$ (B) при исследовании температурных зависимостей подвижностей электро-

нов в освещенных высокоомных кристаллах арсенида галлия, легированного кислородом [6], хромом и железом; в условиях $\mu_n B \gtrsim 1$ мы могли различать n- и p-потоки. Нам кажется, что полученные в настоящей работе результаты расширяют представление о практически возможных состояниях приповерхностных слоев и дают материал для более детальной проверки выдвинутых в [1, 2] положений.

Общие вопросы, касающиеся интерпретации данных ФМЭ в высокоомных кристаллах, обладающих темновыми сопротивлениями $\rho_т \gtrsim 10^8$ Ом·см, стационарной фотопроводимостью (ФП) $\sigma = qp\mu_p(1+bc)$ $(c \equiv n/p,\ b \equiv \mu_n/\mu_p \gg 1)$ и эффективной холловской подвижностью $\mu^* = \mu_p(1-b^2c)/(1+bc)$ для случая $b^2c \ll 1$ и малой интенсивности I' импульсного поверхностного возбуждения по сравнению с объемным I, описаны в [7]. В [8] они обобщены на случаи p- и n-биполярности μ^*; показано, что в состояниях $0 \lesssim \mu_p^* \lesssim \mu_p$ и даже с $0 < \mu_n^* \ll \mu_n$ ФМ-токи в области магнитных полей $\mu_p B \ll 1$ подчиняются простейшему соотношению [9]:

$$i_{фм}(B) \sim \frac{\mu B \mathscr{L}}{\theta(1+\theta)}, \tag{1}$$

где

$$\theta \equiv (\mu^2 B^2 + 1)^{1/2},\ \mu \equiv \mu_{фм} = \mu_n/(1+bc)^{1/2} \tag{2}$$

и

$$\chi = (\tau_{фм}/\mathscr{D}_n)^{1/2} \mathscr{S}_n^*(1+bc),\ \mathscr{L} \equiv \mathscr{L}_{фм} = (\tau_{фм}\mathscr{D}_n)^{1/2}. \tag{3}$$

Поскольку I'-возбуждение само по себе может существенно менять состояние ФП приповерхностного слоя высокоомного кристалла, то в [8] были проведены раздельные исследования фотохолл-эффекта (ФХЭ) при обоих видах возбуждения. Измеряемые R' и ρ' в отличие от R и ρ являются не истинными, а усредненными по толщине образца; однако поскольку характер усреднения обеих величин несильно отличается [10], то их частное $R'/\rho' \equiv \mu^{*\prime}$ является достаточно объективной характеристикой эффективной холловской подвижности носителей заряда в ФП-слое. Последняя, естественно, может быть более n-биполярной по сравнению с $\mu^* = R/\rho$, если объемное возбуждение дает p-состояния, как это имело место в GaAs (O) [7, 8].

Было обнаружено, что во всех случаях, когда p-проводимость реализовалась и при $I = (\mu_p^*)$, и при $I' = (\mu_p^{*\prime})$ генерациях, $i_{фм}(B)$ описывались соотношением (1) с неизменными $\mu = \mu_n$ в широком интервале I'/I, включая режим $I' \gg I$; при этом для стандартно травленных поверхностей [7, 8] всегда имело место $\chi \lesssim 0{,}01$. Совокупность экспериментальных данных, включавшая анализ соотношений μ^* и $\mu^{*\prime}$ при разных температурах и условиях освещения, позволила сделать вывод о возможности надежного определения μ_n с помощью $i_{фм}(B)$ и о пренебрежимо малом вкладе поверхности в ФМ-токи. Подобный — «нормальный» — ФМЭ наблюдался в GaAs (O) в широком интервале температур, включая область 8—40 К, когда μ^* были p-, а $\mu^{*\prime}$ — n-типа [6]. Однако уже в этой серии экспериментов мы встретились с резким ростом χ в окрестности 50 K. Увеличивающиеся с ростом I' χ (до 1—6) наблюдались и при комнатной температуре в образцах с постоянной Холла n-типа и с $\mu_n^{*\prime} \gtrsim 10^3$ см²/В·с.

В кристаллах с Fe и Cr ФМ-токи содержали явно выраженные дрейфовые потоки носителей заряда к поверхности, однако структура этих потоков не согласовалась с простейшими представлениями о характере смещения уровней Ферми в приповерхностном слое [3, 4]. Наиболее явно аномалии ФМЭ были выражены при $I' \gg I$, и именно при этих условиях мы провели исследования.

Методика. Обработка поверхности кристаллов и методика измерений ФМЭ и ФХЭ описаны в [7, 8]. Индиевые контакты напаивались на торцы и боковые грани образцов, предварительно покрытые никелем из раствора. Стравливание лишнего никеля и травление поверхности образца производилось горячим раствором $H_2O_2+H_2SO_4+H_2O$ в весовых соотношениях 1 : 3 : 3. Контакты были омическими при всех условиях измерений. Собственное возбуждение осуществлялось ртутной лампой (РЛ) с максимумом интенсивности $I'_м \cong 2\cdot10^{17}$ см$^{-2}$с$^{-1}$. Кроме ее интегрального (И) света использовались спектральные составляющие с характерными коэффициентами поглощения α [11] и эффективными глубинами проникновения в кристалл $l \simeq 1/\alpha$:

	зеленый (З)	голубой (Г)	фиолетовый (Ф)
$h\nu$, эВ	2,27	2,84	3,06
l, см	$2{,}5\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-5}$	$2\cdot10^{-6}$.

В связи с дальнейшим обсуждением следует обратить внимание на сильное различие в глубине проникновения Ф-света по сравнению с З- и Г-светом.

ФХЭ измерялся в условиях, когда прямое попадание света на потенциальные контакты исключалось; измерение на двух парах контактов позволяло оценивать однородность освещения и параметров образца. ФМ-измерения проводились в режиме тока короткого замыкания. Сигнал напряжения $U_н$ на нагрузке $r_н \ll r$ образца регистрировался фазовым детектором с чувствительностью $\sim 10^{-8}$ В. $U_н$ измерялись при разных полярностях и направлениях изменения магнитного поля. Близость значений $U_н$ (B) (в пределах 2—3%) позволяла судить и о стабильности температуры образца в процессе измерений. С помощью оптических азотного и гелиевого криостатов перекрывался интервал температур 300—8 К. Исследования с водяным фильтром и без него в интервале частот прерывания света 400—1000 Гц не обнаружили заметных изменений в характере полевых зависимостей ФМ-токов.

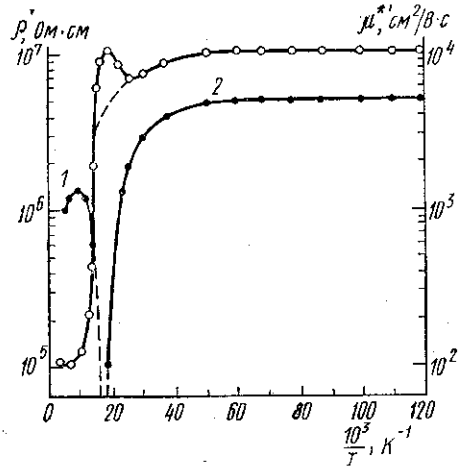

Рис. 1. Температурный ход ρ' (○) и $\mu^{*\prime}$ (●) при стационарном освещении $I' \simeq 0{,}5\, I'_м$ образца О4. $1 - \mu^{*\prime}_p$, $2 - \mu^{*\prime}_n$

Результаты. Температурный ход ρ' и $\mu^{*\prime}$ при И-генерации в образце О4, типичный для кристаллов GaAs(O), представлен на рис. 1. Он

характеризуется резким возрастанием ρ' от 10^5 до 10^7 Ом·см в области 77—50 K с последующим выходом на плато. Как было показано ранее [12], рост ρ', R' обусловлен прекращением процесса захвата и термического выброса фотодырок уровнем $\mathscr{E}_{av}$ =0,17 эВ. В этом же промежутке происходит изменение типа $\mu^{*\prime}$ с p- на n- также с последующим выходом на плато. Обращает внимание немонотонность ρ' перед выходом на плато, выражающаяся в виде небольшого, но явно выраженного пика при 50 K. Вблизи 90 K образец имел p-проводимость при обоих видах генерации с μ_p^*, $\mu_p^{*\prime}$ порядка 1200 см²/В·с. Зависимость χ от состояния поверхности, характерная для разных сочетаний ρ и ρ' в пределах 10^7—10^5 Ом·см, иллюстрируется таблицей 1 (для 90 К); $\mathscr{S}_n^*$ оценены с $\mathscr{D}_n$, найденными из экспериментальных μ_n, и $\tau_{фм} \simeq 10^{-10}$ с, рассчитанными из сопоставления ФМ- и ФП-токов. Все $U_н(B)$ подчинялись соотношению (1); независимость χ от ρ'/ρ позволяет считать его адекватной функцией состояния поверхности, однако видно, что даже χ=0,1 соответствует $\mathscr{S}_n^*$ значительно более низким, чем обычно принимаемые для GaAs.

Неудивительно снижение μ_n на шлифованной поверхности, поскольку глубина проникновения поверхностно поглощаемого света — порядка размеров нарушенного слоя. Относительные «чувствительности» $U_н/B \equiv A$ в области $\mu B \ll 1$, не приведенные в таблице 1, в нашем случае пропорциональные $I'\mu L/(1+\chi)$, коррелировали с изменениями I', χ и в состоянии 4 были примерно в 20 раз меньше, чем в состоянии 1.

Таблица 1

№	Состояние поверхности	μ_n 10³см²/В·с	χ	$\mathscr{S}_n^*$ см/с
1	Свежетравленная	12	0,1	$3\cdot10^2$
2	«Старая» (после выдержки на воздухе)	12	0,9	$3\cdot10^3$
3	Обработанная в горячем спирте	12	0,3	$1\cdot10^3$
4	Шлифованная тонким наждаком	7,8	20	$6\cdot10^4$

Таблица 2

№ кривых	T, К	A, мкВ/кГс	μ, 10³см²/В·с	χ
1	10	7,2	9,0	$\lesssim$0,01
2	20	7,0	9,0	«
3	24	5,8	10,0	«
4	31	5,6	15,0	«
5	36	5,0	16,0	~0,01
6	52	3,8	15,0	20

На рис. 2 показаны $U_н(B)$ для того же образца в области 10—52 K, а в таблице 2 — рассчитанные на ЭВМ μ_n и χ, а также значения A. Из рисунка видно хорошее согласие $U_н(B)$ с формулой (1), кроме кривой *6* в области $\mu B \gtrsim 1$. В контрасте с результатами для 90 K отсутствует корреляция между изменениями χ и A в области 36—52 K. В то же время температурное совпадение пиков ρ' (рис. 1) и χ, так же, как и корреляция между степенью роста ρ' (со стороны низких температур) и спада A, свидетельствует о явном влиянии «поверхности» на саму величину ρ'. Предположив, что особенность кривой *6* обусловлена добавлением к обычному диффузионному ФМ-току в (1) дрейфового тока $i_{др}(B) = -A'\cdot B$ [2], мы провели ее обсчет при разных A'. Совпадение с (1) было получено при $A' \cong 0{,}45A$ с результирующим $\mu = 1{,}7\cdot10^4$ и $\chi \simeq 0{,}08$. Таким образом, ликвидировалось противоречие между изменениями A и χ, но последнее значение χ все же осталось существенно больше остальных.

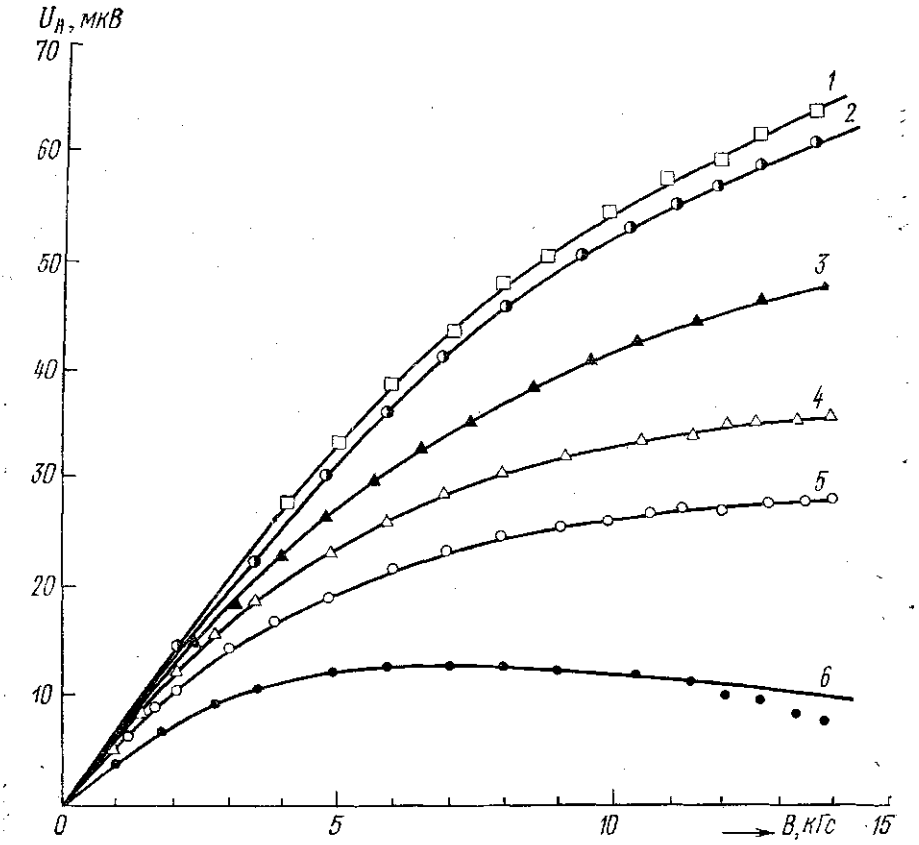

Рис. 2. Зависимости $U_н(B)$ образца О4 в области 10—52 К ($I' \simeq 0{,}5\ I'_м$). Точки — эксперимент, сплошные кривые — расчетные (μ и χ см. в табл. 2)

Образец О5 имел при 80 K $\mu_n^{*\prime} = 1{,}2 \cdot 10^3$ см²/В·с. На рис. 3 показаны его $U_н(B)$. Ни одна из кривых, хотя очевиден их n-тип, не может быть описана соотношением (1); для иллюстрации приведена кривая с $\mu = 1{,}7 \cdot 10^4$ и $\chi = 0{,}5$, наиболее близкая к экспериментальной (И) в области $\mu B < 1$. Для остальных также характерно $\chi < 1$, и таким образом, очевидной причиной резкого спада $U_н$ при больших B являются обратные дрейфовые потоки электронов. Видно, что их относительная роль больше для Ф-света. Так же, как в p-InSb [2], $i_{др}$ линейны по магнитному полю.

Наиболее явно проявились обратные потоки в GaAs(Fe). На рис. 4 показаны зависимости μ_p^*, $\mu^{*\prime}$, ρ, ρ', μ от T для образца Ж1. Ниже 120 K $\mu^{*\prime}$ меняет знак; максимальные $\mu_n^{*\prime} \simeq 6 \cdot 10^3$ см²/В·с — того же порядка, что и μ, определенные из ФМЭ с $I' \ll I$, т. е. в условиях, когда поверхностное возбуждение не определяло самих свойств ФП слоя. В этих же условиях при комнатной температуре $\mu = \mu_n = 5 \cdot 10^3$ и $\chi \ll 1$, что хорошо коррелировало с темновыми значениями $\mu_p \simeq 300$, не менявшимися с освещением. При $I' \gg I$ $U_н$ (B) имели вид, согласующийся с

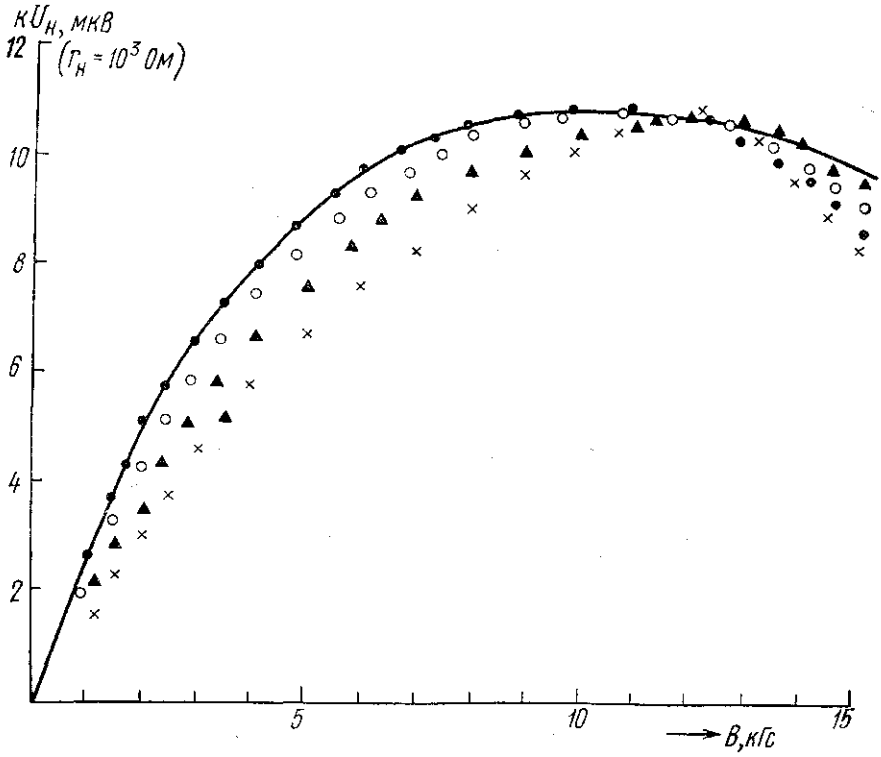

Рис. 3. $кU_н$ (B) для образца О5 при интегральном и спектральных возбуждениях. к=1 (● — И), 6 (○ — З), 9 (▲ — Г), 30 (× — Ф). Сплошная кривая рассчитана по формуле (1) с максимальным приближением к экспериментальной зависимости (И)

(1), но с μ, уменьшавшейся от приведенного выше значения до $4{,}6\times\times10^3$ с ростом I', и с χ, растущим от 0,1 до 1. Таким образом сказывался эффект биполярности проводимости ФП слоя и слабость влияния ее на μ.

Рис. 5 иллюстрирует типичный вид $U_н(B)$ в области 77—108 К для того же образца Ж1. Как видно, при 77 К все ФМ-токи отрицательны ($i_{фм}^{(-)}$), но отнюдь не линейны по B! При 83 К Ф-кривая уже положи-

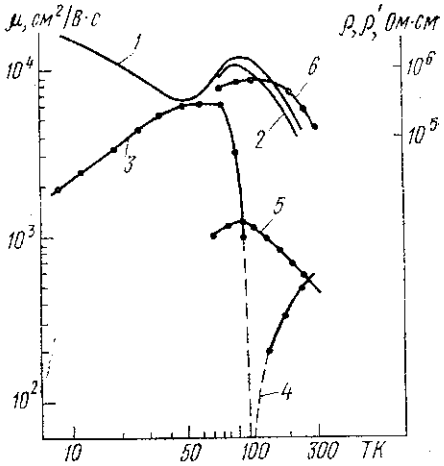

Рис. 4. Температурный ход ρ' (1), ρ (2), $\mu^{*\prime}$ (3 — n, 4 — p), μ_p^* (5) и μ (6) в образце Ж1 GaAs(Fe)

тельна и имеет n-тип с сильной компенсацией прямого тока обратным дрейфовым; для последнего снова характерна линейность по B. Вид

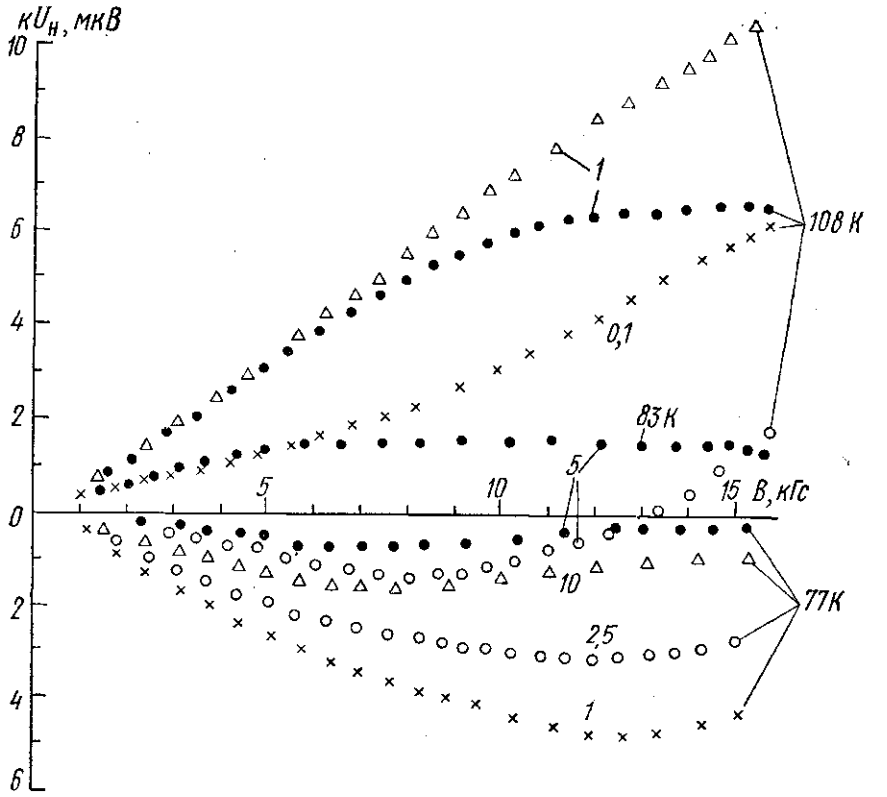

Рис. 5. Зависимости $\kappa U_н$ (B) в образце Ж1 при интегральном и спектральных возбуждениях. × — И, ○ — З, △ — Г, ● — Ф. T (К) = 1—108 (△, ● — κ = 1, ○ — 5, × — 0,1); 2 — 83 (● — κ = 5); 3—77 (● — κ = 5; △ — 10; ○ — 2,5; × — 1)

кривых при 108 К явно обусловлен сильной компенсацией прямых и обратных потоков. Кривые для И-, Г- и З-света весьма сходны в широком интервале температур, и поскольку в низкотемпературной области амплитуды ФМ-токов сильно уменьшались, они измерены с использованием интегрального света РЛ. Их вид (рис. 6) снова свидетельствует о наложении линейных (положительных) и сублинейных (отрицательных) по магнитному полю токов. С повышением температуры амплитуда первых падает, а вторых — растет, достигая максимума при 52 К и оставаясь на том же уровне при 77 К.

Характерной чертой кристаллов GaAs(Cr) было сохранение n-типа ФП при всех температурах и условиях освещения. Их $U_н(B)$ при комнатной температуре имели вид, аналогичный кривым *1—4* рис. 6. Ниже 77 К подвижности в них сильно уменьшались, и поскольку неосновными носителями были всегда дырки, то надежных ФМ-измерений провести было невозможно.

Обсуждение результатов. Следует прежде всего обратить внимание на нетривиальность самих аномалий с точки зрения характера обрат-

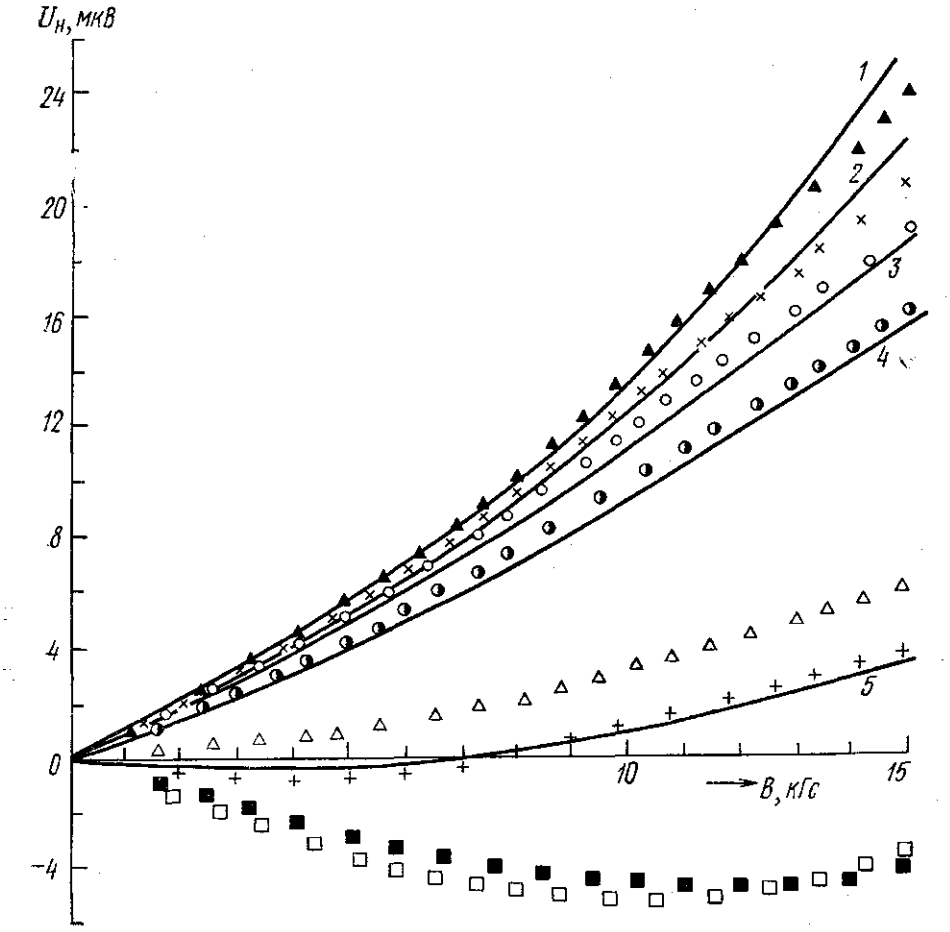

Рис. 6. Зависимости $U_н$ (B) в GaA(Fe) при И-возбуждении в интервале 8—77 К. T (К): ▲ — 8, × — 14, ○ — 23, ◑ — 31, Δ — 39, + — 43, □ — 50, ■ — 77. Кривые *1—5* — расчетные (см. текст)

ных потоков. В самом деле, если в GaAs(O) линейность n-$i_{др}$ по B согласуется с результатами, полученными в низкоомных кристаллах p-InSb [2], то нелинейность их в n-состояниях GaAs(Fe) нельзя объяснить на основе используемой в [1—4] «поверхности», включающей только запорный или антизапорный изгиб зон.

Начнем с более просто интерпретируемого случая GaAs(O). Рост χ от значений менее 0,01 до единицы и более при комнатной температуре обычно наблюдался в состояниях с достаточно большими $\mu_n^{*\prime}$ и поэтому может быть обусловлен **а)** ростом $\tau_{фм}$ (но не bc!) в соотношении (3) и **б)** появлением заметного запорного сдвига объемных квазиуровней Ферми относительно поверхностных. Роль $\tau_{фм}$ в χ очевидна из того, что в области 10—40 К, несмотря на n-тип $\mu^{*\prime}$, во всех образцах $\chi \ll 1$.

В то же время чувствительность χ к изменениям $\tau_{фм}$ слаба и объяснить всю совокупность данных по χ, ρ' и μ только его ростом невозможно. Следовательно, роль фактора **б)** также несомненна. Очевидно также и повышение рекомбинационной активности самого поверхностного слоя в области 50—77 К. Близость χ (0,1) для свежетравленной поверхности при 77 К с поправленным (0,08) при 52 К соответствует максимальным и одинаковым по амплитуде отрицательным $i_{фм}^{(-)}$ в GaAs(F) при тех же температурах. Это дает основание полагать, что свойства самого приповерхностного слоя в кристаллах обоих типов одинаковы, хотя «объемная» ($\mathscr{L} \gg 1/\alpha$!) ФП в первом p-, а во втором — n-типа. В GaAs(Cr), как показывают данные, при комнатной температуре картина аналогична.

В случаях явного проявления n-$i_{др}^{(-)}$ в n-$i_{фм}^{(+)}$ (B) для них характерна линейность по B. Это очевидный результат структуры обратного потока [2]:

$$\mathcal{J}_{др} = \frac{i_{др}}{qI'\mu B} = -w\left[\frac{1-\exp(-\alpha w)}{\alpha w} - \frac{\exp(-\alpha w)}{1+\alpha\mathscr{L}/\theta^{1/2}}\right] \equiv -\mathcal{J}' + \mathcal{J}''. \quad (4)$$

В самом деле, при $\mathscr{L} \gg 1/\alpha$ влиянием $\mathcal{J}''$ можно пренебречь. Для Г-, З- (и И-света, поскольку вклад Ф мал) характерное $\alpha \simeq 10^5$ [11], оцененное экспериментально по $i_{фм}\mathscr{L} \cong 2—3\cdot10^{-4}$ см. Наиболее разумными кажутся $\alpha w \simeq 0{,}1$, поскольку при меньших αw потоки $\mathcal{J}'$ и $\mathcal{J}''$ сами сильно компенсируют друг друга, а при бóльших второй намного меньше первого, и роль его маловероятна для любого $\alpha\mathscr{L}$. При заданных αw и $\alpha\mathscr{L} \gtrsim 10$ представим, что приповерхностный слой включает кроме w-области, некоторый слой $w' \gtrsim 1/\alpha$ со свойствами, отличными от объемных (определяемыми, например, одинаковыми для всех кристаллов условиями травления). Обнаруженные закономерности свидетельствуют о том, что w'-слой при всех температурах и условиях освещения имеет проводимость p-типа. Тогда при наличии объемной p-проводимости интегральное искривление зон у поверхности может быть от антизапорного (образцы с $\chi \ll 1$, $\mathscr{S}_n^* \simeq \mathscr{S}_n \exp(-\varphi/kT)$ до запорного ($\chi \gtrsim 1$, $\mathscr{S}_n^* = \mathscr{S}_n \exp(\varphi/kT)$ и с $\mathcal{J}' \gg \mathcal{J}''$, n-$\mathcal{J}_{дф}^{(+)}$ в (1) больше $\mathcal{J}'$.

При объемной n-проводимости для w'-слоя возбуждение носит характер, близкий к объемному, и n-$\mathcal{J}_{дф}^{(+)}$ резко уменьшается; в то же время появляется p-$\mathcal{J}_{дф}^{(+)}$, компенсирующий $\mathcal{J}'$. В условиях, когда эти потоки близки по величине, может в явном виде проявиться поток $\mathcal{J}''$. На рис. 6 сплошные кривые (в областях малых B совмещенные с соответствующими экспериментальными) воспроизводят ход $\mu B\mathcal{J}''$ при $\alpha\mathscr{L} \gtrsim 10$ и $\mu = 10^4$ (*1*), $8\cdot10^3$ (*2*) и $5\cdot10^3$ (*3*); кривые *4, 5* получены вычитанием из *3* линейных по B слагаемых до совмещения с соответствующими зависимостями при $B = 1{,}7$ (31 К) и 15 кГс (43 К). Видно, что крутизна кривых *1, 2* явно больше экспериментальных, а кривых *3, 5* и тем более *4* — близка к ним. Видно также, что сравнимые с $\mu B\mathcal{J}''$ алгебраические суммы линейных по B токов несильно искажают ход кривых. Это означает, что наблюдаемые $i_{фм}(B)$ могут быть описаны с учетом $\mathcal{J}''$ и компенсирующих друг друга прямых дырочных и обратных

электронных потоков. Заметим, что дающее наилучшее приближение μ близко к μ_n^{**} в этой области температур.

Для обсуждения Ф-кривых следует использовать другие количественные параметры — об этом свидетельствует вид кривых при 83—108 К. Бо́льшие α Ф-света уменьшают роль $\mathcal{J}''$ и p-$\mathcal{J}^{+}_{\text{дф}}$ и повышают вклад n-$\mathcal{J}^{(+)}_{(\text{дф})}$ w'-слоя. Поэтому сразу после перемены знака их вид становится типичным для случая n-$\mathcal{J}^{(+)}_{\text{дф}} > \mathcal{J}' \gg \mathcal{J}''$, p-$\mathcal{J}^{(+)}_{\text{дф}}$.

Таким образом, из полученных данных можно сделать следующие выводы: 1) исследование характера $i_{\text{фм}}(B)$ в высокоомном GaAs, освещенном только поверхностно поглощаемым светом разных длин волн, позволяет различать состояния тонких ФП слоев; 2) одним из первых результатов такого исследования можно считать обнаружение под слоем поверхностного объемного заряда, общего для кристаллов с примесями O, Fe, Cr слоя p-типа с проводимостью, превосходящей объемную, поскольку могут реализоваться антизапорные смещения квазиуровней Ферми, приводящие к сильному занижению эффективных скоростей поверхностной рекомбинации; 3) в состояниях сильной компенсации прямых p- и обратных n-потоков носителей проявляется структура $\mathcal{J}''$-потока, совпадающая с предложенной в [1, 2], с реальными значениями $\mathcal{L}$ и μ. Дальнейшие исследования в этом направлении могут дать более однозначные сведения о корреляции между характером поверхностной обработки и свойствами w'-слоя. Учет этих эффектов оказывается необходимым при анализе количественных характеристик фоточувствительности исследованных кристаллов.

Авторы благодарны В. Б. Дику за большую помощь при решении методических вопросов и А. Г. Миронову за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Городецкий С. М., Жданович Н. С., Равич Ю. И. «Физика и техника полупроводников», 1973, **7**, 1270.
2. Бабичев Г. Г., Жадько И. П., Романов В. А. «Физика и техника полупроводников», 1975, **9**, 2300.
3. Саченко А. В. «Укр. физ. журн.», 1968, **13**, 216.
4. Зуев В. А., Попов В. Г. «Укр. физ. журн.», 1975, **20**, 558.
5. Зуев В. А., Литовченко В. Г. и др. В кн.: Физика полупроводников, вып. 1. М., 1976.
6. Остробородова В. В., Симакин М. В., Московская О. А. «Изв. вузов. Физика», 1976, № 2, 25.
7. Остробородова В. В., Рябова Л.И., Симакин М. В. «Физика и техника полупроводников», 1975, **9**, 795.
8. Остробородова В. В., Рябова Л. И., Симакин М. В., Губаева М. М. «Изв. вузов. Физика», 1976, № 2, 21.
9. Kurnick S. W., Zitter R. N. „J. of Appl. Phys.", 1956, **27**, 278.
10. Кучис Е. В. Методы исследования эффекта Холла. М., 1974.
11. Casev H. C., Sell D. D., Wecht K. W. „J. of Appl. Phys.", 1975, **46**, 250.
12. Остробородова В. В., Кандидова Л. А. «Физика и техника полупроводников», 1970, **4**, 1046.

Кафедра
физики полупроводников

Поступила в редакцию
13.01.78