

Определение шероховатостей гетерограниц по спектрам фототока короткопериодных сверхрешеток AlAs/GaAs

© В.Л. Альперович, Н.Т. Мошегов, В.В. Попов, А.С. Терехов, В.А. Ткаченко, А.И. Торопов, А.С. Ярошевич

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступила в Редакцию 18 февраля 1997 г.

В окончательной редакции 27 мая 1997 г.)

Методом фототоковой спектроскопии исследован характер шероховатостей гетерограниц в короткопериодных сверхрешетках $(\text{AlAs})_m/(\text{GaAs})_n$ ($m = 3-5$, $n = 10-13$), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Образование мини-зон уширяет оптические спектры сверхрешеток по сравнению с изолированными квантовыми ямами, поэтому для анализа совершенства границ использован распад мини-зон на серию дискретных уровней Ванье–Штарка в параллельном оси сверхрешетки электрическом поле. В спектрах фототока в электрическом поле наблюдались экситонные линии, соответствующие прямым и непрямым в пространстве переходам между уровнями Ванье–Штарка. Сопоставление экспериментальных данных с расчетом свидетельствует о том, что даже в лучших из исследованных структур наряду с монотонным изменением толщины слоев по площади присутствуют шероховатости гетерограниц высотой в один монослой и характерным латеральным размером, не превышающим 10 nm.

Разработка методов контроля гладкости гетерограниц является необходимым условием создания совершенных микро- и наноструктур для научных исследований и улучшения параметров новых полупроводниковых приборов [1–20]. Информация о шероховатостях гетерограниц AlAs/GaAs была получена ранее из спектров экситонной фотолюминесценции (ФЛ) в одиночных квантовых ямах [2–6]. В наиболее совершенных структурах наблюдалось расщепление полосы люминесценции на серию узких пиков, соответствующих изменениям толщины ямы в один монослой. Наблюдение такой серии, однако, может соответствовать как идеально гладким границам на отдельных участках структуры, так и псевдогладким границам с однородными мелкомасштабными шероховатостями с характерным латеральным размером меньше радиуса экситона [3,5]. Шероховатости гетерограниц приводят к флуктуациям ширины квантовой ямы и вариациям уровней квантования электронов и экситонов. В квантовой яме с псевдогладкими границами экситоны "усредняют" потенциал микрошероховатостей, поэтому в спектрах ФЛ энергетическое положение экситонных линий может соответствовать эффективной ширине квантовой ямы с дробным числом монослоев. При этом положение линии и усредненная ширина ямы могут плавно изменяться при сканировании возбуждающего луча вдоль плоскости гетерограницы [5].

Проблема контроля гладкости гетерограниц важна не только для одиночных квантовых ям, но и для полупроводниковых сверхрешеток (СР). Эта проблема особенно актуальна для короткопериодных СР, где шероховатости гетерограницы высотой всего в один монослой составляют значительную часть от ширины квантовой ямы и приводят к большому сдвигу энергетических уровней, а также к ограничению подвижности электронов в мини-зоне. Ограничение подвижности электронов за счет рассеяния на шероховатостях существенно влияет на работу

приборов, использующих транспорт электронов в мини-зоне [1]. Наряду с СВЧ-генераторами на эффекте отрицательной дифференциальной проводимости [7,8] одним из таких приборов, созданных в последние годы, является высокоэффективный фотоэмиссионный источник спин-поляризованных электронов на основе сверхрешеток AlGaAs/GaAs [9]. В предложенных в работе [10] специальных "градированных" сверхрешетках с переменной толщиной барьеров можно существенно (на порядок) повысить квантовый выход фотоэмиссии при сохранении высоких значений спиновой поляризации электронов благодаря подавлению брэгговского отражения от эмитирующей границы СР. Этот эффект, однако, может быть реализован лишь при условии, что рассеяние на шероховатостях гетерограниц не нарушает когерентности переноса электронов по мини-зоне.

Во многих приборных структурах для осуществления транспорта электронов вдоль оси СР, а также для целей электрооптической модуляции полупроводниковые сверхрешетки помещаются во внутреннее (встроенное) или внешнее электрическое поле. Пространственное разделение фоторожденных электронов и дырок в электрическом поле снижает эффективность излучательной рекомбинации и как следствие затрудняет использование метода фотолюминесценции. В связи с этим для анализа качества гетерограниц в сверхрешетках используются другие спектроскопические методы [11–14], в том числе комбинационное рассеяние света и фотоэлектрическая спектроскопия. Известно, что при определенных условиях спектры фототока воспроизводят особенности спектров оптического поглощения и дают таким образом информацию об энергетическом спектре структур с квантовыми ямами и сверхрешеток [14]. Вместе с тем из-за формирования мини-зон в спектрах поглощения и фототока полупроводниковых сверхрешеток вместо узких экситонных линий наблюдаются, как правило, уширен-

ные пороги оптических переходов. Идея данной работы состоит в использовании распада мини-зоны в параллельном оси СР электрическом поле на серию дискретных эквидистантных уровней Ванье–Штарка [15–17]. Наблюдение в спектрах фототока экситонных линий, соответствующих прямым и непрямым в пространстве переходам между уровнями Ванье–Штарка [15,17,18], позволило повысить чувствительность данного метода к шероховатостям гетерограниц. Характер изменения спектров фототока при сканировании вдоль поверхности образцов и сопоставление экспериментальных данных с расчетом позволили сделать вывод о псевдогладкости гетерограниц в лучших из исследованных нами сверхрешеток.

1. Методика эксперимента

Исследованные образцы представляли собой $p-i-n$ -диоды, нелегированная i -область которых содержала короткопериодную сверхрешетку $(AlAs)_m/(GaAs)_n$ с $m = 3-5$, $n = 10-13$ и числом периодов 30 или 50. Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сильнолегированных n^+ и полуизолирующих GaAs-подложках с ориентацией (100) в установке "Катунь С", оборудованной стандартным набором источников Ga, Al, As₄, Si и Be, а также дифрактометром быстрых электронов с энергией 30 keV [19]. Сначала выращивался буферный слой GaAs, легированный Si до $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, толщиной до $1 \mu\text{m}$ (в случае полуизолирующей подложки этот слой выполнял функцию нижнего контактного слоя). После этого выращивалась нелегированная сверхрешетка $(AlAs)_m/(GaAs)_n$. Сверху выращивался контактный слой p -GaAs толщиной $0.2 \mu\text{m}$, легированный Be до $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Подложка во время роста не вращалась.

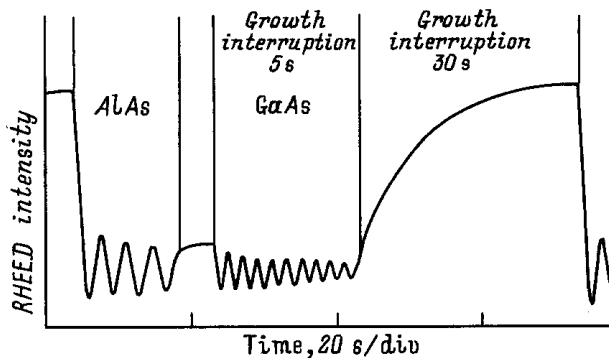


Рис. 1. Фрагмент осцилляций интенсивности зеркальноотраженного пучка быстрых электронов, измерявшихся *in situ* при выращивании 50-периодной сверхрешетки $(AlAs)_4/(GaAs)_{10}$. Период осцилляций соответствует одному монослою (GaAs) или (AlAs). Увеличение интенсивности во время паузы между выращиванием предыдущего и последующего слоя соответствует выглаживанию границы.

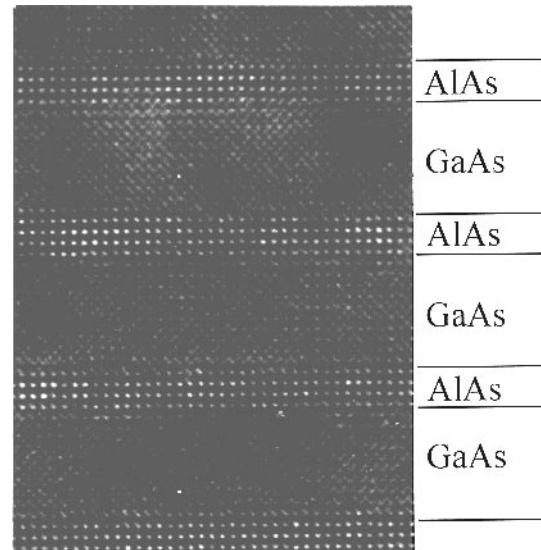


Рис. 2. Микрофотография поперечного среза сверхрешетки $(AlAs)_4/(GaAs)_{10}$, сделанная методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Более контрастные полосы соответствуют слоям AlAs, менее контрастные — слоям GaAs.

Рост каждого монослоя сверхрешетки контролировался методом дифракции быстрых электронов и заканчивался в момент достижения максимума интенсивности зеркального рефлекса, что соответствует максимальному заполнению верхнего монослоя и обеспечивает получение максимально гладких гетерограниц [19]. Фрагмент временной зависимости интенсивности зеркального рефлекса показан на рис. 1. После выращивания слоя GaAs (AlAs) поток атомов Ga (Al) прерывался для выглаживания ростовой поверхности. Выбор соотношения потоков элементов III и V групп осуществлялся перед выращиванием рабочей структуры на дополнительной тестовой пластине GaAs. Критерием оптимального соотношения потоков являлась скорость выглаживания при прерывании потока атомов металла.

Структурное совершенство выращенных сверхрешеток контролировалось методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. На рис. 2 показана микрофотография поперечного среза сверхрешетки $(AlAs)_4/(GaAs)_{10}$. Из этого рисунка видно, что толщина переходной области между слоями AlAs и GaAs составляет не более одного монослоя.

На исходной эпитаксиальной структуре изготавливались меза-структуры диаметром $\approx 1 \text{ m}$ с омическими контактами к n - и p -слоями. Измерения спектров фототока проводились на автоматизированной установке при температуре 4.2 K [20]. В качестве источника света использовалась галогенная лампа накаливания и дифракционный монохроматор МДР-23. Влияние аппаратной функции лампы-монохроматора и медленных дрейфов на измеряемые спектры исключалось с помощью второго (опорного) оптического канала.

2. Результаты и обсуждение

В электрическом поле мини-зона полупроводниковой СР распадается на систему дискретных эквидистантных энергетических уровней ("лестницу Ванье–Штарка"), а волновые функции электронов и дырок локализируются в отдельных квантовых ямах [15–17]. На вставке к рис. 3 схематически показаны энергетическая диаграмма СР в электрическом поле F и возможные каналы прямых и непрямых в пространстве оптических переходов между уровнями Ванье–Штарка в валентной зоне и зоне проводимости. Непрямые переходы возможны благодаря туннельному проникновению электронов из соседних ям в центральную (совпадающую с положением ямы для фотодырки). Пороги E_n таких межзонных переходов описываются следующей формулой:

$$E_n = E_0 + neFa, \quad (1)$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — номер перехода, E_0 — энергия основного (вертикального) перехода, a — период СР, e — заряд электрона. Кулоновское взаимодействие электронов и дырок приводит к появлению в спектрах фототока экситонных пиков, сдвинутых относительно порогов соответствующих межзонных переходов на величину энергии связи экситонов [18].

На рис. 3 показаны спектры фототока одной из СР $(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}$, измеренные при различных смещениях на $p-i-n$ -диоде. Обозначения экситонных линий

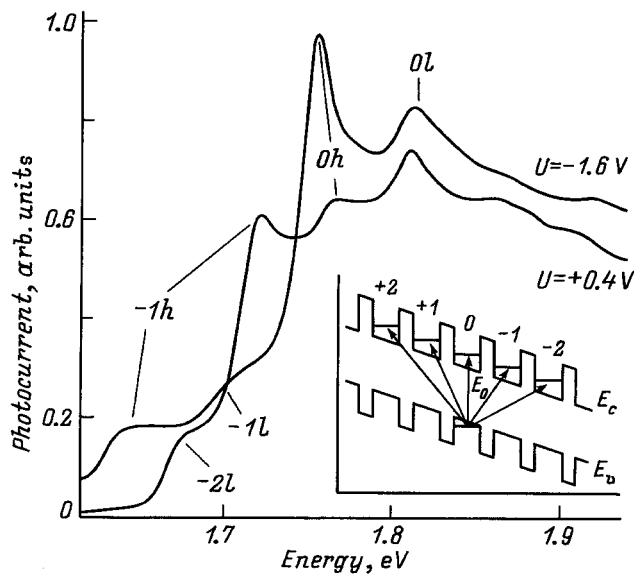


Рис. 3. Спектры фототока сверхрешетки $(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}$ $\times 30$, измеренные при прямом ($U = +0.4 \text{ V}$) и обратном ($U = -1.6 \text{ V}$) смещении. Пики $0h$, $-1h$, $-2h$ соответствуют оптическим переходам с уровней тяжелых дырок (h) на уровни Ванье–Штарка в зоне проводимости, пики $0l$ и $-1l$ — оптическим переходам с уровней легких дырок. $T = 4.2 \text{ K}$. На вставке показаны энергетическая диаграмма сверхрешетки в электрическом поле и оптические межзонные переходы между уровнями Ванье–Штарка валентной зоны и зоны проводимости.

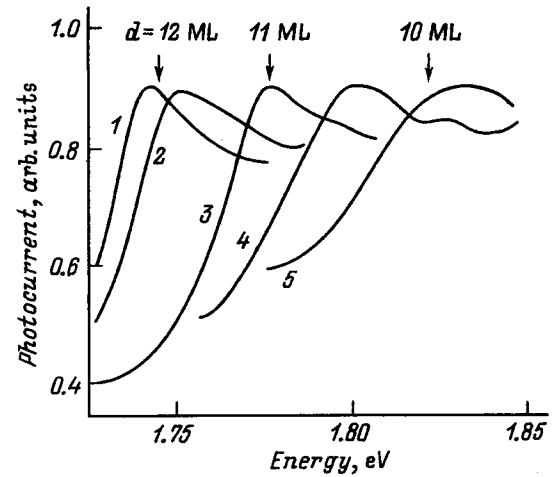


Рис. 4. Экситонная линия основного перехода $n = 0$, измеренная при обратном смещении $U = -2 \text{ V}$ на различных меза-структурах (1–5), изготовленных на одной эпитаксиальной $p-i-n$ -структуре со сверхрешеткой $(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}$ $\times 50$. Стрелками показаны расчетные положения линии для сверхрешеток с толщинами GaAs-ям, равными целому числу монослоев. Видно, что положение экситонной линии для некоторых меза-структур соответствует дробному числу монослоев в яме, что свидетельствует о наличии однородных мелкомасштабных шероховатостей с латеральным размером меньше радиуса экситонов.

(nh и nl) включают номер уровня Ванье–Штарка n и тип дырок (h — тяжелые, l — легкие дырки), участвующих в оптическом переходе. Форма спектров и характер ее изменения с полем близки к полученным ранее на СР с аналогичными параметрами [17] и однозначно свидетельствуют об образовании лестницы Ванье–Штарка. Это указывает на высокое качество структур. Из рис. 3 видно, что в согласии с формулой (1) энергетическое расстояние между пиками увеличивается при росте электрического поля. Наблюдаются также возгорание и сужение экситонной линии на основном переходе ($n = 0$) при увеличении поля. Этот эффект обусловлен ваньештарковской локализацией волновых функций электронов и экситонов в направлении оси СР при росте поля, поскольку такая локализация приводит к увеличению энергии связи экситона и силы осциллятора оптического перехода [18].

Возгорание узкой экситонной линии на основном переходе было использовано нами для анализа качества гетерограниц. На рис. 4 показаны результаты измерения этой линии при обратном смещении $U = -2 \text{ V}$ на различных меза-структурах, изготовленных с шагом 2–3 mm вдоль диаметра центральной части 40 mm -эпитаксиальной структуры с СР. Видно, что при движении вдоль поверхности структуры происходит сдвиг линии по энергии, обусловленный крупномасштабными монотонными изменениями параметров СР.

Измеренные положения экситонной линии были сопоставлены с численным расчетом, результаты которого

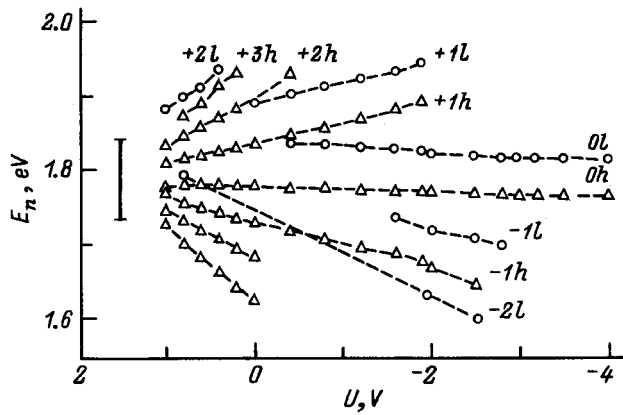


Рис. 5. Экспериментальные зависимости энергий переходов Ванье–Штарка от приложенного к $p-i-n$ -структуре смещения для сверхрешетки $[(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}]$. Обозначения прямых и непрямых в пространстве переходов с участием тяжелых (треугольники, nh) и легких (кружки nl) дырок даны в тексте. Вертикальным отрезком показаны расчетное положение и ширина мини-зоны для электронов. Штриховые линии проведены через экспериментальные точки для удобства восприятия.

для различной ширины слоев GaAs d (измеренной в монослоях) показаны на рис. 4 стрелками. Методика численного расчета описана в [21]. Вначале рассчитывалось положение центра мини-зоны для СР с различной шириной слоя GaAs, которое с точностью ~ 5 meV совпадает с порогом основного межзонного перехода между уровнями Ванье–Штарка. Затем это значение корректировалось на величину энергии связи экситона $B \approx 10$ meV. Параметры GaAs и AlAs (эффективные массы электронов и дырок, ширина запрещенной зоны и величины разрывов зон на гетеропереходе), использованные при расчете, были взяты из литературы [1,22]. При расчете предполагалось, что меза-структура № 3 соответствует СР $(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}$, поскольку положение основного и непрямых переходов для этой меза-структуры совпало с точностью до ~ 1 meV со значениями, опубликованными в [17] для СР с такими же номинальными толщинами слоев GaAs и AlAs. Для совпадения расчетного и измеренного положений основного перехода в этой меза-структуре мы выбрали значение эффективной массы тяжелой дырки вдоль направления $[100]$ $m_h = 0.3m_e$, что находится в пределах диапазона значений, приводимых в литературе [22]. Здесь m_e — масса свободного электрона.

Из рис. 4 видно, что ширина экситонной линии сравнима или меньше, чем расчетный сдвиг энергии перехода при увеличении толщины слоя GaAs на один монослой. Следовательно, в пределах каждой меза-структуры нет значительного неоднородного уширения линии из-за флуктуаций толщины слоев. В то же время видно, что при переходе от меза-структуры к другой положение линии сдвигается на величину, соответствующую дробному числу монослоев. Это означает, что по крайней мере

один из гетеропереходов, ограничивающих слой GaAs, является не идеально гладким, а псевдогладким, т.е. содержащим микрошероховатости высотой предположительно в один монослой с характерным латеральным размером меньше радиуса экситона. Судя по литературным данным, такой границей, вероятно, является инверсный гетеропереход, соответствующий росту GaAs на AlAs [3]. Небольшая ширина экситонной линии (по сравнению с энергетическим сдвигом при увеличении толщины ямы на один монослой) свидетельствует, во-первых, о малой роли флуктуаций с характерным латеральным размером порядка и больше радиуса экситонов и, во-вторых, об однородности СР на размере меза-структуры, так как оба фактора должны приводить к значительному неоднородному уширению линий. Следует отметить, что в СР, выращенных с меньшим временем выглаживания границ между слоями AlAs и GaAs ($t \sim 1$ s), мы наблюдали такое неоднородное уширение, приводившее к размытию структуры переходов Ванье–Штарка.

Для дополнительной проверки гипотезы о псевдогладкости гетерограниц в лучших из исследованных СР мы провели анализ полевых зависимостей всей совокупности переходов между уровнями Ванье–Штарка, включая прямые и непрямые переходы. На рис. 5 показаны измеренные зависимости энергий переходов для СР $[(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}] \times 30$ от величины смещения на $p-i-n$ -структуре. В согласии с формулой (1) эти зависимости представляют собой два “веера” для переходов с участием тяжелых и легких дырок. При изменении смещения от $+1$ до -4 V энергия основного перехода уменьшается на $\sim 5-10$ meV. Этот эффект обусловлен переходом от трехмерных к квазидвумерным экситонам и связанным с этим переходом увеличением энергии связи экситонов [18].

Для каждой меза-структуры экспериментальные верные диаграммы, аналогичные показанным на рис. 5, описывались формулой (1) с поправкой на усредненную по диапазону смещений энергию связи экситонов

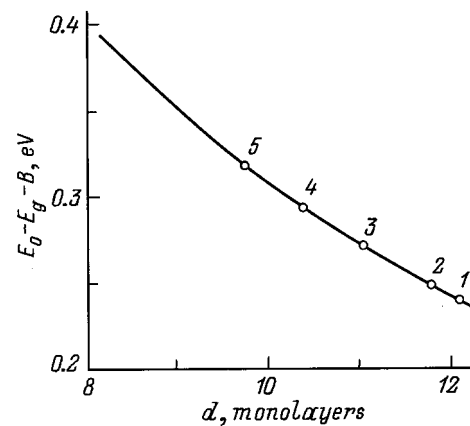


Рис. 6. Расчетная зависимость энергии основного перехода E_0 от толщины GaAs-ям в монослоях (сплошная линия) и экспериментальные точки, определенные по верным диаграммам на меза-структурах 1–5.

$B \approx 10$ meV. Электрическое поле вычислялось по формуле $F = (U - U_i)/w_i$, где $U_i \approx E_g/e$ — встроенная разность потенциалов в $p-i-n$ -структуре, $E_g = 1.519$ eV — ширина запрещенной зоны GaAs, w_i — толщина i -области. Подгоночными параметрами являлись энергия основного перехода E_0 и w_i , причем величина w_i во всех меза-структурах совпадала с номинальным значением с точностью 2%. Процедура подгонки веерных диаграмм позволила повысить точность определения величины E_0 благодаря использованию всей совокупности экспериментальных данных, а не только энергии основного перехода при фиксированном напряжении смещения, как при анализе рис. 4. На рис. 6 определенные таким образом значения E_0 (кружки) нанесены на расчетную зависимость E_0 от толщины слоя GaAs d , показанную сплошной линией. Видно, что абсциссы экспериментальных точек для ряда меза-структур, соответствуют нецелым значениям числа монослоев в GaAs-ямах. Это подтверждает наличие шероховатостей на границах раздела GaAs/AlAs.

Следует отметить, что кроме флуктуаций толщины GaAs-ям к вариациям энергий оптических переходов могут приводить флуктуации толщины AlAs-барьеров, а также изменения параметров CP от слоя к слою в процессе роста. Расчеты показывают, что изменения толщины барьеров слабее влияют на энергетический спектр электронов, чем изменения толщины ям. Влияние изменений вдоль оси CP сводится к минимуму благодаря помonosлойному контролю толщин ям и барьеров в процессе роста с помощью дифракции быстрых электронов. Поэтому, хотя перечисленные факторы могут оказывать некоторое влияние на положение и форму измеряемых спектров фототока, вывод о псевдогладкости гетерограниц остается неизменным.

Авторы выражают благодарность А.К. Гутаковскому за предоставление данных электронной микроскопии.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-19060) и Государственной программы "Поверхностные атомные структуры" (грант 95-2.8).

Список литературы

- [1] Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Под ред. Л. Ченга и К. Плога. Мир, М. (1989). 584 с.
- [2] M.A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. *J. Appl. Phys.* **70**, R1 (1991).
- [3] M. Tanaka, H. Sakaki. *Cryst. Growth* **81**, 153 (1987).
- [4] A. Regreny, P. Auvray, A. Chomette, B. Deveaud, G. Dupas, J.Y. Emery, Poudoulec. *Rev. Phys. Appl.* **22**, 273 (1987).
- [5] R.F. Kopf, T.D. Harris, R.S. Becker. *Appl. Phys. Lett.* **58**, 631 (1991).
- [6] R. Zimmermann, E. Runge, F. Grosse. *Proc. ICPS-23 / Ed. M. Scheffler and R. Zimmermann. World Scientific, Singapore (1996). V. 3. P. 1935.*
- [7] A. Sibille, J.F. Palmier, H. Wang. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 52 (1990).
- [8] K. Unterrainer, B.J. Keay, M.C. Wanke, S.J. Allen, D. Leonard, G. Mederios-Riberio, H. Bhattacharya, M.J.W. Rodwell. *Phys. Lett.* **76**, 2973 (1996).
- [9] T. Omori, Y. Kurihara, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Bara, T. Furuya, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata, M. Yoshioka. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3294 (1991).
- [10] V.A. Tkachenko, V.E. Andreev, O.A. Tkachenko, V.L. Alperovich, A.S. Terekhov. *Proc. 10th Int. Symposium on High Energy Spin Physics. Nagoya, Japan (9–14 November 1992). P. 357.*
- [11] В.П. Кочерешко, Г.Л. Сандлер, В.Ю. Давыдов, Р.А. Сурис, М.В. Белоусов, П. Лаваллар, Р. Пфанель. *ФТТ* **38**, 7, 2253 (1996).
- [12] E. Molinari, S. Baroni, P. Giannozzi, S. de Gironcoli. *Phys. Rev.* **B45**, 4280 (1992).
- [13] В.А. Гайслер, Д.А. Тэннэ, Н.Т. Мошегов, А.И. Торопов, А.П. Шебанин, А.А. Яскин. *ФТТ* **38**, 7, 2242 (1996).
- [14] P.W. Yu, D.C. Reynolds, K.K. Bajaj, C.W. Litton, J. Klem, D. Huang, H. Morkoc. *Solid State Commun* **62**, 41 (1987).
- [15] E.E. Mendez, F. Agullo-Rueda, J.M. Hong. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2426 (1988).
- [16] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, A. Regreny. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1639 (1988).
- [17] K. Fujiwara, H. Schneider, R. Chingolani, K. Ploog. *Solid State Commun.* **72**, 935 (1989).
- [18] F. Agullo-Rueda, J.A. Brumm, E.E. Mendez, J.M. Hong. *Phys. Rev.* **B41**, 1676 (1990).
- [19] N.T. Moshegov, L.V. Sokolov, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, A.K. Kalagin, V.V. Tichomirov. *Inst. Phys. Conf. Ser.* (1996). № 145, Ch. 2. P. 97.
- [20] V.L. Alperovich, V.A. Haisler, A.S. Jaroshevich, N.T. Moshegov, A.S. Terekhov, A.I. Toropov, V.A. Tkachenko. *Surf. Sci.* **267**, 541 (1992).
- [21] V.A. Tkachenko, O.A. Tkachenko, G.L. Kotkin, V.G. Tupitsin. *Physica* **B175**, 75 (1991).
- [22] P. Pfeffer, W. Zawadzki. *Phys. Rev.* **B53**, 12 813 (1996).