

## Циклотронный резонанс в гетероструктуре InAs/GaSb в наклонном магнитном поле

А. А. Грешнов, Г. Г. Зегря<sup>1)</sup>, Ю. Б. Васильев, С. Д. Сучалкин, Б. Я. Мельцер, С. В. Иванов, П. С. Копьев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11 июля 2002 г.

Экспериментально и теоретически изучен механизм расщепления линии циклотронного резонанса в гетероструктуре InAs/GaSb в наклонном магнитном поле. Показано, что подмешивание состояний электронов и дырок приводит к антикроссингу уровней Ландау и, как следствие, к расщеплению линии циклотронного резонанса. В случае наклонного магнитного поля расщепление не наблюдается, что объясняется подавлением подмешивания электронных и дырочных состояний за счет возникновения дополнительного барьера для электронов и дырок при наличии продольной составляющей магнитного поля.

PACS: 71.70.Di, 73.20.Dx, 76.40.+b

В гетероструктуре InAs/GaSb потолок валентной зоны GaSb лежит по энергии выше дна зоны проводимости InAs, что приводит к возможности подмешивания состояний электронов и дырок [1]. Исследование циклотронного резонанса (ЦР) в таких структурах показывает наличие расщепления линии ЦР [2]. В ранних публикациях эффект связывался с кулоновским взаимодействием электронов и дырок в гетероструктуре [3, 4]. Однако такой механизм, действующий одновременно с подмешиванием состояний электронов и дырок, не дает видимого вклада в спектр ЦР. В рамках данной работы расщепление линии ЦР объясняется подмешиванием электронов из InAs и дырок из GaSb [5, 6]. Это подмешивание, как показано ниже, приводит к антикроссингу уровней Ландау электронов и дырок. Оптические переходы на антипересекающиеся уровни разрешены, что и приводит к расщеплению линии циклотронного поглощения. Проведенные эксперименты по наблюдению ЦР в наклонном магнитном поле показывают отсутствие расщепления линии ЦР при углах порядка  $60^\circ$ . Ранее подавление расщепления линии ЦР в наклонном магнитном поле наблюдалось в работе [7], однако объяснение этого эффекта в литературе до сих пор отсутствует.

В настоящей работе предложен и исследован механизм подавления расщепления линии ЦР в наклонном магнитном поле. Отсутствие расщепления объясняется подавлением подмешивания электронных и дырочных состояний при увеличении продольной составляющей магнитного поля благодаря возникновению дополнительного потенциального барьера для

электронов и дырок. В результате величина антикроссинга уровней Ландау, а вместе с ней и расщепление линии ЦР существенно уменьшается.

**Эксперимент.** Исследуемые образцы были выращены МВЕ-методом и состояли из одиночной квантовой ямы толщиной  $200 \text{ \AA}$ , отделенной от слоя GaSb барьером AlSb. При этом толщина барьера для различных образцов составляла 0, 6 и  $20 \text{ \AA}$ . Магнитооптические измерения в дальней инфракрасной области проводились с применением фурье-спектрометра и газового лазера с оптической накачкой в магнитных полях до 23 Тл. Были использованы два типа детекторов: кремниевый болометр и фотопроводящий GeGa детектор. Измерения проводились при температуре около 2 К.

На рис.1 представлены две серии линий ЦР в поперечном ( $\alpha = 0^\circ$ ) и наклонном ( $\alpha = 60^\circ$ ) магнитных полях для образца с барьером AlSb толщиной  $6 \text{ \AA}$ . Оба спектра показаны вблизи значений поперечной составляющей магнитного поля  $H \cos \alpha$  порядка 7 Тл, что соответствует условию сильного подмешивания двух уровней Ландау: электронного и дырочного. Спектр ЦР был аппроксимирован двумя лоренцианами  $CR1$  и  $CR2$ . В случае поперечного магнитного поля (рис.1а) кривая  $CR2$  становится заметной при полях порядка 6.5 Тл, при этом ее пик находится при больших энергиях, чем пик  $CR1$ , а полуширина в несколько раз превосходит полуширину  $CR1$ . С увеличением магнитного поля амплитуда пика второй кривой ( $CR2$ ) увеличивается, в то время как интенсивность первой кривой ( $CR1$ ) уменьшается. При дальнейшем увеличении поля кривая  $CR1$  пропадает, и линия ЦР хорошо аппроксимируется  $CR2$ . На рис.2 представлен график зависимости энергии пе-

<sup>1)</sup>e-mail: zegrya@theory.ioffe.rssi.ru

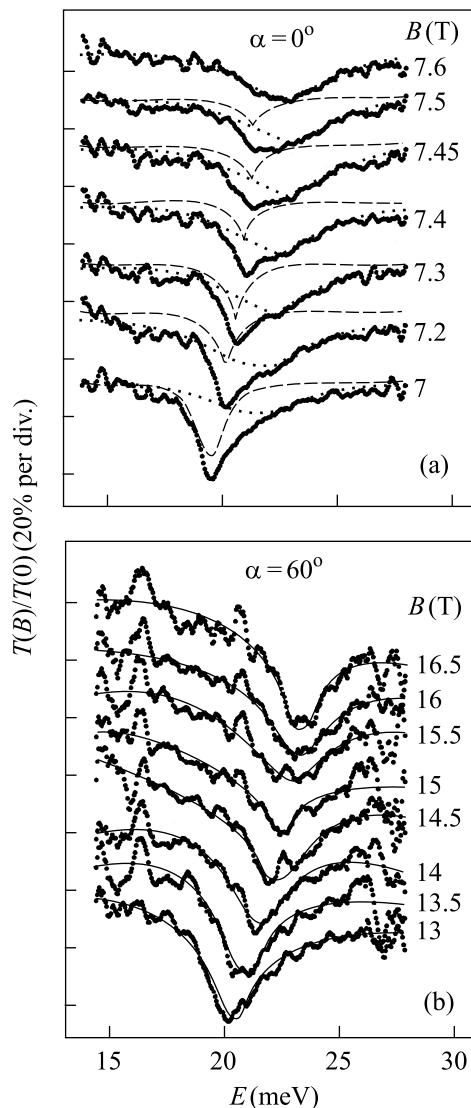


Рис.1. Спектр циклотронного резонанса в гетероструктуре InAs/GaSb в (а) поперечном магнитном поле; (б) в наклонном магнитном поле

переходов от магнитного поля для линий CR1 и CR2. Энергия переходов, относящихся к CR1, имеет линейную зависимость от магнитного поля, соответствующую эффективной массе  $0.04m_0$ . Линия CR2 также имеет линейную зависимость от магнитного поля, однако она сдвинута относительно CR1 на 1.5 мэВ. При исчезновении линии CR1 вторая линия становится шире и занимает ее энергетическое положение. Расщепление линии ЦР наблюдается лишь в окрестности уширения, что является подтверждением подмешивания состояний электронов и дырок. Похожие особенности линии ЦР наблюдались в образце без барьера между InAs и GaSb. В этом случае щель по энергии составила 3.5 мэВ вместо 1.5 мэВ для

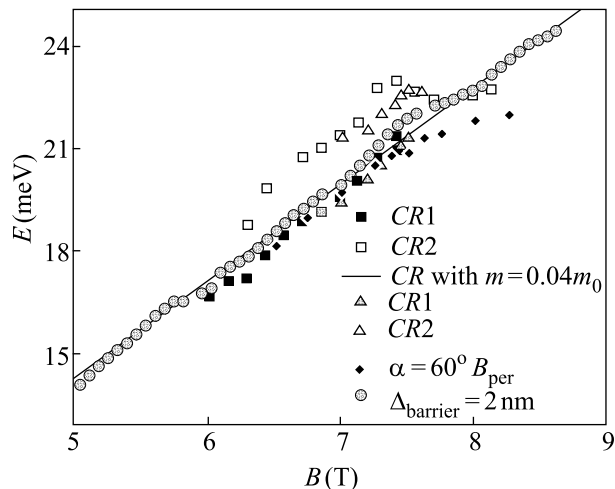


Рис.2. Зависимость энергии оптических переходов в гетероструктуре InAs/GaSb от напряженности внешнего магнитного поля

образца с барьером AlSb толщиной  $6 \text{ \AA}$ , что объясняется уменьшением подмешивания при увеличении ширины барьера. Таким образом, эксперимент доказывает связь между наблюдаемыми особенностями линии ЦР и подмешиванием состояний электронов и дырок.

Дополнительная информация о природе смешанных состояний получена при наблюдении ЦР в наклонном магнитном поле. На рис.1б представлен спектр ЦР при угле наклона  $\alpha = 60^\circ$ . Хорошо видно, что в этом случае спектр хорошо описывается одним лоренцианом, а его положение совпадает с линией CR1 в поперечном поле. Продольная составляющая магнитного поля при этом устраняет только верхнюю линию, оставляя нижнюю без изменений. Заметим, что одновременно с расщеплением линии ЦР пропали и сильные осцилляции амплитуды и ширины линии поглощения, изученные ранее [8, 9], что свидетельствует об исчезновении подмешивания в присутствии достаточно сильной продольной компоненты магнитного поля. На рис.2 также показана зависимость энергии пика поглощения от величины магнитного поля для образца с толщиной барьера  $20 \text{ \AA}$ , которая совпадает с положением линии CR1. В этом образце подмешивание состояний электронов и дырок сильно подавлено и поглощение происходит на переходах между чисто электронными состояниями.

Таким образом, результаты свидетельствуют о различиях в природе верхней CR2 и нижней CR1 линий ЦР. Это подтверждается следующими фактами. Во-первых, линия CR2 всегда шире CR1. Во-вторых, пик CR2 несимметричен относительно прямой, проходящей через начало координат. В-третьих, про-

дольная составляющая магнитного поля по-разному влияет на линии CR1 и CR2, так что оказывается подавленной лишь CR2. Таким образом, результаты показывают, что в узком диапазоне полей к чисто электронной линии CR1 добавляется сдвинутая по энергии линия CR2, полуширина которой в несколько раз превосходит полуширину CR1. Данная линия должна быть отнесена к переходам между чисто электронными состояниями и смешанными.

**Теория.** Для анализа экспериментальных результатов необходимо определить спектр и волновые функции носителей в гетероструктуре InAs/GaSb. Для точного описания спектра мы воспользуемся четырехзонной моделью Кейна. В рамках этой модели волновые функции носителей представляют собой суперпозицию электронных состояний *s*-типа и дырочных состояний *p*-типа

$$\psi = U|s\rangle + \mathbf{V}|\mathbf{p}\rangle,$$

где  $|s\rangle$  и  $|\mathbf{p}\rangle$  – блоховские функции с угловыми моментами 0 и 1, соответственно, а  $U(\mathbf{r})$  и  $\mathbf{V}(\mathbf{r})$  – плавные огибающие блоховских функций, являющиеся спинарами. Вблизи Г-точки в присутствии внешнего магнитного поля система уравнений для огибающих в сферическом приближении имеет вид [10]

$$(E_c - \mu\mathbf{H} - E)U + \gamma\hat{\mathbf{K}}\mathbf{V} = 0, \quad (1)$$

$$\gamma\hat{\mathbf{K}}U + (E_v - \delta - \mu\mathbf{H} - \frac{\hbar^2\hat{\mathbf{K}}^2}{2m_h} - E)\mathbf{V} + i\delta[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{V}] = 0.$$

Здесь  $\gamma$  – кейновский матричный элемент,  $m_h$  – масса тяжелых дырок,  $\delta = \Delta_{so}/3$ ,  $\Delta_{so}$  – константа спин-орбитального расщепления,  $E_c$  и  $E_v$  – энергии нижнего края зоны проводимости и верхнего края валентной зоны,  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  – матрицы Паули,  $\boldsymbol{\mu} = -(g_0/2)\mu_B\boldsymbol{\sigma}$  – магнитный момент электрона,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g_0$  – *g*-фактор свободного электрона,  $\hat{\mathbf{K}} = -i\nabla - (e/c\hbar)\mathbf{A}$  – обобщенный волновой вектор частицы,  $\mathbf{A}$  – векторный потенциал поля.

Система уравнений (1) последовательно учитывает спин-орбитальное взаимодействие, существенно влияющее на спектр носителей в магнитном поле. При решении уравнений Кейна для гетероструктуры InAs/GaSb мы аппроксимировали квантовые ямы для электронов и дырок прямоугольным потенциалом. Ось *z* направлена перпендикулярно гетерограницам; квантовая яма для электронов расположена в области  $|z| < a$ , яма для дырок – в области  $a < |z| < b$ . На рис.3 изображена описанная геометрия системы, а также качественная картина энергетических уровней для случая поперечного магнитного поля.

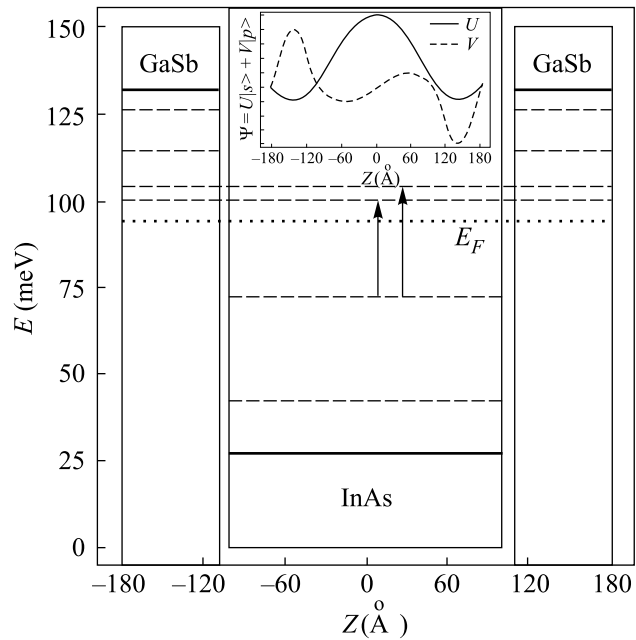


Рис.3. Аппроксимация потенциала и схема уровней энергии электронов и дырок в гетероструктуре InAs/GaSb. Стрелками указаны разрешенные оптические переходы между уровнями Ландау. На вставке схематически представлены волновые функции смешанных состояний

В случае, когда магнитное поле направлено под произвольным углом к плоскости гетерограницы, удобно ориентировать ось *x* перпендикулярно  $\mathbf{H}$ . Выберем векторный потенциал в следующем виде:

$$\mathbf{A} = (Hz \sin \alpha - Hy \cos \alpha, 0, 0), \quad (2)$$

где  $\alpha$  – угол между направлением магнитного поля и осью *z*,  $\mathbf{H} = H(0, \sin \alpha, \cos \alpha)$ . Это позволяет разделить переменные и свести задачу к двумерной. В такой калибровке сохраняется квантовое число  $k_x$ . Полное разделение переменных возможно в случаях поперечного ( $\alpha = 0$ ) и продольного ( $\alpha = \pi/2$ ) направлений магнитного поля  $\mathbf{H}$ .

Для поперечного магнитного поля векторный потенциал, согласно (2), зависит лишь от координаты *y*:  $\mathbf{A} = (-yH, 0, 0)$  (калибровка Ландау). Решение системы уравнений Кейна (1) является суперпозицией состояний  $l \uparrow$  и  $(l + 1) \downarrow$ , отвечающих различным направлениям спина. Квантовое число *l* здесь является суммой углового момента и номера уровня Ландау. В частности, для чисто электронных состояний  $|s\rangle$ -типа *l* совпадает с номером уровня магнитного квантования.

В рассматриваемой аппроксимации потенциала гетероструктуры квантовые ямы для дырок расположены симметрично относительно квантовой ямы

для электронов. В этом случае волновые функции электронов разделяются по четности в зависимости от направления спина. Граничные условия при  $z = 0$  для решений различной четности имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} U \uparrow = V_x \uparrow = V_y \uparrow = V_z \downarrow = 0, \\ \frac{d}{dz} U \downarrow = \frac{d}{dz} V_x \downarrow = \frac{d}{dz} V_y \downarrow = \frac{d}{dz} V_z \uparrow = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} U \downarrow = V_x \downarrow = V_y \downarrow = V_z \uparrow = 0, \\ \frac{d}{dz} U \uparrow = \frac{d}{dz} V_x \uparrow = \frac{d}{dz} V_y \uparrow = \frac{d}{dz} V_z \downarrow = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

В точках  $|z| = b$  граничные условия сводятся к обращению в нуль  $V_x$ ,  $V_y$  и  $V_z$  компонент волновой функции. У дырочных состояний симметрия отсутствует, что приводит к существенному смешиванию состояний  $l \uparrow$  и  $(l + 1) \downarrow$ .

В отсутствие электрон-дырочного подмешивания приближенный спектр носителей может быть получен аналитически. В этом случае спектр является слабо непараболическим, чему соответствует монотонное убывание величины  $g$ -фактора от магнитного поля. При этом знак  $g$ -фактора с ростом поля остается неизменным.

При учете подмешивания электронных и дырочных состояний спектр носителей отличается от описанного выше, причем качественные эффекты (антипересечения) возникают в окрестности точек пересечения различных невозмущенных кривых  $E(H)$ . Следует отметить, что величина антикроссинга (энергетической щели между электронной и дырочной ветвями) зависит от характера поведения кривых  $E(H)$ , соответствующих электронным и дырочным состояниям, а также их спинового состава. Характер поведения кривых определяется их наклоном ( $g$ -фактором) и зависит от величины магнитного поля. Для состояний тяжелых дырок изменение  $g$ -фактора с ростом поля существенно из-за подмешивания состояний легких и тяжелых дырок [10].

На рис.4 приведен участок графика зависимости энергии состояний от магнитного поля для следующих значений квантовых чисел:  $l = 3, s = \pm \frac{1}{2}$ . Кривые с  $s = -\frac{1}{2}$  изображены сплошной линией, с  $s = +\frac{1}{2}$  – штриховой. Идущие вниз по энергии кривые соответствуют двум ветвям тяжелых дырок, выродившимся при  $H = 0$ . При этом как электронные, так и дырочные кривые отвечают основному уровню размерного квантования. При некотором значении магнитного поля, как видно из рис.4, имеет место

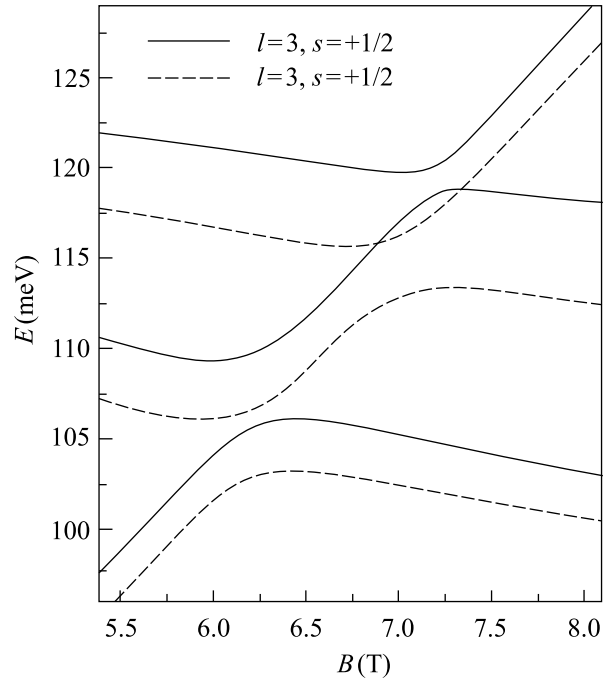


Рис.4. Зависимость энергии смешанных состояний от напряженности поперечного внешнего магнитного поля

антипересечение уровней Ландау электронов и дырок. Это значит, что при таком значении магнитного поля существует сильное подмешивание состояний электронов и дырок. Величина антикроссинга (щели по энергии) для каждой пары электронной и дырочной кривых согласуется с экспериментальными данными, при этом точное значение определяется количественным соотношением между  $|s\rangle$ - и  $|p\rangle$ -компонентами волновых функций электронных и дырочных состояний, отвечающих антипересекающимся кривым. Согласуется с экспериментом и интервал магнитных полей  $\Delta H \approx 0.5$  Тл, в котором происходит трансформация кривой  $E(H)$  из электронной в дырочную. Точная ширина этого интервала также определяется конкретным соотношением между компонентами волновой функции. На вставке к рис.3 качественно изображен вид волновых функций вблизи антикроссинга. При этом под  $s$  и  $p$  подразумеваются совокупности соответствующих двух и шести компонент волновой функции. При переходе через область антикроссинга наблюдается постепенная трансформация волновой функции из электронной в дырочную. Подобные расчеты для случая поперечного магнитного поля в несколько иной модели проделаны в работе [11].

Наблюдающиеся на опыте результаты по циклотронному резонансу связаны с оптическими перехо-

дами между различными энергетическими состояниями. Для точного определения переходов, реализующихся на опыте, требуется точное знание потенциала в рассматриваемой гетероструктуре, а также уровня Ферми. Однако даже в рамках рассматриваемой модели можно утверждать, что наблюдаемые эффекты связаны с сосуществованием переходов между электронным (или дырочным) состоянием и двумя близкими смешанными состояниями. Форма линии циклотронного резонанса при этом является суперпозицией двух лоренцианов  $I(E) = CR1 + CR2$ , трансформируясь в некотором промежутке полей из  $CR1$  в  $CR2$ . Количественные расчеты показали хорошее согласие величины антикроссинга с экспериментальными данными (3–4 мэВ).

Для анализа подавления эффектов, связанных с электрон-дырочным подмешиванием в наклонном магнитном поле, рассмотрим предельный случай продольного направления поля ( $\alpha = \pi/2$ ). Векторный потенциал, согласно (2), зависит лишь от координаты  $z$ :  $\mathbf{A} = (zH, 0, 0)$ . Энергия рассматриваемых состояний в продольном поле складывается из двух частей, связанных с размерным и магнитным квантованием, соответственно. Аналитическое разделение этих энергий возможно лишь в случаях  $k_z/k_H \gg 1$  или  $k_H/k_z \gg 1$  (слабое и сильное магнитные поля). В нашей задаче интерес представляет промежуточный случай. Граничные условия в случае продольного магнитного поля требуют непрерывности тех же величин, что и в поперечном случае. При этом граничные условия в точке  $z = 0$  отличаются от случая поперечного поля. Волновые функции также являются четными или нечетными функциями координат, однако четность состояний соответствует не различным направлениям спина, а четным и нечетным уровням размерного квантования.

Эффективный потенциал для электронной и дырочных квантовых ям в продольном магнитном поле складывается из прямоугольной составляющей и дополнительного потенциала, связанного с присутствием внешнего поля. В параболическом приближении эффективные значения  $E_c$  и  $E_v$  имеют следующую координатную зависимость:

$$E_c(z) = E_c + \frac{\hbar^2 k_H^2}{2m_c} (z - z_0)^2 \sin^2 \alpha$$

$$E_v(z) = E_v - \frac{\hbar^2 k_H^2}{2m^*} (z - z_0)^2 \sin^2 \alpha,$$

где  $m^* = (m_h, m_l)$  – эффективные массы для тя-

желой и легкой дырок, соответственно,  $z_0$  – центры электронной и дырочных ям. Появление дополнительного потенциала в виде квадратичной по  $z$  добавки к  $E_c$  и  $E_v$  приводит к уменьшению подмешивания электронов и дырок, так как увеличение высоты барьера происходит намного быстрее увеличения энергии состояний с ростом продольного магнитного поля.

Итак, в случае больших углов наклона, при которых нельзя пренебрегать продольной составляющей поля, происходит значительное уменьшение эффектов, связанных с электрон-дырочным подмешиванием. Это объясняется возникновением дополнительного барьера параболической формы для электронов и дырок за счет продольной составляющей магнитного поля, что затрудняет подмешивание носителей. При этом величина антикроссинга должна монотонно убывать с ростом угла  $\alpha$ . В частности, расчеты показали уменьшение величины антикроссинга на два порядка при переходе от поперечного к продольному направлению поля. В эксперименте рассматриваемые эффекты исчезают при углах  $\alpha$  порядка  $60^\circ$ .

Работа выполнена при поддержке INTAS (# 99-01146) и Российского фонда фундаментальных исследований, гранты # 01-07-90299, # 01-07-90300, # 02-02-17610.

1. M. Altarelli, Phys. Rev. **B28**, 842 (1983).
2. D. Heitmann, M. Ziesmann, and L. L. Chang, Phys. Rev. **B34**, 7463 (1986).
3. J. Cono, B. D. McCombe, and J.-P. Cheng, Phys. Rev. **B50**, 12242 (1994).
4. R. J. Warburton, B. Brar, C. Gauer et al., Sol. St. Electron. **40**, 679 (1996).
5. M. J. Yang, C. H. Yang, B. R. Bennett, and B. V. Shanabrook, Phys. Rev. Lett. **78**, 4613 (1997).
6. M. Lakrimi, S. Khym, R. J. Nicholas et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3034 (1997).
7. T. P. Marlow, L. J. Cooper, D. D. Arnone et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 2362 (1999).
8. С. Д. Сучалкин, Ю. Б. Васильев, К. фон Клицинг и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 753 (1998).
9. Yu. Vasilyev, S. Suchalkin, K. von Klitzing et al., Phys. Rev. **B60**, 10636 (1999).
10. G. G. Samsonidze and G. G. Zegrya, Phys. Rev. **63**, 075317 (2001).
11. S. F. Tsay, J. C. Chiang, Z. M. Chau, and I. Lo, Phys. Rev. **B56**, 13242 (1997).