

# Излучение свободного и связанного экситонов в напряженных пленках ZnTe, выращенных на подложках GaAs (100)

© В.В. Зайцев, В.С. Багаев, Е.Е. Онищенко, Ю.Г. Садофьев

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
117924 Москва, Россия

E-mail: zaitsev@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 2 августа 1999 г.)

Исследованы спектры отражения и низкотемпературной фотолюминесценции пленок ZnTe, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs (ориентация (100), отклонение на  $3^\circ$  к  $\langle 110 \rangle$ ). Показано, что деформационное расщепление свободного экситона ( $\Delta E_{ex}$ ) не зависит от толщины пленок ZnTe в диапазоне  $1\text{--}5.7\ \mu\text{m}$  и обусловлено двусмысленным растяжением пленки в плоскости слоя. Величина напряжений определяется в основном разницей термических коэффициентов пленки и подложки. При этом показано, что остаточные напряжения, обусловленные неполной релаксацией параметра решетки пленки к его равновесному значению при температуре роста, также вносят определенный вклад. Положение линии локализованного на нейтральном акцепторе (As) экситона хорошо описывается в рамках существующих моделей, учитывающих напряжения, величина которых вычислена на основе значения  $\Delta E_{ex}$ .

Данная работа выполнена в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 98-02-16980, № 97-02-16721 и № 99-02-18161) и проекта Межведомственной программы ФТНС министерства науки РФ № 97-1045. Работа также частично поддержана грантом поддержки научных школ РФФИ (№ 96-15-96341).

ZnTe является перспективным материалом оптоэлектроники. Обладая большой шириной запрещенной зоны ( $E_g = 2.26\ \text{eV}$  при 300 K), он, в частности, широко используется в качестве барьерного материала в различных низкоразмерных структурах [1–7]. Как правило, при создании этих структур ZnTe выращивается с помощью различных эпитаксиальных методов на подложках GaAs. Одной из особенностей изучаемых гетероструктур, как будет показано далее, является наличие в пленках ZnTe деформаций, обусловленных как термическими, так и остаточными напряжениями. Используемые в работе методы низкотемпературной оптической спектроскопии (спектры отражения и фотолюминесценции) позволяют, с одной стороны, исследовать влияние напряжений на различные оптические переходы, а с другой стороны, провести количественные расчеты величин тензора деформаций, а также сделать определенные выводы о природе деформаций. Описанные выше вопросы будут рассмотрены в данной работе на основе анализа оптических переходов, обусловленных свободным и локализованным на нейтральном акцепторе экситонах.

## 1. Эксперимент

Экспериментальные образцы были выращены на установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) "Катунь" после существенной доработки системы формирования молекулярных пучков и монтажа ионного манометра для контроля их эквивалентных давлений. Выращивание пленок проводили путем испарения элементов Zn и Te из разделенных источников.

После удаления естественных окислов с поверхности подложки GaAs (ориентация (100), отклонение  $3^\circ$  к направлению  $\langle 110 \rangle$ ) прогревом до температуры  $570 \pm 10^\circ\text{C}$

подложку охлаждали до температур  $250\text{--}280^\circ\text{C}$ , выдерживали в потоке паров цинка для предотвращения образования соединения  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$ . Зарождение эпитаксиальной пленки ZnTe проводили при этих же температурах. После формирования системы стержнеобразных рефлексов на картинах дифракции быстрых электронов, возникающей при осаждении покрытия толщиной около  $100\ \text{nm}$ , температуру подложки повышали до  $320\text{--}350^\circ\text{C}$  и поддерживали постоянной до окончания эпитаксиального процесса. Скорость роста эпитаксиального слоя составляла  $0.2\ \text{nm/s}$ . Поддержание отношения эквивалентных давлений молекулярных пучков  $\text{Te}_2$  и Zn на уровне 2.0 обеспечивало на поверхности растущей пленки сосуществование реконструкций  $(2 \times 2) + (2 \times 1)$ , что соответствовало наиболее близким к стехиометрическим условиям роста.

Измерения спектров фотолюминесценции и отражения проводились при температуре 5 K. Оптическое возбуждение производилось аргоновым лазером, работающим в режиме генерации отдельных линий. Спектр анализировался двойным монохроматором с предельным разрешением не хуже  $0.01\ \text{nm}$ . Сигнал с ФЭУ регистрировался с помощью узкополосного усилителя с синхронным детектором. Эксперимент осуществлялся с использованием системы автоматизации на базе КАМАК.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Прежде чем перейти к изложению результатов, подчеркнем, что далее, на рис. 1–3, будут приведены спектры вторичного свечения, содержащие как линии излуче-

ния, так и комбинационного рассеяния (КР), полученные при возбуждении различными квантами аргонового лазера. Это позволяет более четко выявить те особенности спектров вторичного свечения, которые обусловлены фотолуминесценцией. Естественно, что при этом в области красного излучения ZnTe при разных квантах возбуждения будут проявляться различные линии КР [2,3]. В дальнейшем в этой работе комбинационное рассеяние рассматриваться не будет. В спектрах вторичного свечения каждая из линий КР будет обозначаться в виде  $nLO$ , где  $n$  соответствует числу испускаемых в процессе КР продольных оптических фононов.

Изложение результатов начнем с обсуждения спектров свободных экситонов в пленках ZnTe. На рис. 1–3 представлены спектры вторичного свечения пленок ZnTe толщиной 3.2 и 5.7  $\mu\text{m}$  вблизи края поглощения теллурида цинка. На рис. 1 и 3 приведены также спектры отражения (СО), на которых отчетливо видны два минимума, резонансно совпадающих по энергии с линиями излучения тяжелого ( $X_{hh}$ ) и легкого ( $X_{lh}$ ) свободных экситонов с энергиями  $E_{hh} = 2.3793$  и  $E_{lh} = 2.3743$  eV соответственно, причем приведенные энергии не зависят от толщины ZnTe в диапазоне от 1 до 5.7  $\mu\text{m}$  (осцилляции в СО с длинноволновой стороны от  $X_{lh}$  обусловлены интерференцией света в пленке). Подобная интерпретация X-линий основана на том, что особенность СО, связанная с  $X_{hh}$ , выражена значительно ярче, что находится в качественном согласии с выводом об относительных величинах сил осцилляторов  $X_{hh}$  и  $X_{lh}$  переходов в квазикубической модели [8]. Кроме того, сам факт появления особенностей в СО говорит об их экситонной природе. Расщепление свободного экситона естественно связать с наличием в пленках ZnTe напряжений, понижающих симметрию кубической решетки и соответственно приводящих к расщеплению вырожденной валентной зоны. Несмотря на очевидность и простоту приведенных выше аргументов, еще недавно существовали работы, в которых наличие напряжений в пленках ZnTe/GaAs отрицалось. Ссылки на эти статьи можно найти в [9], где, в частности, подробно проанализирован этот вопрос на основе статей 1988–1989 годов, посвященных исследованию пленок ZnTe, выращенных методами МПЭ и газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках GaAs и GaSb.

В настоящий момент наличие деформаций доказано и в других полупроводниковых пленках группы  $A_2B_6$ , выращенных различными эпитаксиальными методами на подложках  $A_3B_5$ . В частности, в [10–12] исследовались гетероструктуры CdTe/GaAs, а в [13–15] — ZnSe/GaAs. Общий вывод из всех цитированных выше работ состоит в том, что напряжения в пленках зависят как от параметра несоответствия решеток  $f = \Delta a/a$  пленки и подложки, так и от разницы их температурных коэффициентов расширения. Отличие состоит в том, какой вклад вносят остаточные напряжения, обусловленные неполной релаксацией параметра решетки пленки к равновесному значению при температурах роста, и как эти напряжения зависят от ее толщины.

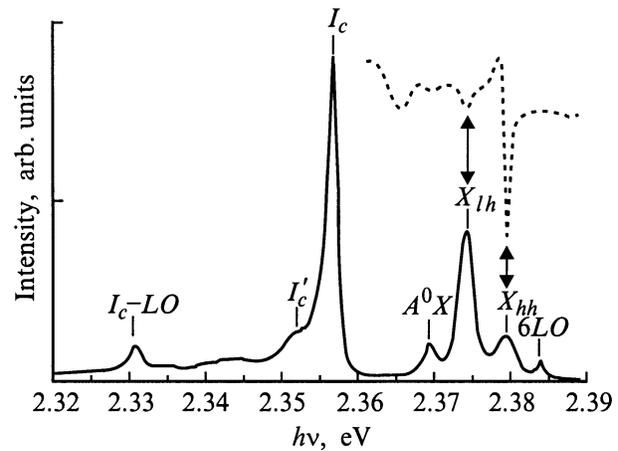


Рис. 1. Спектры вторичного свечения (сплошная линия,  $\lambda = 488.0$  nm) и отражения (точки) пленки ZnTe толщиной 3.2  $\mu\text{m}$ .

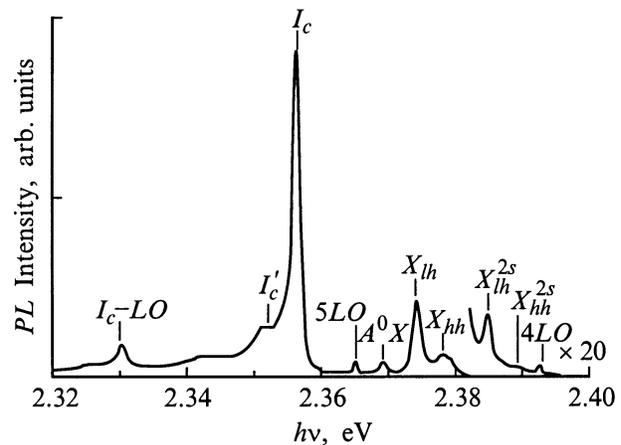


Рис. 2. Спектр вторичного свечения пленки ZnTe толщиной 5.7  $\mu\text{m}$  при  $\lambda = 496.5$  nm.

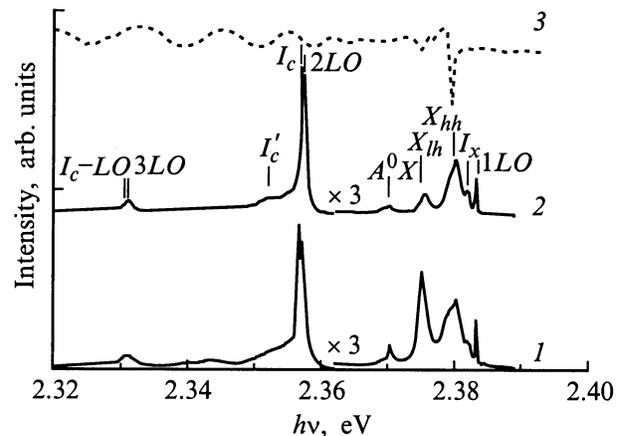


Рис. 3. Спектры вторичного свечения (1 —  $W = 20$  W/cm<sup>2</sup>,  $\lambda = 514.5$  nm; 2 —  $W = 4$  W/cm<sup>2</sup>,  $\lambda = 514.5$  nm) и отражения (3) пленки ZnTe толщиной 5.7  $\mu\text{m}$ .

Используя известные выражения [8] для величины деформационного расщепления экситонов при наличии напряжений, симметричных вдоль основных направлений в плоскости пленки (тензор деформаций  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \equiv \varepsilon$ )

$$\Delta E_{ex} = E_{hh} - E_{lh} = -2b \left( \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon, \quad (1)$$

и для термического выражения

$$\varepsilon_{\Delta T} = \int_{T_e}^{T_p} [\alpha^{\text{ZnTe}}(T) - \alpha^{\text{GaAs}}(t)] dT, \quad (2)$$

можно рассчитать вклад в расщепление  $\Delta E_{ex}$  экситона, обусловленный разницей термических коэффициентов расширения пленки ( $\alpha^{\text{ZnTe}}$ ) и подложки ( $\alpha^{\text{GaAs}}$ ). В приведенных выше формулах:  $b$  — константа сдвигового деформационного потенциала [8],  $C_{11}$  и  $C_{12}$  — константы упругой жесткости,  $T_{gr}$  и  $T_{exp}$  — температуры роста и эксперимента соответственно, а  $\Delta T = T_{gr} - T_{exp}$ . Используя для  $\alpha^{\text{ZnTe}}(T)$  и  $\alpha^{\text{GaAs}}(T)$  данные из [16,17], а для  $C_{11}$  и  $C_{12}$  из [16] и наиболее надежное значение  $b = -13$  eV [9,18,19], можно показать, что экспериментальное значение  $\Delta E_{ex}$  меньше  $\Delta E_{ex}(\varepsilon_{\Delta T})$  примерно в 1.4 раза. Соответственно экспериментальное значение  $\varepsilon = 0.9 \cdot 10^{-4}$ , а термическое  $\varepsilon_{\Delta T} = 1.3 \cdot 10^{-4}$ . Этот факт указывает на то, что имеют место остаточные напряжения, обусловленные неполной релаксацией параметра решетки пленки к равновесному значению при температуре роста. В самом деле, поскольку параметр решетки пленки больше, чем у подложки ( $f \approx 7.6\%$ ), то остаточные напряжения должны иметь отрицательный знак, т.е. противоположный знаку термических напряжений ( $\alpha^{\text{ZnTe}}(T) > \alpha^{\text{GaAs}}(T)$ ). В силу этого результирующее напряжение, определяемое формулой (1), может быть меньше термических, определяемых уравнением (2).

Стоит отметить, что вычисленное по формуле (1) напряжение хорошо описывает положение каждой из экситонных линий

$$E_{hh, lh} = E_0 + \left[ 2a \left( \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \pm b \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right] \varepsilon. \quad (3)$$

В уравнении (3) знак минус соответствует тяжелому, а плюс — легкому экситону;  $a$  — гидростатический деформационный потенциал;  $E_0 = 2.381$  eV — положение экситона в недеформированном ZnTe. Как будет показано далее, это же значение  $\varepsilon$  хорошо описывает положение линии экситона, локализованного на нейтральном акцепторе ( $A^0X$ ).

Прежде чем перейти к этому вопросу, сделаем еще ряд замечаний относительно дублетной структуры  $X_{hh}$  и  $X_{lh}$  излучения свободных экситонов. Анализ литературы [20–25] (см. также дополнительные ссылки в [9]) показывает, что одновременное наличие четкой экситонной структуры как в спектрах излучения, так и в СО является скорее исключением, чем правилом. Часто выводы в работах делаются лишь на основании весьма нечетких

в экситонной области спектров излучения, причем СО отсутствуют. Отметим, что даже при наличии четкой структуры в СО в излучении экситоны с большей энергией ( $X_{hh}$ ) могут проявляться лишь в виде "плеча" на фоне  $X_{lh}$  экситонов [21]. Учитывая, что разница в энергиях  $X_{hh}$  и  $X_{lh}$  составляет примерно 5 meV, что значительно превышает  $kT$  при 5 К, ясно, что между зонами легких и тяжелых экситонов отсутствует термическое равновесие. Этим же обстоятельством объясняется одновременное проявление в излучении 2S-состояний  $X_{hh}$  и  $X_{lh}$  экситонов (рис. 2), что, кстати, свидетельствует о том, что в пределах каждой из зон полная термализация экситонов также не успевает установиться. Наличие четкого дублета в экситонном излучении при низких температурах коррелирует с теоретическим выводом об увеличении времени спиновой релаксации дырки в экситоне при увеличении деформационного расщепления  $\Delta E_{ex}$  [26].

На рис. 3 приведены спектры вторичного свечения пленок ZnTe толщиной 5.7  $\mu\text{m}$  при  $\lambda = 514.5$  nm и двух уровнях оптического возбуждения, отличающихся примерно в 5 раз. Уже из рис. 3 видно, что  $X_{hh}$  и  $X_{lh}$  по-разному зависят от накачки. При еще больших уровнях возбуждения  $X_{lh}$  становится доминирующей, при этом  $X_{hh}$  проявляется в виде крыла на коротковолновом краю  $X_{lh}$  (этот спектр на рисунке не показан). Повидимому, увеличение населенности  $X_{lh}$  экситонов определяется уменьшением времени спиновой релаксации дырки с ростом уровня возбуждения, что может быть обусловлено генерацией неравновесных акустических фононов. Отметим также слабое ( $\sim 1$  meV) расщепление линии  $X_{hh}$  (см. также рис. 2), которое не наблюдается на более тонких пленках ZnTe (рис. 1). Подобное расщепление, как правило, связывается с поляритонными эффектами [24,27]. Так, в [24] коротковолновая компонента  $X_{hh}$  приписывается верхней, а длинноволновая — нижней поляритонной ветви. В рамках поляритонной модели возможно, однако, и несколько иная точка зрения [27]. Подробнее этот вопрос обсуждаться не будет, мы упомянули об этом лишь для того, чтобы подчеркнуть, что это расщепление не связано с деформацией.

Обратим внимание, что на рис. 3 между линиями  $1LO$  и  $X_{hh}$  видна новая линия  $I_x$ , проявляющаяся в спектрах вторичного свечения лишь при возбуждении квантом 2.4097 eV ( $\lambda = 514.5$  nm), величина которого превышает дно зоны тяжелого экситона чуть больше чем на энергию оптического  $LO$ -фонона. Эта линия обусловлена резонансным манделштам–бриллюэновским рассеянием света (РМБРС) с испусканием одновременно оптического и акустического фононов. Насколько нам известно, ранее РМБРС в ZnTe наблюдалось только в объемных кристаллах [28]. Подробное обсуждение линии  $I_x$  в ZnTe/GaAs выходит за рамки данной работы. Заметим лишь, что наличие в спектрах вторичного свечения РМБРС, а также излучения, обусловленного как основными, так и возбужденными состояниями тяжелого и легкого экситонов, указывает на достаточно высокое совершенство пленок ZnTe.

Перейдем теперь к рассмотрению влияния напряжений на линию  $A^0X$  — экситона, локализованного на нейтральном акцепторе. Будем для краткости обозначать этот комплекс ЭНА. Сначала отметим, что, как показано в [9], акцепторной примесью в гетероструктурах ZnTe/GaAs является мышьяк (As), а согласно [29], положение линии  $A^0X$  в ненапряженном ZnTe соответствует 2.375 eV.

Влияние двусных деформаций на излучение, обусловленное экситоном, локализованным на нейтральном акцепторе, более сложное в сравнении со свободным экситоном. Обусловлено это тем, что в данном случае около отрицательно заряженной примеси (акцептора) локализованы три частицы — две дырки и электрон. Теоретически этот вопрос рассматривался в [30], где было показано, в частности, что уровень энергии ЭНА даже при учете лишь деформаций, должен расщепляться на три уровня. Конечным состоянием после рекомбинации электрона и дырки в ЭНА является нейтральный акцептор (НА), основное состояние которого (только переходы в такие состояния будут интенсивными) в прое двусной деформации расщепляется на два уровня. Поэтому в принципе возможно было бы наблюдать несколько линий, обусловленных оптическими переходами между различными начальными состояниями ЭНА и конечными НА. Однако, поскольку при низких температурах заселено только самое нижнее состояние ЭНА, в спектрах излучения должны были бы наблюдаться две линии ( $A^0X$ ), энергии которых при учете только деформаций описываются формулами [30,31]

$$W_{1,2} = W_0 + \left[ 2a \left( \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \pm b_1 \left( \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \right] \varepsilon, \quad (4)$$

которые очень похожи на (3), с тем лишь отличием, что в (4)  $W_0$  это энергия  $A^0X$  (2.375 eV) в ненапряженном ZnTe, а деформационная константа  $b_1$  описывает расщепление уровня НА. Отметим в связи с формулами (4), что больший из квантов, соответствующий переходу на нижний уровень НА, является разрешенным оптическим переходом [32], энергия которого, как будет показано далее, практически совпадает с положением линии  $A^0X$ , наблюдаемой в спектрах ZnTe/GaAs. Оптический переход, соответствующий меньшему кванту  $W_2$  (знак плюс в (4)), является слабо разрешенным при условии, что  $\Delta = |2b_1[(C_{11} + 2C_{12})/C_{11}]\varepsilon|$  значительно превышает обменное взаимодействие между дырками  $\Delta_{exc}$  [32]. Как показывают наши оценки, проведенные с использованием более сложных, чем (4), формул из [30], модифицированных на случай двусной деформации, это условие выполняется:  $\Delta = 3.5 \text{ meV} \gg \Delta_{exc} \approx 0.6 \text{ meV}$ . Именно поэтому в спектрах НФ ZnTe/GaAs видна лишь одна линия  $A^0X$ .

Теоритическое значение константы  $b_1$  для НА было получено в [33] в рамках метода эффективных масс

$$b_1 = b \left( 1 - \frac{4\mu^2}{5} - \frac{12\mu\delta}{25} \right), \quad (5)$$

где  $b$  — деформационная константа, входящая в уравнение (3), а  $\mu = (6\gamma_3 + 4\gamma_2)/5\gamma_1$ ,  $\delta = (\gamma_3 - \gamma_2)/\gamma_1$

выражаются через параметры Латтинжера. Поскольку в пленках ZnTe/GaAs, как отмечено выше, акцептором является As, а в этом случае энергия связи дырки близка к теоретическому значению, полученному в рамках метода эффективных масс [29], будем использовать значение  $b_1$ , полученное из уравнения (5). Подставляя значения  $\gamma_i$  ( $i = 1-3$ ) из [16], получим  $b_1 = -0.91 \text{ eV}$ . Подставляя это значение в (4), получим для разрешенного перехода энергию кванта, очень близкую к экспериментальному значению энергии линии  $A^0X$  (2.3693 eV):  $E_{A^0X} - W_1 \approx 0.4 \text{ meV}$ . Используя более сложные формулы из [30], учитывая обменное взаимодействие  $\Delta_{exc}$ , получим, что  $E_{A^0X} = W_1(\Delta_{exc})$  при  $\Delta_{exc} \approx 0.6 \text{ meV}$ .

Отметим, что наличие неоднородностей в тензоре деформаций может приводить к снятию запрета на переход с энергией кванта  $W_2$ . Неоднородности могут быть созданы, например, за счет введения островковых включений CdTe в ZnTe/GaAs. Подобные эксперименты будут изложены в отдельной статье. Здесь же отметим, что в таких структурах действительно удалось наблюдать возгорание запрещенного перехода, причем теоретическая разница в энергиях  $W_1 - W_2 = -b_1[(C_{11} + 2C_{12})/C_{11}]\varepsilon = 3.5 \text{ meV}$  очень близка к экспериментальному значению 3.2 meV этой величины.

Авторы выражают благодарность А.Ф. Плотникову за поддержку в работе.

## Список литературы

- [1] A.M. Glass, K. Tai, R.B. Bylisma, R.D. Feldman, D.H. Olson, R.F. Austin. Appl. Phys. Lett. **53**, 10, 834 (1988).
- [2] В.С. Багаев, В.В. Зайцев, В.В. Калинин, В.Д. Кузьмин, С.Р. Октябрьский, А.Ф. Плотников. Письма в ЖЭТФ **58**, 2, 82 (1993).
- [3] V.S. Bagaev, V.V. Zaitsev, V.V. Kalinin, V.D. Kuzmin, S.R. Oktyabrskii, A.F. Plotnikov. Solid Stat. Commun. **88**, 10, 777 (1993).
- [4] S.L. Zhang, Y.T. Hou, M.Y. Shen, J.T. Li, S.H. Yuan. Phys. Rev. **B47**, 19, 12 937 (1993).
- [5] В.С. Багаев, В.В. Зайцев, В.В. Калинин, В.Д. Кузьмин, С.Р. Октябрьский, А.Ф. Плотников. Изв. РАН. Сер. физ. **58**, 7, 97 (1994).
- [6] J. Cibert, Y. Gobil, Le Si Dang, S. Tatarenko, G. Fiuillet, H.P. Jounneau, K. Saminadayar. Appl. Phys. Lett. **56**, 3, 292 (1990).
- [7] В.С. Багаев, В.В. Зайцев, В.В. Калинин, Е.Е. Онищенко. ФТТ **38**, 6, 1728 (1996).
- [8] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1972). 584 с.
- [9] Y. Zhang, B.J. Skromme, F.S. Turco-Sandroff. Phys. Rev. **B46**, 7, 3872 (1992).
- [10] H. Tatsuoka, H. Kuwabara, Y. Nakanishi, H. Fujiyasu. J. Appl. Phys. **67**, 11, 6860 (1990).
- [11] H. Tatsuoka, H. Kuwabara, Y. Nakanishi, H. Fujiyasu. J. Cryst. Growth **117**, 1-4, 554 (1992).
- [12] T. Itoh, K. Shinone, N. Katagiri, M. Furumiya, T. Tezuka. J. Cryst. Growth **117**, 1-4, 835 (1992).
- [13] K. Shahzad. Phys. Rev. **B38**, 12, 8309 (1988).

- [14] K. Ohkawa, T. Mitsuyu, O. Yamazaki. *Phys. Rev.* **B37**, 17, 12465 (1988).
- [15] D.J. Olego, K. Shahzad, J. Petruzzello, D. Cammack. *Phys. Rev.* **B36**, 14, 7674 (1987).
- [16] Landolt-Bornstein, New Series. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology / Ed. by K.-H. Hellwege. Vol. 17. Parts a and b. Springer-Verlag, Berlin (1982).
- [17] С.И. Новикова. Тепловое расширение твердых тел. Наука, М. (1974). 292 с.
- [18] W. Wardynski, M. Giriat, Szymczak, R. Kowalczyk. *Phys. Stat. Sol. (b)* **49**, 1, 71 (1972).
- [19] J. Calatayud, J. Allegre, H. Mattieu, N. Magnea, H. Mariette. *Phys. Rev.* **B47**, 15, 9684 (1993).
- [20] Le Si Dang, J. Cibert, Y. Gobil, K. Saminadayar, S. Tatarenko. *Appl. Phys. Lett.* **55**, 4, 235 (1989).
- [21] G. Kudlek, N. Presser, J. Gutowski, K. Hingerl, E. Abramof, H. Sitter, *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 9A, A90 (1991).
- [22] J. Gutowski. *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 9A, A51 (1991).
- [23] K. Kumazaki, F. Iida, K. Ohno, K. Hatano, K. Imai. *J. Cryst. Growth* **117**, 1-4, 285 (1992).
- [24] H.P. Wagner, S. Lankes, K. Wolf, W. Kuhn, P. Link, W. Gebhardt. *J. Cryst. Growth* **117**, 1-4, 303 (1992).
- [25] G. Kudlek, N. Presser, J. Gutowski, K. Hingerl, E. Abramof, A. Pesek, H. Pauli, H. Sitter. *J. Cryst. Growth* **117**, 1-4, 290 (1992).
- [26] Г.Е. Пикус, Е.Л. Ивченко. В кн.: Экситоны. Наука, М. (1985). С. 148.
- [27] D.E. Cooper, P.R. Newman. *Phys. Rev.* **B39**, 11, 7431 (1989).
- [28] Y. Oka, M. Cardona. *Solid Stat. Commun.* **30**, 4, 447 (1979).
- [29] H. Venghaus, P.J. Dean. *Phys. Rev.* **B21**, 4, 1596 (1980).
- [30] H. Mathieu, J. Camassel, F. Ben Chekroun. *Phys. Rev.* **B29**, 6, 3438 (1984).
- [31] F. Dal'bo, G. Lenz, N. Magnea, H. Mariette, Le Si Dang, J.L. Pautrat. *J. Appl. Phys.* **66**, 3, 1338 (1989).
- [32] В.Д. Кулаковский, Г.Е. Пикус, В.Б. Тимофеев. *УФН* **135**, 2, 237 (1981).
- [33] M. Schmidt. *Phys. Stat. Sol. (b)* **79**, 2, 533 (1977).