

Исследование экситонных характеристик слоистых гетероструктур с квантованным спектром при наличии рельефной поверхности

© И.А. Авруцкий, В.Г. Литовченко*

Институт общей физики Российской академии наук,
117942 Москва, Россия

* Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252650 Киев, Украина

(Получена 12 мая 1996 г. Принята к печати 22 мая 1996 г.)

Проведено исследование экситонных характеристик гетероструктур $\text{In}_x\text{GaAs}_{1-x}$ —GaAs в квантовых ямах при наличии рельефной поверхности. Последняя обеспечивает существенную (до 20%) поляризацию экситонных спектров уже при нормальном угле падения возбуждающего света. На основании данных по фоновым повторениям спектров фотолюминесценции рассчитаны величины энергии связи экситонов, значения которых хорошо согласуются с теоретическими расчетами. Исходя из величин поляризации фотолюминесценции, отражения и пропускания проведены оценки параметров микрорельефа поверхности исследованных слоистых структур.

Введение

Интерес к квантово-размерным структурам с рельефной поверхностью возрос в последнее время в связи с возможностью таким способом реализовать одно- или нульмерные квантово-размерные структуры, а также с существенным влиянием естественного или специально создаваемого микрорельефа на оптические свойства структур с квантовыми ямами (КЯ). Удобным методом исследования влияния рельефа поверхности является изучение поляризации фотолюминесценции (ФЛ), величина которой может быть значительной даже при отсутствии изменения энергетического положения и формы линий ФЛ. Возникновение и исследование аномальной поляризации ФЛ в этих условиях, а также теория эффекта, основанная на учете анизотропии эффективных масс валентной зоны в случае двумерных квантовых ям, детально описаны в нескольких публикациях [1–5] применительно в основном к структурам на основе GaAs. Между тем использование чисто оптических спектральных методов дает дополнительные возможности как с методической, так и с физической точки зрения. Действительно, точность фиксирования сигнала отражения и пропускания в модуляционном варианте гораздо выше, чем в случае ФЛ. Представляют большой интерес структуры с КЯ на основе тройных соединений $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, позволяющие при сравнительно небольших x создать гетероструктуры, чувствительные к излучению в более длинноволновой области спектра 0.85–1 мкм, чем структуры на основе GaAs КЯ, удобные для приема излучения кремниевыми детекторами.

Методика эксперимента

Настоящая работа посвящена исследованию экситонных и поляризационных свойств структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.16 \div 0.32$), выращенных методом газофазной эпитаксии из металл-органических соединений на подложке

полуизолирующего GaAs с тонким ($\sim 300 \text{ \AA}$) буферным слоем GaAs и тонким защитным (200–600 \AA) слоем GaAs [5–7].

Измерения проводились в автоматизированном режиме при различных температурах и углах падения света θ : фотолюминесценции ФЛ (при 77 К, угол падения $\theta = 0$), модулированного светом пропускания $\Delta T/T$ (при 77 К, $\theta = 0$), модулированного светом отражения $\Delta R/R$ ($\theta = 45^\circ$, при комнатной температуре). Модуляция производилась He–Ne-лазером ($\lambda = 0.63 \text{ мкм}$), величины сигнала $\Delta R/R$ и $\Delta T/T$ достигали $2 \cdot 10^{-3}$. В области прозрачности мог регистрироваться сигнал с точностью до $\Delta T/T \sim 2 \cdot 10^{-5}$. Эксперименты проведены на образцах, используемых для изготовления лазерных структур, с изменением толщины КЯ в диапазоне $73 \div 93 \text{ \AA}$.

Экспериментальные результаты

Данные ФЛ, модулированного светом пропускания и отражения в ближкрасовой области спектра приведены на рис. 1. Основной пик ФЛ лежит в области излучения свободных экситонов [7,8]. Довольно малая полуширина линий (7–20 мэВ) свидетельствует о высоком качестве образцов. Максимум пиков для различных толщин квантового слоя располагаются в спектральной области, предсказываемой для соответствующих ширин двумерной запрещенной зоны E_g при указанном компонентном составе КЯ [5,8]. В частности, с утоньшением КЯ наблюдалось существенное возрастание E_g от ~ 1.2 до ~ 1.4 эВ (при достижении $d \approx 73 \text{ \AA}$ (рис. 2)). Зависимость $E_g(d)$ примерно подчинялась закону $E_g \sim 1/d$.

Тщательное измерение длинноволнового крыла спектра ФЛ указывает на наличие дополнительного пика (или ступеньки) (рис. 1, а). Эти особенности связаны с фоновым повторением, поскольку указанные участки отстоят от основного максимума спектра ФЛ на величину энергии, совпадающей с энергией поверхностного

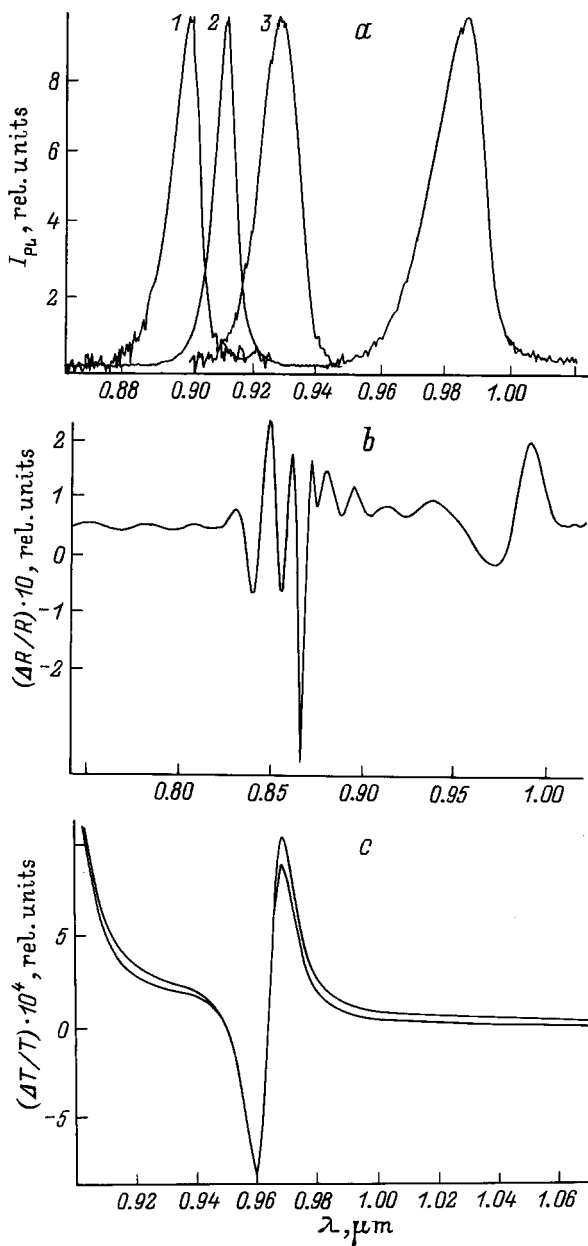


Рис. 1. Экспериментальные спектры, полученные для структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$ с одиночной квантовой ямой. *a* — спектры ФЛ при различных значениях x : 1 — 0.2; 2 — 0.16; 3 — 0.21; 4 — 0.35. (Температура 77 К). *b* — спектр модулированного лазерным пучком отражения (температура 300 К, $x = 0.21$; $\theta = 45^\circ$). *c* — спектр фотомодулированного пропускания для двух взаимно перпендикулярных ориентаций плоскости поверхности относительно направления поляризации падающего пучка ($\theta = 0$; $x = 0.02$; 300 К).

продольного оптического фонона $E_{\text{ph}} = 36 \pm 2$ мэВ. Из соотношения амплитуд бесфононного пика ФЛ I_0 и однофононного пика I_1 , $N = I_1/I_0$, может быть вычислен параметр электрон-фононной связи N , который в адиабатическом приближении слабого электрон-фононного взаимодействия позволяет с хорошей точностью рас-

считать абсолютную величину энергии связи экситона E_{ex} [11–15]:

$$E_{\text{ex}} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{\varepsilon_\infty}{\Delta\varepsilon} E_{\text{ph}} N, \quad (1)$$

где ε_∞ — динамическая диэлектрическая проницаемость, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_\infty$, ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость — есть известные табличные величины, E_{ph} и N определяются из эксперимента. В отличие от традиционного метода данный метод не требует измерений при различных температурах или при электрических полях, предшествующих разрушению экситона. Для двумерных квантовых систем $\text{GaAs}-\text{AlAs}$ справедливость такого подхода была подтверждена прямыми измерениями энергий экситона по температурному гашению экситонного пика ФЛ [15]. В настоящей работе получены значения E_{ex} для гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{AlAs}$ с $x_1 = 0.2$ и $x_2 = 0.35$. При расчете видны характерные для экситонного состояния участки спектра. По ним могут быть рассчитаны положения экситонного пика, величина которого, с точностью до величины энергии связи экситона, совпадает с шириной запрещенной зоны E_g , т. е. $E_{\text{max}} = E_g - E_{\text{ex}} \approx E_g$. На рис. 2 приведены рассчитанные (согласно работе [8]) зависимости от толщины квантовой ямы d , $\lambda_m(d)$ и $E_g(d)$, для различных x . Так же приведены экспериментальные данные, полученные для нескольких образцов. Данные для температуры 77 К, полученные из спектров фотолюминесценции, заметно отличаются от теоретических кривых, полученных для комнатной температуры. Данные для комнатной тем-

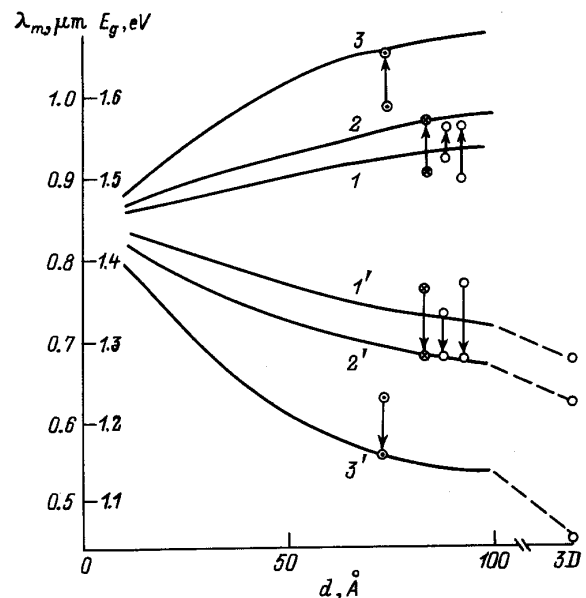


Рис. 2. Зависимости максимума кривых ФЛ λ_m (1, 2, 3) и характерной энергии экситонных спектров отражения и пропускания E_g^* (1', 2', 3') от толщины квантового слоя d для различных величин $x = 0.16$ (1, 1'), 0.2 (2, 2'), 0.35 (3, 3'). Точки — экспериментальные данные по ФЛ при 300 К (расположены в конце стрелок) и по оптическим спектрам при 77 К (точки расположены в начале стрелок). Сплошные линии — теория [8].

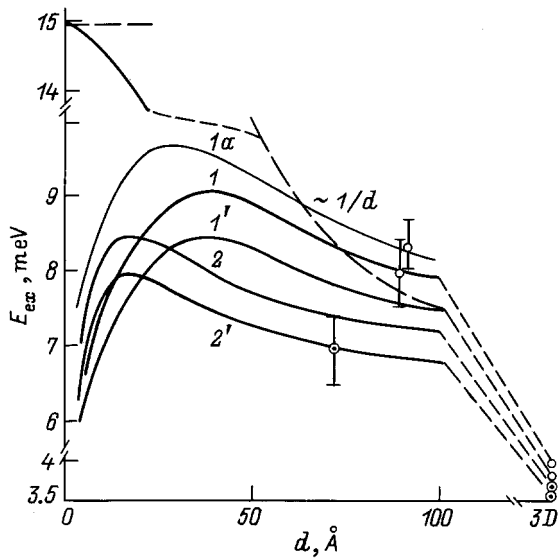


Рис. 3. Зависимость энергии связи экситонов E_{ex} от толщины квантового слоя d для различных значений x : 1 — 0.2, 2 — 0.35; 1, 2 — температура 77 К; 1', 2' — 300 К. Кривая 1,а получена для изолированной квантовой ямы [18], остальные получены для гетероструктуры на основании работ [8,9]. Верхняя штриховая линия изображает максимально возможное значение для энергии двумерного экситона $E_{ex}(2D) = 4E_{ex}(3D)$.

пературы были получены из оптических спектров пропускания и отражения. Они хорошо ложатся на теоретические зависимости. Из различия энергий пиков при комнатной температуре и 77 К были получены значения температурных коэффициентов изменения E_g и E_{ex} .

Как видно из рис. 3, кривая $E_{ex}(d)$ имеет более сложный (немонотонный) характер, нежели предсказывается по простой теории размерного квантования экситонов, когда ожидается рост E_{ex} по закону $\Delta E_{ex} \sim 1/d$ [16–18]. Зависимость $E_{ex}(d)$ существенно замедлялась с уменьшение d при толщинах КЯ, близких к радиусу экситона a_{ex} (для исследованных образцов $a_{ex} \approx 100 \text{ \AA}$). При достижении $d \approx 0.5a_{ex}$ зависимость достигает максимума с последующим резким уменьшением. Как известно [10], такой немонотонный ход обусловлен туннельным проникновением электронного облака в область барьера, т.е. обусловлен делокализацией электронного облака в поперечном направлении. Полученные нами расчетные величины E_{ex} по обсуждаемому здесь "фононному" методу хорошо согласуются с теоретически предсказанными, следовательно, предлагаемый метод можно считать достаточно надежным.

По мере уменьшения толщины КЯ все более существенным становится роль границ раздела, характеристик пограничного барьера, рассогласования диэлектрических постоянных, а также электронного и фононного смешивания соответствующих характеристик квантовой ямы и барьера. Важным фактором, облегчающим проявление названных эффектов, является формирование в технологическом процессе мелкомасштабного геометри-

ческого микрорельефа. Одним из следствий этого является снятие запрета на не прямые фононные переходы и, как следствие, резкое возрастание безызлучательной рекомбинации, а также увеличение электрон-фононного взаимодействия [2,4]. Для изучения влияния рельефа поверхности представляет интерес использование поляризационных эффектов, чувствительных к микрорельефу, соизмеримому по масштабам с радиусом экситонов. Детально данный вопрос проанализирован, в частности, в работах [3,4] с использованием спектров ФЛ. Здесь мы обращаем внимание на возможность проведения измерений с помощью чисто оптических методик (спектров модулированного отражения и пропускания). Поворачивая образец (ориентированный в данном случае в плоскости [100]) вокруг нормальной оси на 90° относительно линейно поляризованного луча, оказалось возможным фиксировать изменение амплитуды сигнала I , которое в области экситонного резонанса достигало 20%. При этом энергетическое положение пиков (как и в работах по GaAs [2–4]) не изменялось (с точностью $1 \div 2 \text{ мэВ}$). Поляризация, рассчитываемая по известной формуле $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$, имеет место как в области основного экситонного перехода, так и в области прозрачности (рис. 1, b, 4). Кроме того, поляризация имеет место и при нормальном падении луча, хотя в последнем случае для плоской поверхности поляризация должна отсутствовать. Следовательно, основным механизмом возникновения поляризации является ориентированный рельеф поверхности. Для исследованных образцов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ направление рельефа проходило вдоль плоскостей спайности [100].

Экспериментальные данные по измерению поляризации P приведены на рис. 5, из которого видна тенденция к увеличению P по мере утоньшения квантовой ямы d и ускорению роста пленки. Видно также, что наличие дополнительного δ -слоя германия способствует росту рельефа поверхности гетероперехода.

Для оценки параметров рельефа мы воспользуемся теоретическими соотношениями, полученными в работах [3,4]. В них при расчете величины P рассматривают-

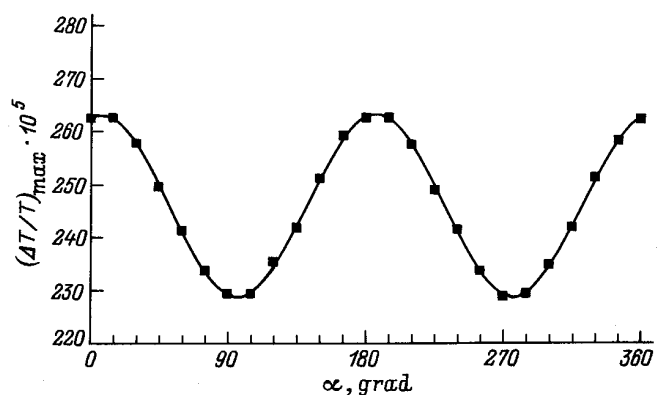


Рис. 4. Зависимость модулированного пропускания $\Delta T/T$ от азимутального угла α для образца с квантовым слоем толщиной $d = 92 \text{ \AA}$ ($x = 0.2$; 300 К).

ся оптические переходы с участием сильно анизотропной валентной зоны тяжелых дырок. Экситонные переходы в квантовой яме имеют дополнительную специфику, характеризуюсь дипольными моментами P_n , которые в случае достаточно узкой КЯ не чувствуют влияния далекой отстоящей симметричной зоны легких дырок. Диполи P_n являются взаимно перпендикулярными и потому для плоской поверхности образца величина P_n не зависит от направления по всей квантовой области. При наличии рельефа модуль P_n остается неизменным, но направление вектора поляризации P_n изменяется, следуя изгибу поверхности. Например, $P_x = P_y = P_z$, где P_z — диполь локально перпендикулярный поверхности,

$$P_{1,x} = P_1 / (1 + \xi^2)^{1/2}, \quad P_{1,z} = P_1 \xi / (1 + \xi^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где $\xi = \Delta z / \Delta x \approx h / l$ — крутизна рельефа, h — высота, l — длина рельефного участка. Величина поляризации P будет зависеть как от крутизны рельефа ξ , так и от его формы. Для наиболее естественных (пилообразной или синусоидальных) форм зависимости $P(\xi)$ близки, однако они сильно отличаются для асимметричного рельефа. При достаточно большой асимметрии зависимость $P(\xi)$ почти совпадает для рельефа различной формы. Была рассчитана зависимость $P(\xi)$ для достаточно разумного реального диапазона параметров рельефа (рис. 6). Отметим, что кривые для GaAs и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для небольших x

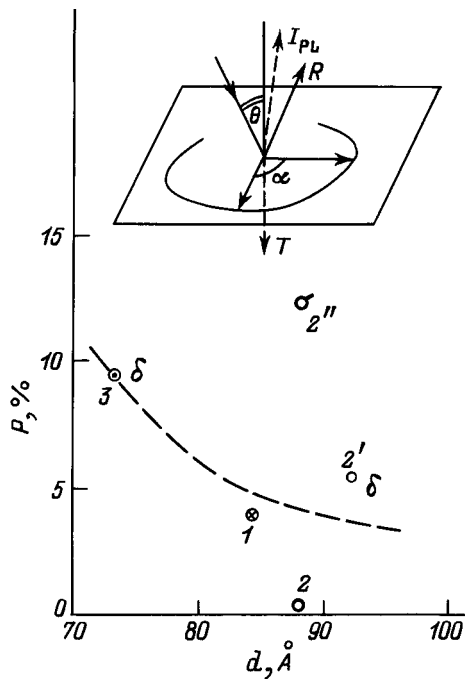


Рис. 5. Величины поляризации экситонной ФЛ для образцов с квантовым слоем. Точки — экспериментальные данные для образцов с различным x : 1 — 0.16, 2 — 0.2, 3 — 0.35 и различными условиями роста пленок (с δ -слоем Ge при типичной (2') и высокой (2'') скорости роста). На вставке — схематическое изображение эксперимента по измерению поляризации.

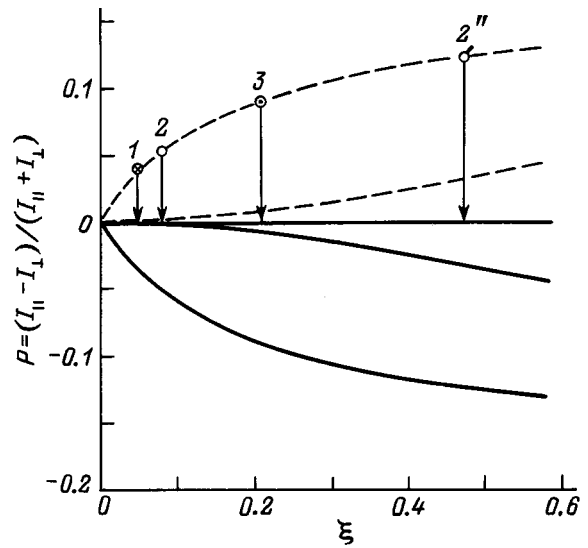


Рис. 6. Сопоставление теоретических зависимостей $P(\xi)$ с экспериментальными данными, полученными для структур с квантовыми слоями для различных величин x : 1 — 0.16, 2 — 0.2, 3 — 0.35. Штриховые линии соответствуют симметричному рельефу, сплошные — асимметричному при $l_1/l_2 = 3$.

совпадают, так как для них близким является фактор анизотропии $b \approx 0.66$.

Соответствующие данные эксперимента нанесены на рис. 6. Из сопоставления их с теоретическими кривыми следует, что размеры рельефа лежат в диапазоне $h \approx 5-10 \text{ \AA}$, а $l \approx 15-50 \text{ \AA}$. Отметим также, что для тех образцов, где рельеф был наиболее острым, пик фоновое повторения проявлялся более отчетливо.

Закключение

В данной работе проанализированы зависимости величин энергии экситонного пика и энергий связи свободных экситонов, полученных из спектрального положения максимумов люминесценции, спектров отражения и пропускания в (экситонной) области спектра от толщины квантовой ямы для пленочных гетероструктур с различным составом $x = 0.16-0.35$ сплава $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Предложен метод расчета энергии связи экситонов по данным оптической спектроскопии при наличии фоновых повторений. Для гетероструктур с тонкими квантовыми слоями существенным оказывается влияние микрорельефа, параметры которого оценивались на основе теории, учитывающей анизотропную поляризацию зоны тяжелых дырок.

Работа выполнена при содействии Национального фонда научно-технических исследований Украины, а также Соросовского гранта ISSER, SPU № 062031. Образцы для эксперимента представлены Б.Н. Звонковым (НИФТИ, Н.Новгород).

Список литературы

- [1] K. Fujiwaza, N. Tsukada, T. Nakayama. Sol. St. Commun., **69**, 63 (1989).
- [2] V.G. Litovchenko, A.I. Bercha, D. Korbutyak, V. Gavrilenko, K. Ploog. Thin Sol. Films, **217**, 62 (1992).
- [3] D.V. Korbutyak, V.G. Litovchenko, L.A. Troschenko, S.G. Krylyuk, T. Grahn, K. Ploog. Semicond. Sci. Technol., **10**, 422 (1995).
- [4] V.G. Litovchenko, D.V. Korbutyak, Yu.V. Kryuchenko, S.G. Krylyuk, H.T. Grahn, K. Ploog. J. Phys. Low-Dim. Structur., **10/11**, 187 (1995).
- [5] И.А. Авруцкий. Квант. электрон., **21**, № 10, 921 (1994).
- [6] I.A. Avrutsky, E.M. Dianov, V.G. Plotnichenko. Lightwave Commun., **2**, 321 (1992); **3**, 71 (1993).
- [7] И.А. Авруцкий, О.П. Осауленко, В.Г. Плотниченко, Ю.Н. Пурков. ФТП, **26**, 1069 (1992).
- [8] И.А. Авруцкий, В.А. Сычугов, Б.А. Ускевич. ФТП, **25**, 1787 (1991).
- [9] D.S. Chuu, Ying-Chin Lou. Phys. Rev. B, **43**, 14 504 (1991).
- [10] L.C. Andeani, A. Pasquarello. Phys. Rev. B, **42**, 8928 (1990).
- [11] J.J. Hopfield. Phys. Chem. Sol., **10** 110 (1959).
- [12] V.G. Litovchenko, V.A. Zuev, D.V. Korbutyak, G.A. Sukach. Jap. J. Appl. Phys., Suppl. 2, 22, 421 (1974).
- [13] V.A. Zuev, D.V. Korbutyak, V.G. Litovchenko. Surf. Sci., **50**, 215 (1975).
- [14] В.А. Зуев, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко, А.В. Дражан. ФТП, **17**, 3300 (1975).
- [15] V.G. Litovchenko, D.V. Korbutyak, S.G. Krylyuk. Phys. Low-Dim. Structur., **4/5**, 123 (1996).
- [16] H.Q. Hou, Y. Segawa, Y. Aoyagi, S. Nambea. Phys. Rev. B, **42**, 1284 (1990).
- [17] K.I. More, D.G. Duggan, K. Woodbridge, C. Roberts. Phys. Rev. B, **41**, 1090 (1990).
- [18] Е.Р. Pokotilov, S.I. Beril, V.M. Fomin, V.G. Litovchenko, D.V. Korbutyak. Phys. St. Sol. (b), **145**, 535 (1988).
- [19] В.Г. Литовченко, С.И. Берил, Д.В. Корбутяк, Е.Г. Лашкевич, Е.И. Михайловская. ДАН Украины. Физ.-мат. и техн. науки, № 2, 57 (1988).

Редактор В.В. Чалдышев

A study of exciton characteristics in heterostructures with quantum wells and corrugated surface

I.A. Avrutskii, V.G. Litovchenko*

Institute of General Physics,
Russian Academy of Sciences,
117942 Moscow, Russia

* Institute of Physics of Semiconductors,
Ukrainian Academy of Sciences,
252650 Kiev, the Ukraine