

PACS numbers: 72.20.Fr, 72.80.Ey, 73.21.Fg, 73.50.Dn, 73.63.Hs, 75.47.Pq, 81.07.St

Особенности магнитотранспорта в гетероструктурах с селективно легированными квантовыми ямами

В. В. Вайнберг, А. С. Пилипчук, В. Н. Порошин

*Институт физики НАН Украины,
просп. Науки, 46,
03680 Киев, Украина*

Исследованы полевые зависимости низкотемпературного ($T = 4,2$ К) латерального магнитосопротивления гетероструктур с квантовыми ямами и селективным легированием в области ям. Концентрация примеси в квантовых ямах изменялась в пределах $(1-7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Выполнен анализ экспериментальных результатов в рамках существующих теорий слабой локализации. Получено хорошее согласие теории с экспериментом при достаточно большой концентрации примеси. Обсуждаются причины отклонения при малых концентрациях.

Досліджено польові залежності низькотемпературного ($T = 4,2$ К) латерального магнетопору гетероструктур з квантовими ямами і селективним легуванням в області ям. Концентрація домішки у квантових ямах змінювалась у діапазоні $(1-7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Виконано аналіз експериментальних результатів у межах наявних теорій слабкої локалізації. Одержано добре узгодження теорії з експериментом при достатньо великій концентрації домішки. Обговорено причини відхилення за малих концентрацій.

The field dependence of the low-temperature ($T = 4.2$ K) lateral magnetoresistance of quantum wells with selective doping in the wells is studied. The concentration of impurities within the quantum wells is changed in the range of $(1-7) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. The analysis of experimental results within the scope of the available theories of weak localization is carried out. A good agreement between theory and experiment at a sufficiently high concentration of impurities is obtained. The reasons for the disagreement at low concentrations are discussed.

Ключевые слова: гетероструктуры, квантовая яма, латеральная проводимость, магнитосопротивление, дельта-легирование.

(Получено 22 ноября 2013 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) и селективным легированием в виде дельта-слоёв примеси, расположенные в барьере, широко применяются в современных электронных приборах [1]. Примесные дельта-слои в таких структурах расположены в барьере таким образом, чтобы практически все электроны перешли в область квантовой ямы. В течение последнего десятилетия были предложены новые механизмы работы электронных и оптоэлектронных приборов на основе гетероструктур с дельта-слоями примеси, расположенными непосредственно в области квантовой ямы [2]. В [3, 4] было показано, что латеральная проводимость при низких температурах в этом случае существенно определяется электронами, которые заполняют состояния примесной зоны, образованной в дельта-слое. Магнитосопротивление при латеральной проводимости в таких структурах систематически не исследовалось. Известные из литературы данные (см., например, [5, 6]) относятся к структурам с ограниченным диапазоном концентраций. В то же время для практического применения представляет интерес исследование характеристик низкотемпературной проводимости при различном уровне дельта-легирования в области КЯ [7].

В настоящей работе поставлена задача исследовать характеристики низкотемпературного латерального магнитосопротивления гетероструктур $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с одиночными квантовыми ямами с дельта-слоями мелкой примеси, расположенными в области КЯ.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследований использованы гетероструктуры $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии¹. Структуры содержали по 10 периодов (повторений), в каждом из которых имеется одиночная КЯ с дельта-слоем примеси в центре ямы. Глубина квантовых ям, образованных слоями $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 10\%$), составляет 63 мэВ. Ширина ям и барьеров между ними составляет 80 и 800 Å, соответственно. Концентрация примеси в образцах по технологическим данным изменялась в интервале от 1,2 до $6,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на период. Концентрация фоновой примеси по всем слоям имела величину порядка $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация примеси в δ -слое считалась равной концентрации электронов при 77 К, полученной из холловских измерений. Для компенсации влияния поверхностных состояний структуры дополнительно легировались δ -слоем примеси

¹ Гетероструктуры выращены в Физико-техническом институте Нижегородского государственного университета (Россия).

в покрывающем слое. Параметры исследованных образцов (ширина и глубина КЯ) приведены в табл. 1. Приведены также концентрация электронов при 77 К и 4,2 К и подвижность электронов при 4,2 К, определённые при измерении эффекта Холла, а также значения подвижности электронов в этих структурах, рассчитанные по методике, описанной в [3, 4].

Образцы для исследований имели форму холловских мостиков. Омические контакты создавались путём напыления в вакууме слоёв Pd/Ge/Au с последующим вплавлением при 430°C в атмосфере водорода. Направление тока в образце вдоль $\langle 110 \rangle$. Измерения магнитосопротивления выполнялись в режиме постоянного тока с образцами, погруженными в жидкий гелий ($T = 4,2$ К) в диапазоне полей 0–4,5 Тл. Величина тока через образец составляла 10 или 100 мкА в зависимости от сопротивления образца.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 1 приведены полевые зависимости продольного магнитосопротивления ρ_{xx} исследованных образцов. Видно, что для них во всем диапазоне магнитных полей 0–4,5 Тл наблюдается только отрицательное магнитосопротивление (ОМС). Сопротивление быстро уменьшается в интервале от 0 до 0,5 Тл. При $B > 0,5$ Тл изменение сопротивления с полем замедляется. Для наиболее сильно легированного образца оно стремится к насыщению. Относительная величина ОМС зависит от уровня легирования. ОМС тем меньше, чем больше концентрация примеси. В образцах с меньшей концентрацией тенденция к насыщению отсутствует и ОМС достигает величины 40–50%.

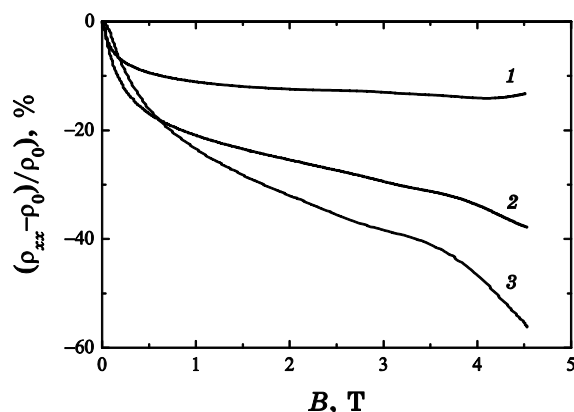


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления одноямных образцов № 5997 (1); 6002 (2) и 5998 (3). $T = 4,2$ К.

Для анализа полученных полевых зависимостей магнитосопротивления используем результаты исследования низкотемпературной проводимости и, в частности, подвижности электронов в этих образцах, описанных в [3, 4]. Как показано в этих работах, зависимости $\rho(T)$ всех образцов качественно похожи, и при $T < 20$ К они близки к виду $\rho(T) = A - B \lg T$, который характерен для режима слабой локализации. Однако чем меньше концентрация легирующей примеси, тем заметнее отклоняются зависимости $\rho(T)$ от такого хода. Тем не менее, при дальнейшем анализе будем полагать, что ОМС в этих образцах обусловлено разрушением в магнитном поле режима слабой локализации. Воспользуемся известным выражением (см., например, [8]):

$$\sigma(B, T) - \sigma(0, T) \sim -G_0 \left[\ln\left(\frac{1}{x}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) + f(\tau_\varphi) \right], \quad (1)$$

где $x = \Omega_H \tau_\varphi$, $\Omega_B = \frac{4DeB}{\hbar c}$, $\psi(x)$ — дигамма-функция. В области достаточно сильных магнитных полей $B \approx \frac{\hbar c}{4De\tau_\varphi}$ полевая зависимость магнитопроводимости сводится к асимптотике:

$$\sigma(B, T) - \sigma(0, T) = G_0 \ln(\alpha \Omega_B \tau_\varphi^B) + G_0 \left(\frac{1}{\Omega_H \tau_\varphi^B} \right), \quad (2)$$

где $\alpha = (4e^C)^{-1} = 0,1403$, C — константа Эйлера. Это выражение можно представить в виде:

$$\sigma(B, T) - \sigma(0, T) \sim G_0 \ln\left(\alpha \frac{4De}{\hbar c}\right) + G_0 \ln(B\tau_\varphi) \quad (3)$$

На рисунке 2 для всех трёх образцов приведены полевые зависимости магнитопроводимости в координатах $\sigma(B) / \sigma(0) - \ln B$. Величина магнитопроводимости вычислялась с учётом обычных соотношений между тензорами магнитосопротивления и магнитопроводимости. Как видно из графика, только для наиболее сильно легированного образца (5997) полевая зависимость магнитопроводимости хорошо спрямляется в координатах $\sigma(B) / \sigma(0) - \ln B$ почти во всем диапазоне магнитных полей. Для образца со средним уровнем (6002) легирования такую аппроксимацию можно сделать в области полей 0,2–2 Тл. Слабо легированный образец (5998) в этих координатах вообще не имеет линейного участка.

Отклонение полевой зависимости ОМС от линейной в таких координатах можно связать как с близостью проводимости к области перехода от слабой локализации к сильной [9, 10], так и с прибли-

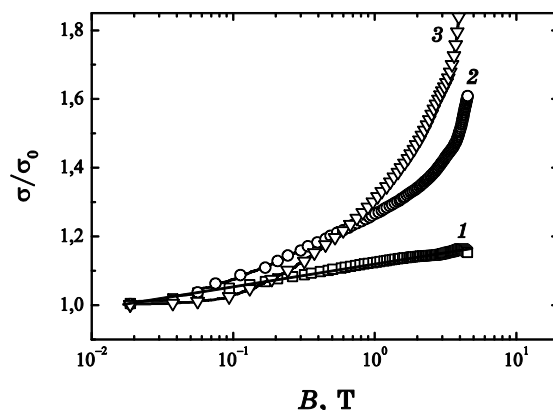


Рис. 2. Полевые зависимости магнитопроводимости одноямных образцов 5997 (1), 6002 (2) и 5998 (3) гетероструктур GaAs/InGaAs/GaAs. $T = 4,2$ К.

женным характером выражения (3). Действительно, в случае введения легирующей примеси непосредственно в область квантовой ямы перестаёт быть строгим выполнение обычного для теории слабой локализации критерия:

$$kl = 2\pi\hbar\tau n / m \gg 1,$$

где \mathbf{k} — волновой вектор электрона ($k = |\mathbf{k}|$); l — длина свободного пробега; τ — транспортное время релаксации; n — концентрация электронов. Однако, далее все же выполним анализ, следуя работам [11, 12]. Теория в этих работах построена в предположении $kl \gg 1$, но при этом был учтён и вклад петель, образованных при малом числе столкновений, в разрушение слабой локализации в магнитном поле.

Учтём также, что в рассматриваемых одноямных структурах имеется одна подзона размерного квантования и примесная зона в области энергий ниже размерно-квантовой подзоны, которая при достаточно большой концентрации примеси может с ней частично перекрываться [3, 4]. Энергетический спектр электронов в КЯ для одного периода рассматриваемых структур на примере образцов с малой и большой концентрацией примеси иллюстрируется на рис. 3. Представленные спектры получены путём самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона численными методами. Процедура расчёта описана в [3, 4]. Таким образом, фактически в рассматриваемых образцах при температуре жидкого гелия проводимость идёт только по примесной зоне. Межподзонные переходы в этой ситуации отсутствуют.

Оценка транспортного времени релаксации из проводимости в нулевом магнитном поле даёт величину порядка 10^{-14} с. Таким об-

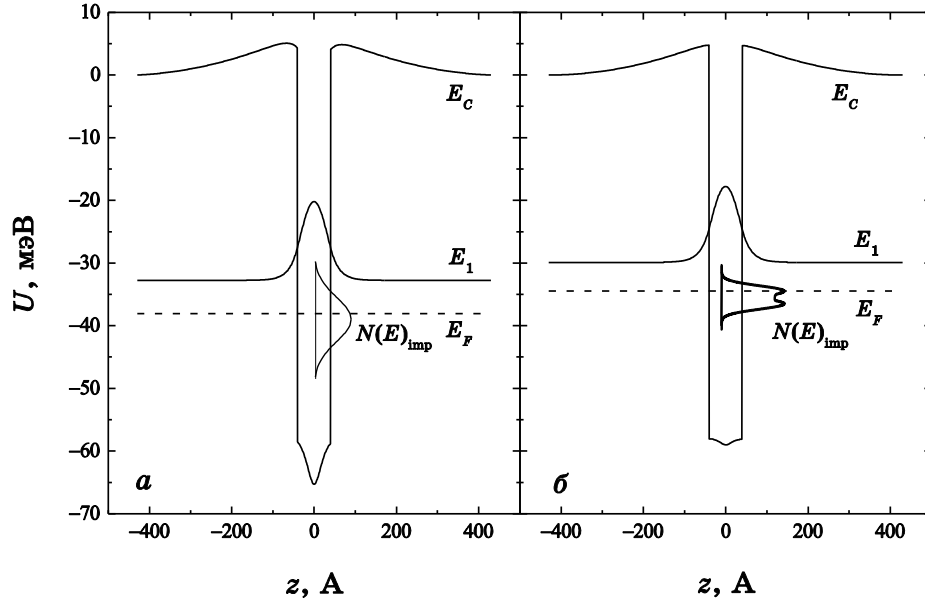


Рис. 3. Энергетический спектр одноямной структуры с дельта-легированием в центр КЯ. (численный расчёт). $T = 4,2$ К. $N_S \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$: *a* — 6,7, *б* — 1,25. E_C — профиль дна зоны проводимости; E_1 — уровень размерного квантования и квадрат огибающей волновой функции; E_F — уровень Ферми; $N(E)_{\text{imp}}$ — плотность электронных состояний в примесной зоне.

разом, в нашем случае выполняется критерий диффузионного режима: $kT\tau / \hbar \ll 1$, и для времени сбоя фазы можно использовать выражение:

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \left[1 + \frac{3F^2}{(1+F)(1+2F)} \right] \frac{kT}{\hbar kl} \ln[kl(1+F)] + \frac{\pi (kT)^2}{4 \hbar E_F} \left(1 + \frac{3F^2}{(1+F)^2} \right) \ln\left(\frac{E_F \tau}{\hbar}\right). \quad (4)$$

Учтём также электрон-электронную интерференцию. Для этой поправки используем выражение [13]:

$$\Delta\sigma_{ee} = \frac{e^2}{\pi\hbar} \left[\frac{kT\tau}{\hbar} \left(1 - \frac{3}{8} f \right) - \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{E_F}{kT}\right) + \frac{kT\tau}{\hbar} \left(1 - \frac{3}{8} t \right) \frac{2F}{1+F} - \frac{3}{2\pi} \left(1 - \frac{1}{F} \ln(1+F) \right) \ln\left(\frac{E_F}{kT}\right) \right], \quad (5)$$

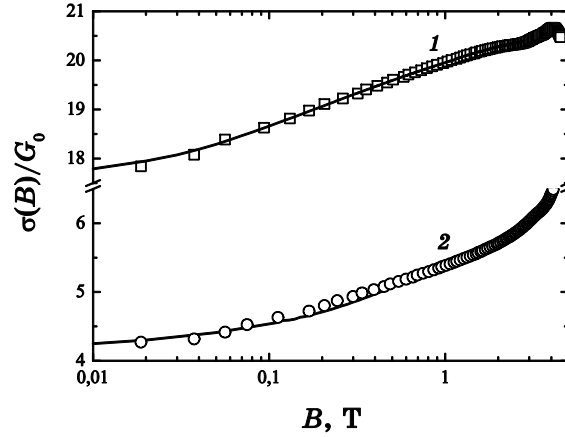


Рис. 4. Аппроксимация полевых зависимостей магнитопроводимости теоретическими выражениями (6). $T = 4,2$ К. Образцы: 1 — 5997, 2 — 6002. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчёт.

где f и t — функции аргумента $T\tau$ [10]. Общую проводимость будем определять как [14, 15]:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2}{m} \left[\frac{n\tau_0}{1 + (\omega\tau_1)^2} + \delta\sigma_{ee} \right], \quad (6)$$

$$\sigma_{xy} = \left[\omega\tau_1 (\sigma_{xx} - \delta\sigma_{ee}) \right], \quad (7)$$

где τ_0 — перенормированное время релаксации с учётом слабой локализации:

$$\tau_0 = \frac{\tau}{1 + \frac{\delta\tau}{\tau}}; \quad (8)$$

τ — обычное транспортное время релаксации; $\delta\tau$ — поправка за счёт слабой локализации; $\delta\sigma_{ee}$ — поправка за счёт электрон-электронной интерференции; ω — циклотронная частота.

На рисунке 4 проиллюстрированы результаты аппроксимации полевых зависимостей магнитопроводимости для образцов 5997 и 6002 с высоким и средним уровнем легирования, соответственно. В таблице 2 приведены параметры образцов, использованные для получения наилучшего согласия с экспериментальными результатами. Для образца с наименьшей концентрацией примеси удовлетворительного согласия с экспериментом получить не удалось. Это, как упоминалось выше, обусловлено наибольшей близостью проводимости в данном образце к переходу от слабой локализации к

сильной. Переходу к сильной локализации в случае квантовых ям с дельта-слоем легирующей примеси способствуют флуктуации межпримесного расстояния в этом слое, а также флуктуации состава в слое InGaAs, образующем квантовую яму. Для образцов со средним и высоким уровнем легирования отметим хорошее соответствие концентраций примеси с результатами измерений холловской концентрации электронов, приведёнными в табл. 1.

Значения τ_ϕ , полученные для этих образцов при аппроксимации, на два порядка величины превосходят транспортное время релаксации. Величина подвижности, которая соответствует проводимости Друде и получается из аппроксимации, существенно больше измеренной холловской подвижности. Это подтверждает предположение о превалирующем вкладе слабой локализации в проводимость данных образцов при низких температурах. Так, например, рассчитанная подвижность в образце 5997 при 4,2 К составляет $2100 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, что очень хорошо согласуется с величиной $2150 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, полученной в результате аппроксимации (табл. 2). Отметим, что такая величина рассчитанной подвижности получается в предположении, что проводимость осуществляется в основном по примесной зоне дельта-примесного слоя. В противном случае расчётная величина подвижности будет значительно больше, и согласие расчёта с экспериментом отсутствует.

Таким образом, полевые зависимости магнитосопротивления од-

ТАБЛИЦА 1. Параметры исследованных гетероструктур.

№ образца	Ширина ям, Å	Ширина барьера между КЯ, Å	Глубина ям, мэВ	Концентрация электронов, 10^{11} см^{-2} на период		Подвижность электронов при 4,2 К, $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	
				77 К	4,2 К	эксперимент	расчёт
5997	80	800	63	6,74	8,01	1502	2100
5998	80	800	63	1,25	1,65	772	
6002	80	800	63	4,05	4,0	301	422

ТАБЛИЦА 2. Параметры аппроксимации одноямных образцов.

Образец	5997	6002
$n, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	7,7	4,05
$\mu, \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	2150	1590
$\tau, \text{ с}$	$7,6 \cdot 10^{-14}$	$5,63 \cdot 10^{-14}$
$V_{tr}, \text{ Гс}$	3400	12000
$\tau_\phi, \text{ с}$	$5,31 \cdot 10^{-12}$	$1,9 \cdot 10^{-12}$
$\Delta\sigma_{ee}, 1/\text{Ом}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$4,84 \cdot 10^{-6}$

ноямных образцов с дельта-примесью в области квантовой ямы хорошо описываются в рамках теории слабой локализации с учётом квантовых поправок, обусловленных интерференцией волновых функций электронов и электрон-электронным взаимодействием. Полученные результаты хорошо согласуются с температурными зависимостями проводимости этих образцов в области температур жидкого гелия. Исключение составляет лишь наиболее слабо легированный образец, который по уровню легирования близок к переходу от слабой локализации к сильной. Близость проводимости в таких образцах к переходу от слабой локализации к сильной обуславливает большую величину отрицательного магнитосопротивления (до 50% в поле 4,5 Тл).

Работа выполнена при поддержке Государственной целевой научно-технической программы «Нанотехнологии и наноматериалы» на 2010–2014 гг.» (проект 1.1.7.18/13–Н-18). Авторы благодарят проф. О. Г. Сарбея за обсуждение работы и полезные советы, а также Б. Н. Звонкова и Н. В. Байдуся за предоставленные образцы гетероструктур.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. С. Шур, *Современные приборы на основе арсенида галлия* (Москва: Мир: 1991).
2. V. Ya. Aleshkin, A. A. Andronov, A. V. Antonov, E. V. Demidov, A. A. Dubinonov, V. I. Gavrilenko, D. G. Revin, B. N. Zvonkov, N. B. Zvonkov, E. V. Uskova, L. E. Vorobjev, D. A. Firsov, S. N. Danilov, I. E. Titkov, V. A. Shalygin, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, and V. M. Ustinov, *Proceedings of SPIE*, **4318**: 192 (2001).
3. Н. В. Байдусь, В. В. Вайнберг, Б. Н. Звонков, А. С. Пилипчук, В. Н. Порошин, О. Г. Сарбей, *ФТП*, **46**, вып. 5: 649 (2012).
4. V. V. Vainberg, A. S. Pylypchuk, N. V. Baidus, and B. N. Zvonkov, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **16**, No. 2: 152 (2013).
5. G. M. Minkov, S. A. Negashev, O. E. Rut, A. V. Germanenko, O. I. Khrykin, V. I. Shashkin, and V. M. Danil'tsev, *Phys. Rev. B*, **61**: 13172 (2000).
6. G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, and B. N. Zvonkov, *Phys. Rev. B*, **67**: 205306 (2003).
7. Н. В. Байдусь, П. А. Белевский, А. А. Бирюков, В. В. Вайнберг, М. Н. Винославский, А. В. Иконников, Б. Н. Звонков, А. С. Пилипчук, В. Н. Порошин, *ФТП*, **44**, вып. 11: 1543 (2010).
8. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, and I. V. Gornyi, *Phys. Rev. B*, **70**: 245423 (2004).
9. G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, B. N. Zvonkov, E. A. Uskova, and A. A. Birukov, *Phys. Rev. B*, **65**: 235322 (2002).
10. B. N. Narozhny, G. Zala, and I. L. Aleiner, *Phys. Rev. B*, **65**: 180202(R) (2002).
11. A. Kawabata, *J. Phys. Soc. Jap.*, **53**: 3540 (1984).
12. A. Zduniak, M. I. Dyakonov, and W. Кнап, *Phys. Rev. B*, **56**: 1996 (1997).

13. Th. Englert, D. C. Tsui, A. C. Gossard, and Ch. Uihlein, *Surf. Sci.*, **113**: 295 (1982).
14. Ю. Г. Арапов, И. В. Карсканов, В. Н. Неверов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушина, М. В. Якунин, *Физика низких температур*, **35**, № 1: 44 (2009).
15. P. T. Coleridge, R. S. Stoner, and R. Fletcher, *Phys. Rev. B*, **39**: 1120 (1989).

REFERENCES

1. M. S. Shur, *Sovremennye Pribory na Osnove Arsenida Galliya* (Moscow: Mir: 1991) (Russian translation).
2. V. Ya. Aleshkin, A. A. Andronov, A. V. Antonov, E. V. Demidov, A. A. Dubinov, V. I. Gavrilenko, D. G. Revin, B. N. Zvonkov, N. B. Zvonkov, E. V. Uskova, L. E. Vorobjev, D. A. Firsov, S. N. Danilov, I. E. Titkov, V. A. Shalygin, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, and V. M. Ustinov, *Proceedings of SPIE*, **4318**: 192 (2001).
3. N. V. Baydus', V. V. Vainberg, B. N. Zvonkov, A. S. Pylypchuk, V. N. Poroshin, and O. G. Sarbey, *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*, **46**, Iss. 5: 649 (2012) (in Russian).
4. V. V. Vainberg, A. S. Pylypchuk, N. V. Baidus, and B. N. Zvonkov, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **16**, No. 2: 152 (2013).
5. G. M. Minkov, S. A. Negashev, O. E. Rut, A. V. Germanenko, O. I. Khrykin, V. I. Shashkin, and V. M. Danil'tsev, *Phys. Rev. B*, **61**: 13172 (2000).
6. G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, and B. N. Zvonkov, *Phys. Rev. B*, **67**: 205306 (2003).
7. N. V. Baydus', P. A. Belevskiy, A. A. Biryukov, V. V. Vainberg, M. N. Vinoslavskiy, A. V. Ikonnikov, B. N. Zvonkov, A. S. Pylypchuk, and V. N. Poroshin, *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*, **44**, No. 11: 1543 (2010) (in Russian).
8. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, and I. V. Gornyi, *Phys. Rev. B*, **70**: 245423 (2004).
9. G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, B. N. Zvonkov, E. A. Uskova, and A. A. Birukov, *Phys. Rev. B*, **65**: 235322 (2002).
10. B. N. Narozhny, G. Zala, and I. L. Aleiner, *Phys. Rev. B*, **65**: 180202(R) (2002).
11. A. Kawabata, *J. Phys. Soc. Jap.*, **53**: 3540 (1984).
12. A. Zduniak, M. I. Dyakonov, and W. Knap, *Phys. Rev. B*, **56**: 1996 (1997).
13. Th. Englert, D. C. Tsui, A. C. Gossard, and Ch. Uihlein, *Surf. Sci.*, **113**: 295 (1982).
14. Yu. G. Arapov, I. V. Karskanov, V. N. Neverov, G. I. Kharus, N. G. Shelushinina, and M. V. Yakunin, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **35**, No. 1: 44 (2009) (in Russian).
15. P. T. Coleridge, R. S. Stoner, and R. Fletcher, *Phys. Rev. B*, **39**: 1120 (1989).