

03,09,12

Резонансное рассеяние света оптическими фононами в гомоэпитаксиальном нанослое *n*-GaP, выращенном на подложке (001)*n*-GaP

© Б.Х. Байрамов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: bairamov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 12 октября 2020 г.

В окончательной редакции 12 октября 2020 г.

Принята к публикации 13 октября 2020 г.

Представлены результаты обнаружения резонансного усиления интенсивности рассеяния света оптическими фононами в гомоэпитаксиальном наномасштабном слое *n*-GaP, толщиной 70 nm, выращенном методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на проводящей сильнолегированной подложке кристалла *n*-GaP, ориентированной по оси (001). Показано, что при комнатной температуре в спектре рамановского рассеяния света такого нанослоя (001) *n*-GaP в образце *n*-GaP/*n*-GaP (001) в сравнении со спектром высокоомного кристаллического образца (001) *si*-GaP в диапазоне частот от 600 до 800 cm^{-1} удастся обнаружить достаточно узкие полосы линий рассеяния света второго порядка. Установлено, что такие полосы обусловлены суммарными комбинациями и обертонами поперечных TO(Γ) и продольных LO(Γ) оптических фононов, с волновыми векторами соответствующими точкам Σ , K, X, L и Γ зоны Бриллюэна кристалла GaP. Показано, что рассеяние света носит резонансный характер, и обусловлено присутствием примесей вследствие проявления экситон-фононного взаимодействия.

Ключевые слова: гомоэпитаксиальный наномасштабный слой (001) *n*-GaP, сильнолегированная подложка, резонансное двухфононное рассеяние.

DOI: 10.21883/FTT.2021.02.50465.218

1. Введение

Исследования физических свойств гомоэпитаксиальных слоев (включая и наномасштабной толщины) широкозонных полупроводников на исходных сильнолегированных подложках того же материала привлекают повышенный интерес, поскольку они демонстрируют в сравнении с гетероэпитаксиальными слоями лучшую совокупность физических свойств — высокую степень кристаллического совершенства структуры с меньшей плотностью дислокаций и других структурных дефектов, оптических, электрических и иных свойств. Совершенные и высококачественные гетероэпитаксиальные слои выращиваются только при определенных условиях послойного роста, происходящего через зарождение на поверхности и рост двумерных островков новой фазы, рассматриваемого как 2D фазовый переход первого рода, и их последующий рост до образования полного монослоя растущего монокристалла [1–9]. Безусловно такие привлекательные особенности гомоэпитаксиальных слоев вызывают необходимость развития и максимально эффективных методов исследования их кристаллической структуры и электрических свойств. При этом, на пути создания приборных структур на основе гомоэпитаксиальных слоев, выращенных на сильнолегированных подложках являются очевидные сложности определения степени совершенства кристаллической структуры, а также исследования их электрических свойств традици-

онными времязатратными методами, требующими приготовления омических контактов и проведения электрических измерений проводимости и эффекта Холла [5,8,9].

Резонансная спектроскопия рамановского рассеяния света является одним из наиболее привлекательных методов исследования кристаллической структуры и динамики элементарных решеточных и электронных возбуждений в легированных полупроводниковых материалах [10–40]. При этом, реальные промежуточные электронные состояния играют ключевую роль, формируя квантовые пути, определяющие природу важных механизмов нерезонансного и резонансного поведения рассеяния, а также квантовой интерференции в возбуждающем и рассеянном каналах процесса рассеяния света.

Впервые теория однофононного резонансного комбинационного рассеяния света (РКРС), учитывающая экситонные эффекты была дана Лоудоном [11]. В [12,13] было получено выражение для тензора резонансного РКРС при учете слабого экситон-фотонного взаимодействия для механизмов деформационного потенциала и фрелиховского электрон-фононного взаимодействия. Аналогичные расчеты были выполнены в работе [14] с использованием функций Грина. При этом учитывалась рассеяние только через одну валентную зону и зону проводимости. Такая модель резонансного рассеяния не учитывает кулоновского взаимодействия промежуточными электронными состояниями, рассматривая их как состояния несвязанной электрон-дырочной пары.

На основе экспериментальной возможности выполнения строгих количественных измерений интенсивностей для хорошо спектрально разрешенных узких линий акустических фононов [15], было установлено, что полученные экспериментальные данные зависимости интенсивности рассеяния света от энергии квантов возбуждающего излучения не достаточно хорошо описываются двухзонной теорией Лоудона [13]. Такой учет только одной валентной зоны оказался недостаточным для количественной интерпретации экспериментальных результатов по рассеянию света акустическими и оптическими фононами в кристаллах со структурой алмаза и цинковой обманки [15–18].

Поэтому, для преодоления возникших противоречий в пионерских работах [15–18] была разработана теория *многозонного* резонансного усиления интенсивности рассеяния света сначала акустическими фононами [15–17], а затем и оптическими фононами [18]. При этом в качестве промежуточных электронных состояний были введены ранее не рассматривавшиеся атомоподобные экситонные состояния, принадлежащие как дискретным экситонным зонам, так и непрерывному спектру, а также высоко-лежащие валентные зоны.

Первоначально многозонный характер резонансного усиления интенсивности рассеяния света был предсказан и экспериментально установлен для процесса резонансного рассеяния света Мандельштама–Бриллюэна акустическими фононами на примере кристаллов ZnSe [15–17] с учетом экситонных корреляций как при внутризонных так и междוזонных переходов между зоной проводимости Γ_6 , четырехкратно вырожденными валентными зонами Γ_8 и двукратно вырожденной зоной Γ_7 , отщепленной спин-орбитальным взаимодействием. При этом, в качестве промежуточных виртуальных электронных состояний, вовлеченных в процессы рассеяния, рассматривались реальные экситонные состояния Ванье–Мотта, принадлежащие как дискретным водородоподобным экситонным зонам, так и непрерывному спектру. В дальнейшем развитый подход многозонного характера резонансного усиления интенсивности рассеяния света был подтвержден для рамановского рассеяния света на оптических фононах, на примере кристаллов AgI [18].

В последующие годы теория многозонного резонансного рассеяния света и развитие в [15–18] подходы были подтверждены и использованы в [19–22] и с их учетом были пересчитаны результаты ранее выполненных исследований по однофононному [19–21] и двухфононному [22] резонансному рамановскому рассеянию света оптическими фононами для ряда классических полупроводников соединений A^3B^5 группы — GaP, GaAs, GaSb и InP, а также подтверждены для многих полупроводниковых материалов — от объемных до низкоразмерных наноструктур (например, [23–39] и многочисленными другими исследованиями, основывающимся на результатах использования подходов, разработанных в оригинальных работах [15–21]). Недавно, показано, что в кристаллах алмаза, легированных азотом, формирование большого

числа электронных уровней, связанных с точечными азотно-вакансионными дефектами (nitrogen-vacancy NV center), обладающими уникальными спин-зависимыми свойствами, обусловило наиболее яркое проявление механизма многозонного резонансного неупругого рассеяния света оптическими фононами [38,39].

В настоящей работе показано, что на основе развития спектроскопии микрорамановского рассеяния света может быть реализован метод резонансного усиления интенсивности рамановского рассеяния света второго порядка в гомоэпитаксиальном наномасштабном слое *n*-GaP, толщиной 70 nm, выращенном на проводящей сильнолегированной подложке кристалла *n*-GaP, ориентированной по оси (001). Продемонстрировано, что такое рассеяние обусловлено обычно слабыми суммарными комбинациями и обертонами поперечных $TO(\Gamma)$ и продольных $LO(\Gamma)$ оптических фононов, с волновыми векторами (\mathbf{k}) соответствующими точкам Σ , K, X, L и Γ зоны Бриллюэна кристалла GaP при оптическом возбуждении вблизи непрямого края поглощения легированного гомоэпитаксиального слоя *n*-GaP. При этом показано, что рассеяние света носит резонансный характер, и обусловлено присутствием примесей вследствие проявления экситон-фононного взаимодействия.

2. Методика эксперимента

Для наших исследований использовался образец *n*-GaP/*n*-GaP (001) с наномасштабным гомоэпитаксиальным слоем *n*-GaP толщиной 70 nm, выращенным методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений на проводящей сильнолегированной подложке кристалла *n*-GaP. Подложка ориентирована по оси (001) (образец № 1). Для непосредственного сравнения также использовался образец № 2 сильно компесированного высокоомного (удельное сопротивление $\sim 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$) полуизолирующего кристалла *si*-GaP, также ориентированного по оси (001). Возбуждение спектров микро-рамановского рассеяния света осуществлялось излучением второй гармоники непрерывного лазера на алюмоиттриевом гранате с длиной волны $\lambda_i = 532.070 \text{ nm}$ по методике, приведенной в [33,35]. Спектральный состав рассеянного света регистрировался с помощью конфокального спектрометра HR 800 (Horiba Jobin Yvon), оснащенного микроскопом Olympus BX 41 с микрообъективом 100x (NA 0.9). Локальный размер возбуждающего пятна составлял $\sim 0.9 \text{ mkm}$. Все измерения спектров рамановского рассеяния выполнены в одних и тех же экспериментальных условиях для всех образцов при комнатной температуре и в конфигурации обратного рассеяния при параллельной поляризации падающего и рассеянного света $[Z(XX)Z-]$ с осями X, Y и Z соответственно, вдоль направлений [110], [110] и [001].

При этом, на пути создания приборных структур на основе гомоэпитаксиальных слоев, выращенных на сильнолегированных подложках появляются очевидные

сложности определения степени совершенства кристаллической структуры, а также исследования их электрических свойств традиционными времязатратными методами, требующими приготовления омических контактов и проведения электрических измерений проводимости и эффекта Холла [5,8,9].

3. Экспериментальные результаты исследований и их обсуждение

Как уже было отмечено, актуальными проблемами измерения структурных и электрических параметров гомоэпитаксиальных слоев, выращенных на сильнолегированных подложках, в частности, являются очевидные сложности комбинированного определения степени совершенства кристаллической структуры и основных параметров свободных носителей заряда — концентрации и подвижности на основе традиционного метода измерения электрических свойств полупроводниковых материалов путем выполнения электрических измерений проводимости и эффекта Холла [12]. В особенности такие сложности возникают для особо тонких гомоэпитаксиальных слоев наномасштабного уровня толщины.

Ранее было показано, что обнаружение в спектре рамановского рассеяния света в конфигурации обратного рассеяния при параллельной поляризации падающего и рассеянного света $[Z(XX)Z-]$, выявленном для гомоэпитаксиального слоя *n*-GaP, толщиной 70 нм удалось экспериментально наблюдать достаточно узкие характерные линии рассеяния света первого порядка поперечными оптическими $TO(\Gamma)$ -фононами при 365.50 cm^{-1} с полушириной (полной шириной на половине высоты (ПШПВ) равной 3.45 cm^{-1} [41]. Они были зарегистрированы в спектрах и для сильнолегированной подложки *n*-GaP (001) и полуизолирующего кристалла *si*-GaP (001). Обнаруженные результаты позволили получить важную информацию о высоком совершенстве кристаллической структуры наномасштабного эпитаксиального слоя (001) *n*-GaP.

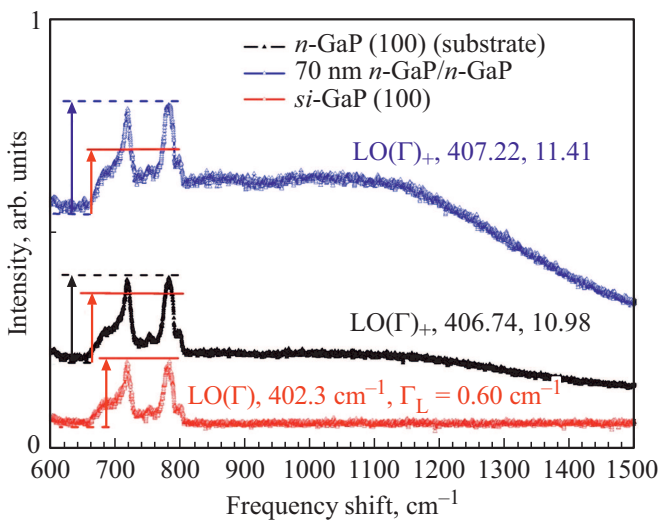
Кроме того, обнаружение и идентификация высокочастотной линии как обусловленной связанными продольными плазмон-фононными $LO(\Gamma)_+$ колебаниями при 407.22 cm^{-1} с полушириной 11.41 cm^{-1} для гомоэпитаксиального слоя *n*-GaP (001) и, соответственно, 406.74 cm^{-1} с полушириной 10.98 cm^{-1} для подложки *n*-GaP (001) в сравнении для продольных оптических $LO(\Gamma)$ фононов при 402.30 cm^{-1} с полушириной 0.60 cm^{-1} для полуизолирующего кристалла *si*-GaP (001), позволили определить локальную концентрацию n и подвижность μ свободных носителей заряда для гомоэпитаксиального наномасштабного слоя *n*-GaP и подложки *n*-GaP (001). Расчеты выполнены на основе микроскопической модели рассеяния света $LO(\Gamma)_+$ колебаниями, обусловленного механизмами деформационного потенциала и электрооптическим рассеянием [42,43]. Полученные численные значения

оказались равными $n_{\text{hepi}} = (3.25 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и подвижности $\mu_{\text{hepi}} = (40.0 \pm 0.1) \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ для гомоэпитаксиального слоя (100) *n*-GaP в сравнении с $n_{\text{subs}} = (2.52 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и $\mu_{\text{subs}} = (51.0 \pm 0.1) \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ подложки (100) *n*-GaP образца *n*-GaP/*n*-GaP (100) [41].

Выявление высокого совершенства кристаллической структуры наномасштабного эпитаксиального слоя (001) *n*-GaP и наличия примесей позволило обнаружить новые важные спектральные особенности в области двухфононного рассеяния образца *n*-GaP/*n*-GaP (001). Из спектров рамановского рассеяния света, приведенных на рис. 1, для образца № 1 GaP/*n*-GaP (001) хорошо видно, что в диапазоне частот от 600 до 800 cm^{-1} , обнаруженном для гомоэпитаксиального слоя *n*-GaP, толщиной 70 нм GaP также удается обнаружить достаточно узкие полосы линий, соответствующие рассеянию света второго порядка оптическими фононами, при комнатной температуре. Такие же характерные линии зарегистрированы и в других спектрах — для сильнолегированной подложки *n*-GaP (001) в образце *n*-GaP/*n*-GaP (001), а также и в отдельном образце полуизолирующего кристалла *si*-GaP (001) образец № 2. Все эти спектры получены в одних и тех же экспериментальных условиях при комнатной температуре и при возбуждении излучением лазера с длиной волны $\lambda_i = 532.070 \text{ nm}$ с одинаковой плотностью мощности лазерного излучения.

Указанные на спектрах численные величины значения частоты и истинные полуширины линии — полная ширина на половине её высоты (в cm^{-1}) получены из спектров рассеяния света первого порядка поперечными $TO(\Gamma)$ - и продольными $LO(\Gamma)$ оптическими фононами, а также высокочастотными продольными связанными плазмон-фононными $LO(\Gamma)_+$ колебаниями с выделением лоренцевского контура из наблюдаемого фохтовского контура с учетом поправки на спектральное разрешение, описываемое гаусовским контуром. Эти значения частоты и истинные полуширины линий были использованы при расчётах, выполненных на основе микроскопической модели рассеяния света $LO(\Gamma)_+$ колебаниями, обусловленного механизмами деформационного потенциала и электрооптическим рассеянием [41] для определения концентраций и подвижностей свободных носителей заряда для гомоэпитаксиального наномасштабного слоя *n*-GaP и подложки *n*-GaP (001).

Спектр двухфононного рамановского рассеяния света в полуизолирующем кристалле *si*-GaP (001), приведенный на рисунке хорошо согласуются с результатами исследований, выполненных ранее для возбуждения в области прозрачности кристалла специально нелегированного кристалла GaP с использованием He-Ne-лазера с длиной волны $\lambda_i = 632.817 \text{ nm}$ [40,41]. Такое двухфононное рассеяние света обусловлено разрешенными правилами отбора для рассеяния света второго порядка и обычно слабыми по интенсивности (по сравнению с линиями $TO(\Gamma)$ - и $LO(\Gamma)$ фононов) обертонами поперечных $2TO(\Sigma)$ фононов при 662 cm^{-1} , $2TO(K)$ фононов



Спектры рамановского рассеяния света второго порядка оптическими фононами и фотолуминесценции в диапазоне частот $600\text{--}1500\text{ cm}^{-1}$ в кристаллах (001) *si*-GaP (нижний), (001) *n*-GaP (средний) и образце *n*-GaP/*n*-GaP с гомоэпитаксиальным нанослоем *n*-GaP (верхний). Интенсивности спектров рассеяния света второго порядка, оптическими фононами для всех приведенных спектров указаны соответствующими вертикальными стрелками.

Спектры получены при комнатной температуре и при возбуждении излучением лазера с длиной волны $\lambda_i = 532.070\text{ nm}$. Толщина нанослоя, выращенного методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений на проводящей подложке *n*-GaP, ориентированной по оси (001), равна 70 nm . Указанные величины значения частоты и полуширин линий (полных ширин на половине интенсивности) рамановского рассеяния света первого порядка поперечными $\text{TO}(\Gamma)$ - и продольными $\text{LO}(\Gamma)$ оптическими фононами, а также высокочастотными продольными связанными плазмон-фононными $\text{LO}(\Gamma)_+$ колебаниями получены с выделением лоренцевого контура из наблюдаемого фохтовского контура с учетом поправки на спектральное разрешение.

при 682 cm^{-1} , $2\text{TO}(\text{X})$ фононов при 696 cm^{-1} , $2\text{TO}(\text{L})$ фононов при 720 cm^{-1} и продольных $2\text{LO}(\text{L}, \text{X})$ фононов при 783 cm^{-1} и поперечных $2\text{TO}(\Gamma)$ фононов при 805 cm^{-1} , а также суммарными комбинациями продольных и поперечных оптических $\text{LO}(\text{X}) + \text{TO}(\text{X})$ фононов при 738 cm^{-1} , и $\text{LO}(\text{L}) + \text{TO}(\text{L})$ фононов при 734 cm^{-1} , с волновыми векторами соответствующими точкам Σ , K, X, L и Γ зоны Бриллюэна кристалла GaP. Можно отметить четкое различие этих спектров по интенсивности линий двухфононного рассеяния и широкой полосы фотолуминесценции, непосредственно примыкающей к линиям двухфононного рассеяния. Для сравнения интенсивности спектров рассеяния света второго порядка, оптическими фононами для всех приведенных спектров указаны соответствующими вертикальными стрелками. Хорошо видно, что при оптическом возбуждении с использованием линии лазера на алюмоиттриевом гранате с энергией квантов возбуждающего излучения $\hbar\omega_i = 2.33\text{ eV}$ выше непрямого края поглощения *n*-GaP

$E_g = 2.27\text{ eV}$ рассеяние света для легированного гомоэпитаксиального слоя *n*-GaP (001) в сравнении со спектром для полуизолирующего кристалла *si*-GaP (001) носит резонансный характер. Аналогичное, но несколько меньшее резонансное усиление обнаруживается и для легированной подложки кристалла *n*-GaP (001) в образце *n*-GaP/*n*-GaP (001). При этом меньшая величина резонансного усиления хорошо согласуется с меньшей величиной интенсивности рекомбинационного излучения экситона. Обнаруженное усиление обусловлено возможным присутствием примесей азота, интересным образом подтверждаемое выявлением дополнительных широких полос фотолуминесценции. Они хорошо заметны в спектрах, приведенных на рис. 1 для гомоэпитаксиального слоя *n*-GaP (001) и сильнолегированной подложки *n*-GaP (001) в образце *n*-GaP/*n*-GaP (001). Обнаружение таких полос фотолуминесценции связано с квазипрямыми экситонами образованными локализованными состояниями наиболее близких пар атомов азота, при их небольшой концентрации $[N] \sim 10^{16}\text{ cm}^{-3}$. Тогда резонансный характер усиления интенсивностей спектров рассеяния света второго порядка оптическими фононами может быть обусловлен проявлением экситон-фононного взаимодействия [15–23]. Оно обусловлено возможным присутствием примесей азота, существенно модифицирующих энергетический спектр экситонов с образованием квазипрямых экситонов [44–48], образованных локализованными состояниями наиболее близких пар атомов азота.

4. Заключение

В настоящей работе показано, что на основе развития методики спектроскопии микрорамановского резонансного рассеяния света в гомоэпитаксиальном наномасштабном слое легированного кристалла *n*-GaP, толщиной 70 nm , выращенном на сильнолегированной подложке кристалла *n*-GaP, ориентированной по оси (001) в спектре рамановского рассеяния света в диапазоне частот от 600 до 800 cm^{-1} удается обнаружить достаточно узкие полосы линий второго порядка при комнатной температуре. Такие характерные линии зарегистрированы и в спектрах для сильнолегированной подложки *n*-GaP в образце *n*-GaP/*n*-GaP (001) и в отдельном образце полуизолирующего кристалла *si*-GaP (001). Установлено, что такое рассеяние возможно обусловлено обычно слабыми суммарными комбинациями и обертонами поперечных $\text{TO}(\Gamma)$ и продольных $\text{LO}(\Gamma)$ оптических фононов, с волновыми векторами соответствующими точкам Σ , K, X, L и Γ зоны Бриллюэна кристалла GaP при оптическом возбуждении вблизи непрямого края поглощения легированного гомоэпитаксиального слоя *n*-GaP. Показано, что рассеяние света гомоэпитаксиального слоя *n*-GaP носит резонансный характер вследствие проявления экситон-фононного взаимодействия. Оно обусловлено возможным присутствием примесей азота, выявленных по спектрам фотолуминесценции,

когда существенно модифицируется реальный энергетический спектр экситонов с образованием квази-прямых экситонов, образованных локализованными состояниями наиболее близких пар атомов азота.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Itoh. *Prog. Surf. Sci.* **66**, 53 (2001).
- [2] P. Kratzer, C.G. Morgan, M. Scheffler. *Phys. Rev. B* **59**, 15246 (1999).
- [3] Ю.Г. Галицын, Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, А.И. Торопов. *Письма в ЖЭТФ* **86**, 553 (2007).
- [4] O.A. Ageev, M. Solodovnik, S.V. Balakirev, I.A. Mikhailin, M. Eremanenko. *J. Cryst. Growth* **457**, 46 (2017).
- [5] О.С. Комков, А.Н. Пихтин, Ю.В. Жиляев, Л.М. Федоров. *Письма в ЖТФ* **34**, 1, 81 (2008).
- [6] B. Németh, W. Kunert, K. Stolz, K. Volz. *J. Cryst. Growth* **310**, 1595 (2008).
- [7] S. Nagarajan, H. Jussila, J. Lemettinen, K. Banerjee, M. Sopanen, H. Lipsanen. *J. Phys. D* **46**, 165103 (2013).
- [8] О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, Т.В. Львова, И.В. Седова, А.Н. Семенов, В.А. Соловьев, С.В. Иванов. *ФТТ* **58**, 707 (2016).
- [9] K. Storm, F. Halvardsson, M. Heurlin, D. Lingren, A. Gustafsson, P.M. Wu, B. Monemar, L. Samuelson. *Nature Nanotechnol.* **7**, 718 (2012).
- [10] *Light Scattering in Solids. Topics in Applied Physics / Ed. M. Cardona, G. Guntherodt. Springer, Berlin, Heidelberg, N.Y. (1974). 543 p.*
- [11] R. Loudon. *Proc. R. Soc. Lond. A* **275**, 218 (1963).
- [12] A.K. Ganguly, J.L. Birman. *Phys. Rev. B* **162**, 806 (1967).
- [13] R.M. Martin. *Phys. Rev. B* **4**, 3676 (1971).
- [14] R. Zeyher, T. Chiu-Sen, J.L. Birman. *Phys. Rev. B* **4**, 1725 (1974).
- [15] Б.Х. Байрамов, А.В. Гольцев, Э. Караймаки, Р. Лайхо, Т. Левола, В.В. Топоров. *ФТТ* **25**, 1286 (1983).
- [16] E. Karajamakı, R. Laiho, T. Levola, V.H. Bairamov, A.V. Gol'tsev, V.V. Toporov. *Phys. Rev. B* **29**, 4508 (1984).
- [17] V.H. Bairamov, A.V. Gol'sev, V.V. Toporov, L. Laiho, T. Levola. *Proc. of the 18th Int. Conf. on Phys. of Semicond / Ed. O. Engstrom, World Scientific, Singapore (1987). P. 1721–1724.*
- [18] Б.Х. Байрамов, Н.В. Личкова, А.В. Гольцев, В.Д. Тимофеев, В.В. Топоров. *ФТТ* **29**, 244 (1987).
- [19] A. Cantarero, C. Trallero-Giner, M. Cardona. *Phys. Rev. B* **39**, 8388 (1989).
- [20] C. Trallero-Giner, A. Cantarero, M. Cardona. *Phys. Rev. B* **40**, 4030 (1989).
- [21] C. Trallero-Giner, A. Cantarero, M. Cardona. *Phys. Rev. B* **40**, 12290 (1989).
- [22] A. García-Cristóbal, A. Cantarero, C. Trallero-Giner, M. Cardona. *Phys. Rev. B* **49**, 13430 (1994).
- [23] C. Trallero-Giner, K. Syassen. *Phys. Status Solidi B* **247**, 182 (2010).
- [24] R.P. Miranda, M.I. Vasilevskiy, C. Trallero-Giner. *Phys. Rev. B* **74**, 115317 (2006).
- [25] C. Trallero-Giner, K. Kunc, K. Syassen. *Phys. Rev. B* **73**, 205202 (2006).
- [26] A.M. Yaremko, V.V. Koroteev, V.O. Yukhymchuk, V.M. Dzhagan, H. Ratajczak, A.J. Barnes, B. Silvi. *Chem. Phys.* **388**, 57 (2011).
- [27] Ф.Б. Байрамов, В.В. Топоров, Е.Д. Полоскин, Б.Х. Байрамов, C. Röder, C. Sprung, C. Bohmhammel, G. Seidel, G. Irmer, A. Lashkul, E. Lahderanta, Y.W. Song. *ФТП* **47**, 607 (2013).
- [28] Б.Х. Байрамов. *ФТТ* **58**, 707 (2016). *Phys. Solid State* **58**, 728 (2016).
- [29] L.G. Cançado, A. Jorio, M.A. Pimenta. *Phys. Rev. B* **76**, 064304 (2007).
- [30] A.G. Rolo, M.I. Vasilevskiy, M. Hamma, C. Trallero-Giner. *Phys. Rev. B* **78**, 081304(R) (2008).
- [31] Ф.Б. Байрамов, Е.Д. Полоскин, А.Л. Чернев, В.В. Топоров, М.В. Дубина, Б.Х. Байрамов. *ФТП* **51**, 10, 1376 (2017).
- [32] V. Carvalho, Y. Wang, S. Mignuzzi, L.M. Malard, M.A. Pimenta. *Nature Commun.* **8**, 14670 (2017).
- [33] Ф.Б. Байрамов, Е.Д. Полоскин, А.Л. Чернев, В.В. Топоров, М.В. Дубина, C. Sprung, H.K. Lipsanen, Б.Х. Байрамов. *Письма ЖТФ*, **44**, 2, 72 (2018).
- [34] G. Gordeev, V. Flavel, R. Krupke, P. Kusch, S. Reich. *Phys. Rev. B* **99**, 045404 (2019).
- [35] Ф.Б. Байрамов, В.В. Топоров, Е.Д. Полоскин, Б.Х. Байрамов, М.В. Дубина, Е. Лахдеранта, Х. Липсанен, Б.Х. Байрамов. *Письма в ЖЭТФ* **99**, 437 (2014).
- [36] Y. Wang, B.R. Carvalho, V.H. Crespi. *Phys. Rev. B* **98**, 161405(R) (2018).
- [37] J.T. Holmi, V.H. Bairamov, S. Suihkonen, H. Lipsanen. *J. Cryst. Growth* **499**, 47 (2018).
- [38] V.H. Bairamov, V.V. Toporov, F.B. Bayramov, A.D. Bouravleuv, J.T. Holmi, H. Lipsanen, V.P. Popov, I.N. Kuprianov, Yu.N. Palánov, D. Braukmann, J. Debus, D.R. Yakovlev, M. Bayer. *Сибир. физ. журн.* **13**, 3, 73 (2018).
- [39] V.H. Bairamov, V.V. Toporov, F.B. Bayramov. *ФТП* **53**, 85 (2019).
- [40] Б.Х. Байрамов, В.В. Топоров, В.Н. Вишнеvский, М.И. Демчук, В.В. Топоров, Ш.Б. Убайдуллаев, Л. Хилдиш, Э. Яне. *ФТТ* **23**, 14 (1981).
- [41] V.H. Bairamov, V.V. Toporov, F.B. Bayramov. *ФТТ* **63**, 80 (2021).
- [42] G. Irmer, V.V. Toporov, V.H. Bairamov, J. Monecke. *Phys. Status Solidi* **119**, 2, 595 (1983).
- [43] V.H. Bairamov, A. Heinrich, G. Irmer, V.V. Toporov, E. Ziegler. *Phys. Status Solidi* **119**, 1, 227 (1983).
- [44] В.С. Горелик, А.Л. Карузский, П.П. Свербиль. *ФТТ* **44**, 1770 (2002).
- [45] H.P. Xin, C.W. Tu, Y. Zhang, A. Mascarenhas. *APL* **76**, 1276 (2000).
- [46] W. Shan, W. Walukiewicz, K.M. Yu, J. Wu, H.P. Xin, Y.G. Hong, C.W. Tu. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3251 (2000).
- [47] P.R.C. Kent, A. Zunger. *Phys. Rev. B* **64**, 115208 (2000).
- [48] I.A. Buyanova, G. Pozina, J.P. Bergman, W.M. Chen, H.P. Xin, C.W. Tu. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 52 (2002).

Редактор Т.Н. Василевская