

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ

 $n\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ И $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ С $\varepsilon_g > 0$ Глузман Н. Г., Леринман Н. К., Сабирзянова Л. Д.,
Боднарчук О. А., Горбатюк И. Н., Раренко И. М.

На кристаллах $n\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ и $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ ($160 \leq \varepsilon_g \leq 260$ мэВ) с $N_D - N_A \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ измерены продольное ρ_{xx} и поперечное ρ_{xy} магнитосопротивления и коэффициент Холла R в магнитных полях H до 100 кЭ при $1.2 \leq T \leq 300$ К.

На всех образцах наблюдались осцилляции Шубникова—де-Гааза (ШГ) ρ_{xx} , ρ_{xy} и R . Положения максимумов осцилляций ШГ зависят от T . Для кристаллов $\text{Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ положение нулевого максимума смещено в сторону больших H , что обусловлено резким (по сравнению с зонным) уменьшением суммарного g -фактора. На продольном магнитосопротивлении обнаружены магнитофононные осцилляции. Сильное смещение магнитофононных экстремумов ρ_{xx} в зависимости от T обусловлено температурной зависимостью ε_g и матричного элемента.

Изучен переход от металлической проводимости к активационной, происходящий в магнитном поле; определена энергия активации в неметаллической области. Обнаружены некоторые особенности гальваномагнитных явлений в образцах $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$, свидетельствующие о наличии p -типа включений в кристаллах n -типа.

Сведения о гальваномагнитных эффектах в кристаллах $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ и $n\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ с $\varepsilon_g > 0$ содержатся всего в нескольких работах [1-4]. Эффект Шубникова—де-Гааза (ШГ) на образцах $n\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.20}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}$ с концентрацией электронов $n = 4.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ исследован в [1, 2], а на образцах n -

	$n\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.20}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}$		$n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$				
	1	2	3	4	5	6	7
ε_g ($T=300$ К), мэВ	165	160	210	220	180	260	210
$(N_D - N_A) \cdot 10^{-15}, \text{ см}^{-3}$	1.9	1.7	0.77	1.6		1.8	
$K = N_A / N_D$	0.32	0.44		~0.7			
$\mu_{\text{max}} \cdot 10^{-3}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	280	260	200	140	46	70	63
Количество осцилляций ШГ	4	7	1	4	4	1	3
$n_{\text{осц}} \cdot 10^{-15}, \text{ см}^{-3}$	1.8	1.7		1.5	1.8		
$(m^*/m_0) \cdot 10^3$	7.3	6.5		6.0			
$n = (1/eR_0) \cdot 10^{-15}$ ($T = 4.2$ К), см^{-3}	2.0	1.8	0.57	0.44	0.40	0.24	0.48
H_a , кЭ [см. (3)]	60	64					
H_a , кЭ [см. (4)]	22	17					
Эксперимент	25	20					
ε_F , мэВ	7.6	7.9		7.9			
\hbar/τ , мэВ	0.56	0.68					
T , К (температура наблюдения МФ осц.)	70 ÷ 280	60 ÷ 210				65	60

Примечание. Степень компенсации наших образцов (1-7) оценивалась следующим образом. Разность концентраций доноров и акцепторов $N_D - N_A$ находилась по значениям константы Холла R в той области температур, где $R(T) = \text{const}$. Значения $N_D + N_A$ определены из подвижности по формуле Брукса—Херринга при $T = 4.2$ К.

$\text{Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ с $y=0.09$, $n=(2\div 10)\cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ и с $y=0.11$, $n=2\cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$ — в [3, 4]. Явный недостаток сведений о соединениях такого типа побудил нас к исследованию гальваномагнитных явлений названных кристаллов.

Мы приводим результаты измерений коэффициента Холла R , продольного ρ_{zz} и поперечного ρ_{xx} магнитосопротивлений на кристаллах $n\text{-Hg}_{0.79}\text{Cd}_{0.20}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$ и $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ ($180 \leq \varepsilon_g \leq 260$ мэВ) с $N_D - N_A \approx 10^{15}\text{ см}^{-3}$ в магнитных полях H до 100 кЭ при $1.2 \leq T \leq 300$ К. В таблице приведены значения параметров исследованных образцов.

Рассмотрим образцы $n\text{-Hg}_{0.79}\text{Cd}_{0.20}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$. На рис. 1, а представлены зависимости удельного сопротивления ρ_0 , подвижности электронов μ_n и коэффициента Холла R от температуры для образца 2 (см. таблицу). При $T < 100$ К $R(T) = \text{const}$, что свидетельствует об отсутствии вымораживания электронов на доноры. Это соответствует теоретическим представлениям о поведении доноров

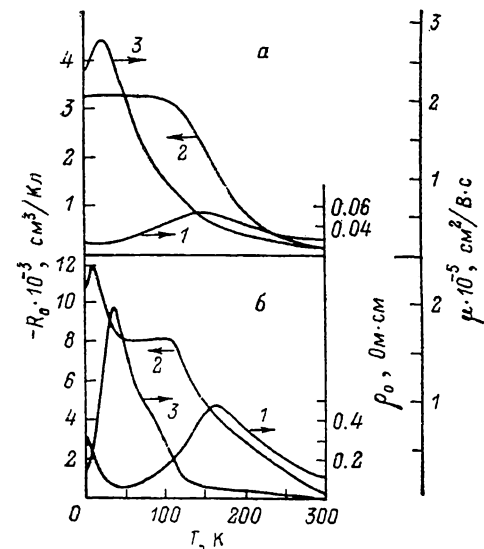


Рис. 1. Зависимости $\rho_0(T)$, $R(T)$ и $\mu(T)$. Образцы: а — 2, б — 3.

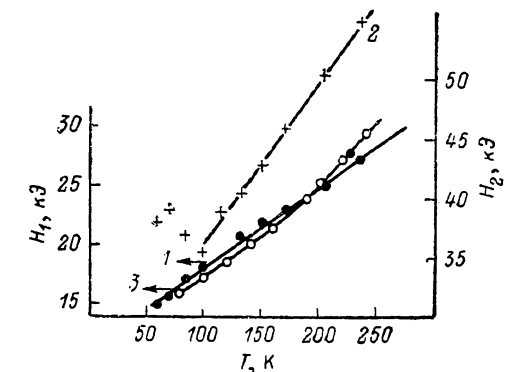


Рис. 2. Температурные зависимости положения первого магнитофононного (1) и нулевого псевдорезонансного (2) минимумов для образца 1. 3 — расчет.

в узкощелевых полупроводниках (УП) [5]. Переход Мотта для УП $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с величиной ε_g , как у наших образцов $\text{Hg}_{0.79}\text{Cd}_{0.20}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$, имеет место при $N_M = 3 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-3}$ (N_M — концентрация доноров, при которой наступает переход Мотта), что значительно меньше действительной концентрации доноров $N_D \approx \approx 3 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$. В такой ситуации примесная зона слита с зоной проводимости, в явлениях переноса не чувствуется, концентрация электронов при $T < 100$ К не зависит от температуры.

Достаточно большие величины μ_n в образцах $n\text{-Hg}_{0.79}\text{Cd}_{0.20}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$ при $77 < T < 250$ К позволили наблюдать магнитофононный резонанс (МФР). Особенностью МФР в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ является сильная зависимость положения экстремумов от T [6-8]. На рис. 2 приведены температурные зависимости положений первого H_1 и нулевого псевдорезонансного H_2 минимумов продольного магнитосопротивления для образца 1. Из рисунка видно, что отношение магнитных полей H_1 и H_2 в интервале температур 100-240 К равно 0.5. Это соответствует теории, ибо условие МФР имеет вид $M\Omega = \omega_0$ ($M=1, 2, \dots$), а условие псевдорезонанса $(2M+1)\Omega = 2\omega_0$ ($M=0, 1, 2, \dots$), где Ω — циклотронная частота, ω_0 — предельная частота оптических фононов. Постоянство отношения H_1/H_2 в таком широком интервале температур свидетельствует о том, что смещение минимумов ρ_{zz} вызвано одной и той же причиной, а именно температурной зависимостью ε_g и матричного элемента.

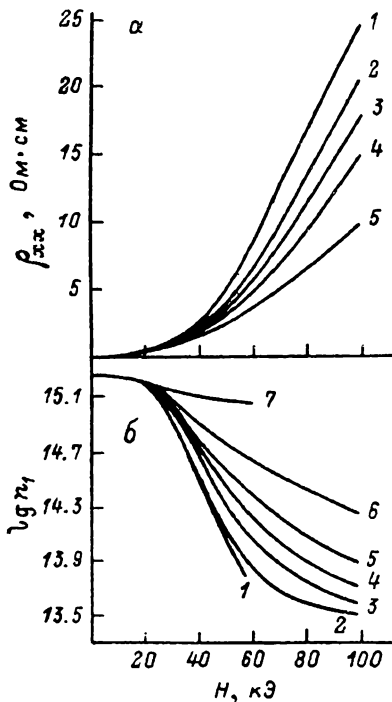
На рис. 2 (кривая 3) приведена рассчитанная зависимость положения первого минимума H_1 от T для кристаллов $\text{Hg}_{0.80}\text{Cd}_{0.20}\text{Te}$. С учетом непараболичности зоны величина резонансного поля определяется выражением

$$H_{\pm}^* = \frac{m^* \omega_0 c}{e} \left[1 + \frac{(2 \mp \gamma) \hbar \omega_0}{\epsilon_g} \right], \quad (1)$$

где $\gamma = |g^*| \mu_B H / \hbar \Omega$, μ_B — магнетон Бора, m^* — эффективная масса на дне зоны, e — заряд электрона, c — скорость света. Величина γ берется со знаком «—», что соответствует переходу $0^+ \rightarrow 1^+$, 0^+ — низший уровень Ландау. Значение m^* определялось из выражения

$$\left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{-1} = 1 + \left(\frac{\epsilon_p}{\epsilon_g}\right) \left(\epsilon_g + \frac{2\Delta}{3}\right) (\epsilon_g + \Delta)^{-1}, \quad (2)$$

где ϵ_p — энергетический эквивалент матричного элемента, Δ — энергия спин-орбитального расщепления. Зависимость $\epsilon_g(T)$ использована в виде $\epsilon_g =$



$= [(0.066 + 3.056) \cdot 10^{-4} T]$ эВ [9], а $\epsilon_p(T)$ — в виде $\epsilon_p = (20.5 - 0.03 T)$ эВ [10]. Энергия оптических фононов с учетом полярной поправки $\hbar \omega_0 = 18.8$ мэВ [10]. Рассчитанная таким образом зависимость $H_1(T)$, как видно из рис. 2, довольно близка к экспериментальной.

Как мы уже отмечали, в УП, где $N_D > N_M$, не удается обнаружить локализованные состояния электронов. В сильном магнитном поле H , приводящем к сжатию волновой функции электрона, ситуация становится другой. Особенно существенно изменяется характер волновой функции в направлении, перпендикулярном \vec{H} , в полях, удовлетворяющих условию $\lambda < a$, где $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, $a = \kappa \hbar^2 / m^* e^2$ — радиус Бора (κ — диэлектрическая проницае-

Рис. 3. Зависимости $\rho_{xx}(H)$ (а) и $n_1(H)$ (б) для образца 2.

T , К: а) 1 — 1.4, 2 — 2.0, 3 — 2.5, 4 — 3.0, 5 — 4.2; б) 1 — 1.22, 2 — 1.38, 3 — 2.05, 4 — 2.5, 5 — 3.04, 6 — 4.2, 7 — 8.4.

мость решетки). При этом энергия основного связанного состояния в кулоновской яме возрастает с увеличением H . В случае отсутствия компенсации условие перехода от металлической проводимости к активационной (МА) имеет вид [11]

$$\frac{N_D \lambda^2 a}{\ln(a/\lambda)} = 0.25^3. \quad (3)$$

Это выражение определяет то значение магнитного поля, при котором начинается вымораживание электронов на отдельные доноры.

При наличии компенсации переход МА может происходить вследствие локализации электронов не на отдельных донорах, а в ямах потенциального рельефа, созданного примесями [11–13]. Поскольку радиус экранирования для наших образцов меньше длины волны электрона, для оценки величины поля перехода МА воспользуемся формулой для случая квантового экранирования [12, 14]

$$H_a = 3\pi^2 \frac{c\hbar a n^2}{e N_I}, \quad (4)$$

где $N_I = N_D + N_A$.

Переход МА в магнитном поле наблюдается на ρ_{zz} , R и ρ_{xx} (рис. 3, а). Естественно, что убедительнее всего он должен проявиться в зависимостях $n(H)$.

В случае локализации электронов на отдельных донорах ситуация ясна: с началом перехода концентрация электронов начинает уменьшаться, т. е. коэффициент Холла R растет с ростом поля H . В компенсированных образцах при наличии ям потенциального рельефа характер локализации иной. Электроны, попавшие в такие ямы, не полностью теряют свою подвижность и потому оказывают влияние на R , который с ростом H начинает сначала уменьшаться и лишь потом возрастать. В такой ситуации зависимость $R(H)$ определяется двумя типами электронов с концентрациями n_1, n_2 и подвижностями μ_1, μ_2 , причем $\mu_1 \gg \mu_2$. Когда $\mu_1 H/c \gg 1$ и $\mu_2 H/c \ll 1$, n_1 выражается через измеряемые экспериментально величины R и ρ_{xx} следующим образом [15]:

$$n_1 = \frac{1}{ceR} \frac{(RH)^2}{(RH)^2 + \rho_{xx}^2}. \quad (5)$$

На рис. 3, б приведены определенные по формуле (5) зависимости $n_1(H)$ для образца 2 при разных T . Как видно из рисунка, в поле $H \approx 20$ кЭ происходит переход МА.

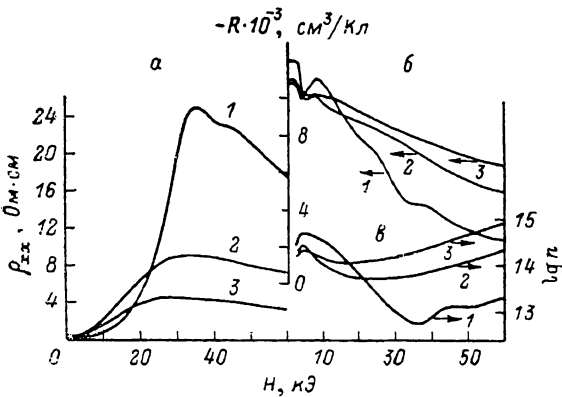


Рис. 4. Зависимости $\rho_{xx}(H)$ (а), $R(H)$ (б) и $n(H)$ (в) для образца 3.

$T, K: 1 - 1.6, 2 - 4.2, 3 - 6.7.$

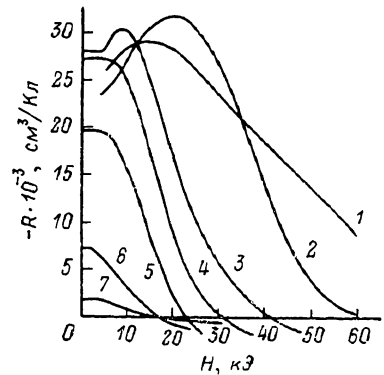


Рис. 5. Зависимости $R(H)$ для образца 6.

$T, K: 1 - 1.3, 2 - 4.2, 3 - 9.2, 4 - 11.4, 5 - 14, 6 - 24, 7 - 55.$

В таблице мы приводим для образцов 1 и 2 значения магнитных полей начала перехода МА H_a , полученные из эксперимента, а также значения H_a , оцененные по формулам (3) и (4) для случаев локализации электронов на отдельных донорах и в ямах примесного потенциала соответственно. Во-первых, можно заметить достаточно хорошее совпадение величин H_a , полученных из эксперимента и по формуле (4). Во-вторых, уменьшение компенсации образцов приводит к росту величины H_a в случае локализации в ямах примесного потенциала и к сближению значений H_a , оцененных по формулам (3) и (4).

Теперь обратимся к образцам $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$. На рис. 1, б приведены зависимости $\rho_0(T)$, $R(T)$ и $\mu(T)$ для образца 3. Сопоставляя эти зависимости с аналогичными для образца 2 $\text{Hg}_{0.79}\text{Cd}_{0.20}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$ (рис. 1, а), можно заметить их качественное совпадение в интервале $T=30\div 300$ К и различие при $T < 30$ К: наблюдаются участки роста $\rho_0(T)$ и $R(T)$ с понижением T . Нет никаких оснований допускать в однородном УП n -типа такое поведение $R(T)$ и $\rho_0(T)$. Остается предположить, что эта особенность связана с наличием в образце $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ включений, обладающих следующими свойствами: при $T > 30$ К их удельное сопротивление $\rho_0^{\text{вкл}}$ не резко отличается от ρ_0 матрицы, а при $T < 30$ К $\rho_0^{\text{вкл}} > \rho_0$. Далее мы покажем, что эти включения представляют собой области p -типа $\text{Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$. О наличии высокоомных (по сравнению с проводимостью матрицы) включений говорит также тот факт, что концентрация электронов, определенная из коэффициента Холла при $T=4.2$ К, меньше, чем $N_D - N_A$, оцененная при более высоких T , и меньше, чем $n_{\text{осц}}$, которая следует

из осцилляций ШГ. Величина R определяет среднюю концентрацию электронов по образцу, $n_{\text{осц}}$ относится к высокопроводящим каналам, а $N_D - N_A$ определена при T , когда свойства матрицы и включений мало различимы.

Особенности осцилляций ШГ в исследованных образцах $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ (как и у других ПМП) обусловлены влиянием обменного взаимодействия на энергетический спектр зонных носителей заряда. К ним относится смещение нулевого пика осцилляций ШГ ρ_{xx} , ρ_{zz} и R (рис. 4, а, б) в сторону больших H по сравнению с его положением в образцах УП, не содержащих магнитной примеси, но с такими же концентрациями электронов и значениями эффективной массы [4]. Значения g -фактора, определенные по положениям нулевого пика осцилляций ШГ, оказались значительно меньше зонного g -фактора. Это связано с тем, что величины зонного g -фактора и обменной поправки к нему имеют разные знаки.

Наличие нулевого максимума на кривых $\rho_{zz}(H)$ может быть связано с неоднородностью образцов, а большие амплитуды осцилляций $R(H)$ — с резонансной локализацией электронов [12].

На некоторых образцах при $T \approx 60$ К наблюдались магнитофононные осцилляции ρ_{zz} .

Сравним теперь зависимости $\rho_{xx}(H)$ и $n(H)$ для образца 3 $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ (рис. 4, а, в) с аналогичными для образца 2 $n\text{-Hg}_{0.79}\text{Cd}_{0.20}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$ (рис. 3). Если для образца 2 концентрация электронов n падает с ростом магнитного поля H , то для образца 3 после падения наблюдается рост n . Такое поведение $n(H)$ обусловлено зависимостью поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} от H , которое в определенных магнитных полях начинает убывать, тогда как образцы $n\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ характеризуются ярко выраженным ростом $\rho_{xx}(H)$ (рис. 3, а) в этом интервале магнитных полей.

Понять эти особенности зависимостей $n(H)$ и $\rho_{xx}(H)$ можно, если опять же допустить наличие в образцах $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ включений p -типа. Известно, что при низких температурах в кристаллах $p\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ с $\epsilon_g > 0$ наблюдается гигантское отрицательное магнитосопротивление (до $\rho_{xx}/\rho_0 \approx 10^{-6}$ при $H = 60$ кЭ), обусловленное влиянием обменного взаимодействия на акцепторные состояния. Происходит уменьшение энергии прыжковой проводимости ϵ_3 и энергии акцепторного уровня ϵ_1 , что приводит к экспоненциальному росту концентрации дырок.

Влияние включений p -типа на гальваномангнитные коэффициенты ярко выражено в образце 6 с подвижностью электронов μ_n , меньшей, чем у образца 3. Коэффициент Холла R для него (рис. 5) даже меняет знак с отрицательного на положительный с ростом H . Значение магнитного поля H_0^R , при котором происходит смена знака R , зависит от T : с ростом T (до $\approx 25 \div 30$ К) H_0^R смещается в сторону меньших H . При $T > 30$ К величина H_0^R стабилизируется, а при $T > 100$ К начинает увеличиваться. Такое поведение H_0^R можно объяснить, приняв справедливым для наших образцов соотношение [6] ($\mu_p H_0^R$) = n/p (μ_p — подвижность дырок). Проведенные нами исследования зависимостей $\mu_p(T)$ на многочисленных образцах $p\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ с $\epsilon_g > 0$ показывают, что с ростом T до ≈ 30 К μ_p возрастает на несколько порядков. Это, по нашему мнению, является причиной смещения положения H_0^R в сторону меньших H .

Таким образом, установлено, что в исследованных образцах $n\text{-Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ ($180 \leq \epsilon_g \leq 260$ мэВ) имеются включения p -типа, о чем свидетельствуют следующие факты: 1) рост удельного сопротивления ρ_0 и коэффициента Холла R при $T < 30$ К; 2) различие между величинами концентраций электронов, определенными из коэффициента Холла и найденными из осцилляций ШГ; 3) смена знака H_0^R с ростом магнитного поля H ; 4) смещение положения H_0^R в сторону меньших H с ростом T от 1.3 до 30 К.

Предположение о наличии p -типа включений в кристаллах $n\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ было сделано в работе [16].

Список литературы

- [1] Takeyama S., Narita S. // Sol. St. Commun. 1986. V. 60. N 3. P. 285—289.
- [2] Takeyama S., Narita S. // J. Phys. Soc. Japan. 1986. V. 55. N 1. P. 274—283.
- [3] Bysszeewski P., Szlenk K., Kossut J., Galazka R. R. // Phys. St. Sol. B. 1979. V. 95. P. 359—367.
- [4] Беляев А. Е., Городничий О. П., Семенов Ю. Г., Шевченко Н. В., Боднарук О. А., Раренко И. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 335—338.
- [5] Цидильковский И. М., Харус Г. И., Шелушкина Н. Г. Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках. Свердловск, 1987. 152 с.
- [6] Амирханов Х. И., Багров Р. И., Гаджиева Г. И., Елизаров В. А. // ФТТ. 1976. Т. 18. В. 8. С. 2331—2333.
- [7] Берченко Н. Н., Гречух З. Г., Пашковский М. В. // Матер. IV Всес. симп. по физике полупроводников с узкой запрещенной зоной и полуметаллов. Львов, 1975. Т. 3. С. 6—8.
- [8] Kahlert H., Bauer G. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. N 24. P. 1211—1214.
- [9] Schmit J. L., Stelzer E. L. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 12. P. 4865—4869.
- [10] Mani R. G., Anderson J. R., Choi J. B., Nelson D. A. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 9146—9149.
- [11] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [12] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. В. 6. С. 2222—2231.
- [13] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л., Стафеев В. И., Цидильковский И. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1392—1396.
- [14] Цидильковский И. М., Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 792—797.
- [15] Raymond A., Aulombard R. L., Bousquet C., Valassiades O., Royer M. // Proc. IV Int. Conf. Phys. Narrow Gap Semicond. Linz, Austria, 1981. P. 294.
- [16] Иванов-Омский В. И., Иванов Б. Н., Огородников В. К., Смекалова К. П. // Матер. IV Всес. симп. по физике полупроводников с узкой запрещенной зоной и полуметаллов. Львов, 1975. Т. 3. С. 47—50.

Институт физики металлов
УНЦ АН СССР
Свердловск

Получена 3.10.1988
Принята к печати 8.02.1989