

Квантовый циклотронный резонанс двумерных дырок в слоях Ge гетероструктуры Ge–Ge_{1-x}Si_x

© Л.К. Орлов, Ж. Леотин*, Ф. Янг*, Н.Л. Орлова

Научно-исследовательский физико-технический институт при Нижегородском государственном университете, 603600 Нижний Новгород, Россия

* INSA, CNRS, Тулуза, Франция

(Поступила в Редакцию 11 марта 1997 г.
В окончательной редакции 4 июля 1997 г.)

Впервые наблюдался и исследован квантовый циклотронный резонанс двумерных дырок в напряженных слоях германия периодической гетероструктуры Ge–Ge_{1-x}Si_x. Результаты сравниваются с данными электрофизических измерений в сильных магнитных полях. Обнаружена явная зависимость величины продольной эффективной массы дырок от абсолютной величины упругой деформации слоев германия (энергии расщепления дырочных подзон).

Одним из актуальных направлений физики полупроводников является разработка методов целенаправленного управления энергетическим спектром носителей заряда в них. Наиболее эффективный путь решения этой проблемы видится на сегодняшний день в использовании многослойных, в том числе периодических, напряженных гетероэпитаксиальных структур со слоями нанометровой толщины. Перестройка спектра носителей заряда в них имеет место как вследствие эффектов пространственного ограничения, так и вследствие воздействия на спектр собственных упругих напряжений в слоях гетеросистемы. Энергетические характеристики электронно-дырочной подсистемы могут быть изменены также при помещении структуры во внешние сильные электрические и магнитные поля.

В настоящей работе влияние упомянутых выше факторов на характеристики дырочного газа изучается на примере периодической гетероструктуры Ge–Ge_{1-x}Si_x в присутствии сильного магнитного поля. При этом впервые на двумерных дырках в слоях германия, подверженных сильной одноосной деформации в направлении оси роста гетероструктуры (ось (111)), измерен и исследован в магнитных полях до 15 Т квантовый циклотронный резонанс. Результаты измерений методом квантового циклотронного резонанса величины дырочной эффективной массы и времени релаксации квазиимпульса сопоставляются с данными, полученными методами классического циклотронного резонанса, шубниковских осцилляций и их исследования проводимости в сильных электрических полях.

Параметры исследуемых образцов, выращенных по методике, описанной в [1], и характеристики дырочного газа в них представлены в таблице. Изучение холловской подвижности дырок для приведенных в таблице селективно-легированных напряженных периодических гетероструктур Ge–Ge_{1-x}Si_x (образцы № 1, 2, 3) показало [2-4], что в процессах проводимости вдоль плоскости слоев структуры доминируют носители заряда, относящиеся к верхней отщепленной *HH*-подзоне тяжелых дырок ($m_j = \pm 3/2$) и имеющих легкую про-

дольную (вдоль плоскости слоев) эффективную массу. Впервые на этот факт было указано в [5], а непосредственно продольная компонента эффективной массы двумерных носителей заряда в напряженных слоях Ge гетероструктуры Ge–Ge_{1-x}Si_x впервые была измерена методом шубниковских осцилляций в работе [6]. Здесь же было показано, что повышение уровня Ферми (увеличение концентрации дырок в слоях) приводит к росту продольной компоненты эффективной массы дырок от $\sim 0.1 m_0$ до $\sim 0.14 m_0$, что свидетельствует о сильной непараболичности их закона дисперсии. Этот результат находится в удовлетворительном согласии с данными классического циклотронного резонанса, измеренного на указанных выше структурах в слабом магнитном поле (до 0.5 Т) как в отсутствие [7], так и при наличии греющего электрического поля [8].

В настоящей работе впервые представлены результаты измерений квантового циклотронного резонанса на двумерных дырках в слоях германия приведенных в таблице гетероструктур в условиях воздействия на систему сильного (до 15 Т) квантующего магнитного поля. Измерения квантового циклотронного резонанса проводились на базе спектрометра дальнего ИК-излучения с импульсным магнитом (40 Т) и оптическим резонатором, накачиваемым CO₂-лазером. Результаты измерений, выполненных на образцах 1а, 2а, 3, представлены в таблице и на рис. 1, а и 2. На рис. 1, а показан в зависимости от магнитного поля характерный вид линии циклотронного резонанса в образце № 1а, полученный на длине волны $\lambda = 119 \mu\text{m}$ при $T = 4.2 \text{ K}$.

При указанной в таблице поверхностной концентрации дырок p_s в слоях германия энергия Ферми $\varepsilon_F = (\pi^2 \hbar^2 / m_{hh\parallel}) p_s$ соответствует величине порядка 7 meV и заполненной оказывается только одна верхняя подзона размерного квантования *HH*-подзоны ($\delta_{12} = \pi^2 \hbar^2 (n_2^2 - n_1^2) / 2m_{hh\perp} d^2 \approx 9 \text{ meV}$, $m_{hh\perp} / m_0 = 0.36$). Подзона (*LH*) легких в направлении (111) дырок ($m_j = \pm 1/2$) отщеплена вследствие понижения симметрии кристалла из-за наличия в системе одноосной деформации растяжения и пространственного

Результаты измерений

Номер образца	<i>N</i>	<i>d</i> _{Ge} , nm	<i>d</i> _{GeSi} , nm	<i>x</i> , at.%	σ_{Ge} , GPa	<i>a</i> , Å	μ_H (4.2 K), cm ² /V·s	$p_s \cdot 10^{-11}$, cm ⁻²	ΔE_{hl} , meV	δ_{12} , meV	<i>E_F</i> , meV	<i>m</i> _{hh} / <i>m</i>	τ_{\perp} , 10 ⁻¹³ s
1a	27	18.0	21.5	7.3	0.26	5.648	12140	2.4	12	9	7	0.087 ¹⁾	4.4 ¹⁾
1b	27	18.2	22.1	8.6			10150	2.8		9		0.11 ³⁾	
2a	36	16.8	20.5	7.6	0.4	5.642	17100	2.5	21.4	10	7.5	0.082 ¹⁾	2.5 ¹⁾
2b	36	16.4	20.1	8.7			15350	1.75		10		0.10 ³⁾	10 ⁴⁾
3	81	25.0	32.0	14.0	0.74	5.628	~ 10000	~ 4.0	38.5	5	15	0.072 ¹⁾	2.5 ¹⁾
4	243	18.0	30.0	13.0	0.6	5.634		~ 0.1	3.4	9	1	0.07 ²⁾	30 ²⁾

Примечание. ¹⁾ квантовый циклотронный резонанс, ²⁾ классический циклотронный резонанс [7], ³⁾ метод шубниковских осцилляций [6], ⁴⁾ метод проводимости [9]. *N* — число периодов в периодической структуре.

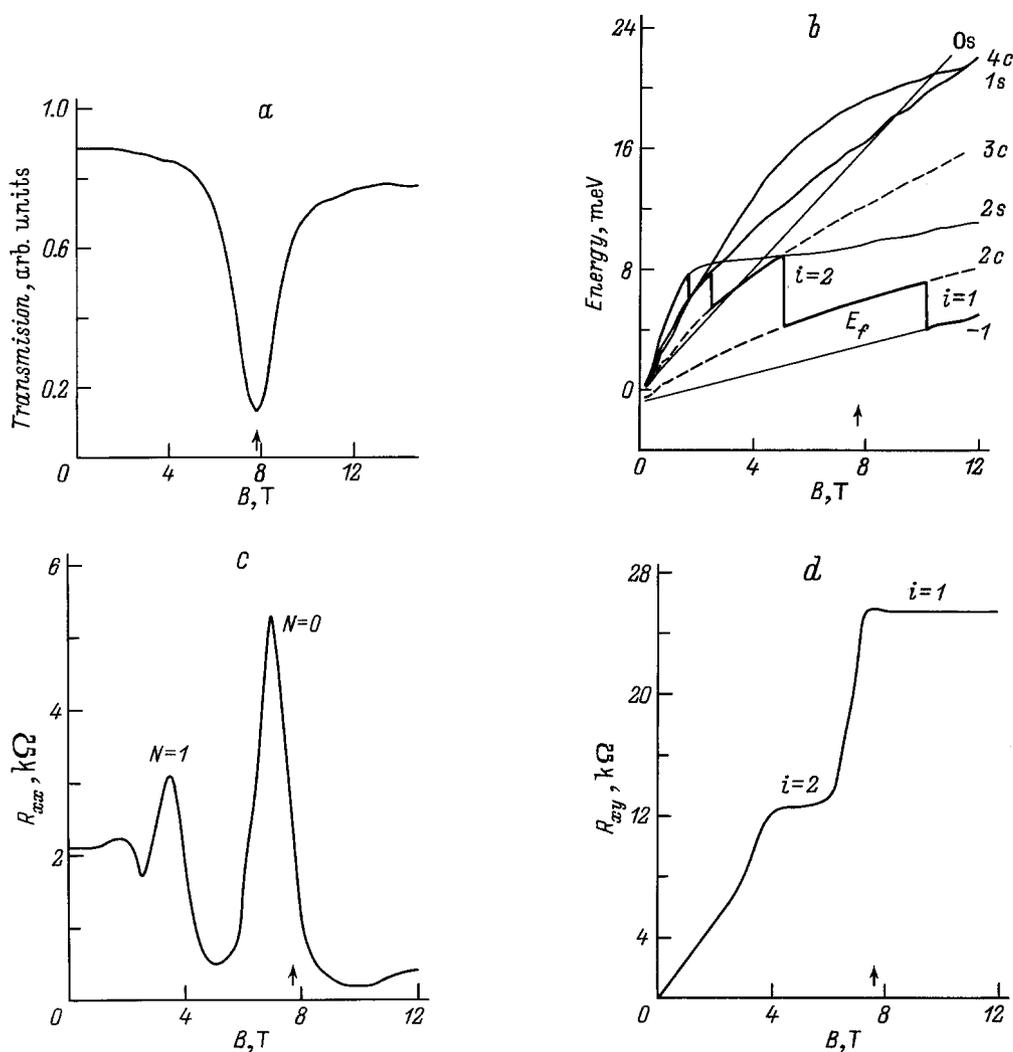


Рис. 1. Квантовый циклотронный резонанс (a), эффект Шубникова-де Гааза (c) и квантовый эффект Холла (d) как функции магнитного поля в образце № 1a. b — положение уровней Ландау и уровня Ферми в слоях германия данного образца, полученные на основании решения уравнения Кона-Латтинжера [10] (Ge-QWS, *d* = 20 nm). *T* (K): a — 4.2, c, d — 1.6.

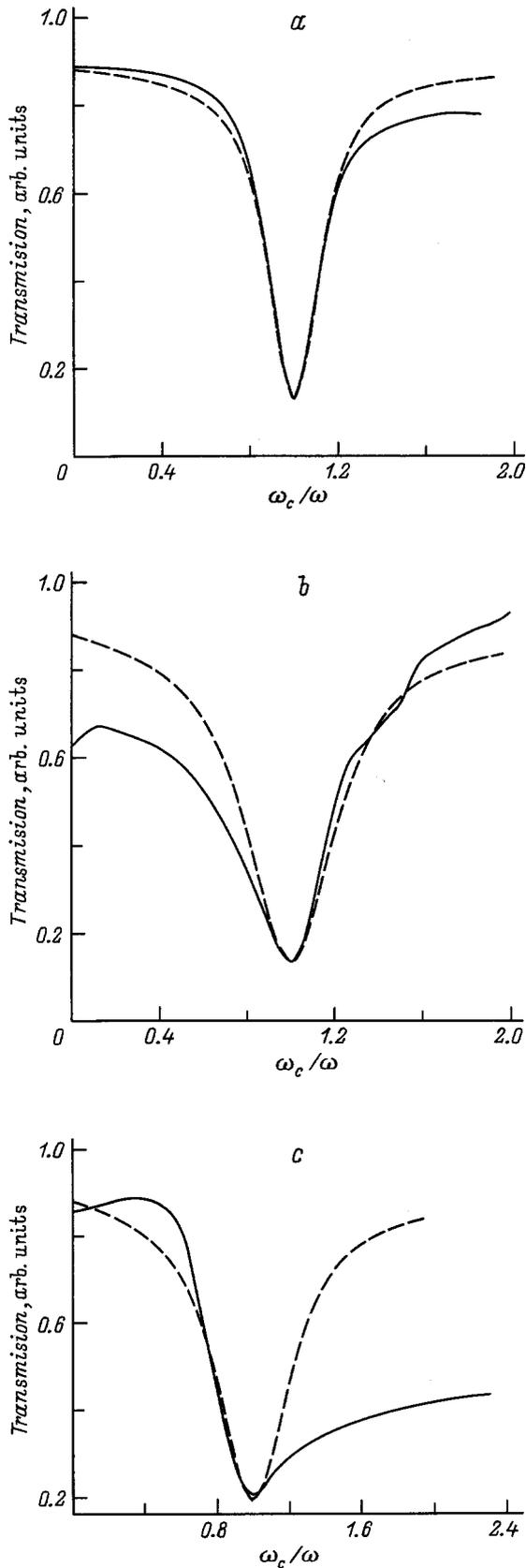


Рис. 2. Квантовый циклотронный резонанс в образцах № 1а (а), 2а (b) и 3 (с). Сплошная линия — эксперимент, штриховая — теория.

ограничения вдоль оси z (ось (111)). Энергия расщепления ΔE_{hl} составляет величину порядка 12 meV, вследствие чего данная дырочная подзона в эффектах проводимости и циклотронного резонанса не участвует. Из таблицы следует, что частота резонансного перехода на длине волны используемого излучения достаточно близка к частоте межподзонных, внутри HH -зоны, перехода δ_{12} . Однако при нормальном падении излучения на поверхность образца в отсутствии магнитного поля данные переходы запрещены в первом порядке теории возмущения, вследствие чего эффективного поглощения мощности на данной частоте не наблюдается. Сильное магнитное поле, видоизменяя спектр дырок, подстраивает уровни квантования в резонанс с частотой зондирующей электромагнитной волны, обуславливая наблюдаемый резонанс.

В квантующем магнитном поле в рамках модели простой зоны спектр дырок в каждой подзоне размерного квантования преобразуется в набор эквидистантных уровней Ландау, расщепленных вследствие спин-орбитального взаимодействия. Для верхней подзоны с $m_j = \pm 3/2$ спектр уровней Ландау имеет вид

$$E^\pm(N) = \hbar\omega_c(N + 1/2) \pm 0.5g\mu_B B_z, \quad (1)$$

где $N = 0, 1, 2, \dots$ — номера уровней Ландау, $\omega_c = eB_z/m_c^*$. Для одноосно деформированного вдоль оси (111) германия g -фактор равен 23.4 [6]; $m_c^* = m_0/(\gamma_1 + \gamma) = 0.054m_0$, где γ_j — параметры Латтинжера. Измеренное на данном образце в магнитном поле $B = 7.5$ Т значение циклотронной массы, равное $0.087m_0$, существенно меньше значения эффективной массы тяжелых дырок ($m_{hh} = 0.36m_0$) в объемном недеформированном германии, но несколько превышает массу дырок в его легкой подзоне ($m_{lh} = 0.045m_0$).

Анализ формы линии в окрестности резонанса проведем, используя простейшую двухуровневую модель системы. В этом случае выражение для поглощаемой мощности как функции циклотронной частоты, совпадающей с частотой переходов между уровнями Ландау, может быть представлено в следующем виде:

$$P(\omega, \omega_c) = P(\omega)_{\text{nores}} + P(\omega, \omega_c)_{\text{res}},$$

где

$$P(\omega, \omega_c)_{\text{res}} = \text{Re}(j(\omega, t)E(\omega, t)) = P_0 \text{Re} j(\omega, \omega_c),$$

$$P_0 \approx e^2 x_{ij}^2 \Delta p \omega \tau_\perp |E_\omega|^2,$$

$$j(\omega, \omega_c) = 1/[1 + i\tau_\perp(\omega_c - \omega)] - 1/[1 - i\tau_\perp(\omega_c + \omega)]. \quad (2)$$

Здесь Δp — разность концентрации дырок на соответствующих уровнях Ландау, x_{ij} — матричный элемент перехода между этими уровнями, $\hbar\tau_\perp^{-1}$ — энергия уширения уровней, E_ω — амплитуда зондирующего излучения. Характерная теоретическая зависимость интенсивности пропускаемого излучения от отношения ω_c/ω , вычисленная при $\omega_c\tau_\perp = 7$,

представлена на рис. 2, *a* штриховой линией. Для $\hbar\omega_c = 2\pi\hbar c/\lambda = 10 \text{ meV}$ ($\omega_c = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$) имеем $\hbar\tau_{\perp}^{-1} \approx \hbar\Delta\omega = 1.5 \text{ meV}$ ($\tau_{\perp}^{-1} \approx 2.3 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$). Грубая оценка соответствующей подвижности дырок μ_{ω} на высокой частоте недалеко от резонанса дает $\mu_{\omega} \approx e/m_{hh\parallel}|\omega_c^2\tau_{\perp} \approx 170 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Подвижность дырок на постоянном токе $\mu_E \approx e\tau_{\perp}/m_{hh\parallel} \approx 1.0 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Полученное значение μ_E соответствует значению подвижности дырок $\mu_H \approx \mu_E$, найденному из измерений эффекта Холла [4] и проводимости дырок в сильных электрических полях [9]. Отсюда можно сделать вывод о том, что в данной системе время релаксации τ_{\perp} совпадает по порядку величины с временем релаксации квазиимпульса τ_p .

Измерения методом квантового циклотронного резонанса продольной эффективной массы дырок и частоты релаксации τ_{\perp}^{-1} достаточно хорошо согласуются с результатами, полученными из измерений классического ($B < 0.5 \text{ T}$) циклотронного резонанса дырок, выполненного на нелегированных гетероструктурах Ge-Ge_{1-x}Si_x ($m_{hh\parallel} \approx 0.07m_0$, $\tau_{\perp} \approx 3 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$) [7].

Систематика уровней Ландау, соответствующих частоте циклотронного резонанса, может быть проведена на основе измерений осцилляций Шубникова-де Гааза в данной системе. Для указанного выше образца (№ 1*a*) соответствующие экспериментальные зависимости, взятые из работы [10], приведены на рис. 1, *c*.

Величина продольной компоненты эффективной массы дырок, найденная из осцилляций Шубникова-де Гааза, имеет значение $m_{hh\parallel} = 0.11m_0$, что несколько превышает значение циклотронной массы, измеренной на аналогичном образце (см. таблицу). Из сопоставления рис. 1, *a, c* и *d* видно, что циклотронный резонанс точно соответствует магнитному полю, при котором уровень Ферми проходит через второй уровень Ландау в зоне. Ширина линии циклотронного резонанса, соответствующая уширению уровня Ландау, близка к ширине пика на зависимости $\rho_{xx}(B)$. Поглощение на резонансной частоте в этом случае в соответствии с рис. 1, *c* связано с переходами с расщепленного спин-орбитальным взаимодействием нулевого 0^{\pm} -уровня Ландау *HH*-дырочной подзоны соответственно на 1^{\pm} -уровни магнитного квантования.

Значительная величина *g*-фактора в германии и сильное взаимодействие *HH*- и *LH*-дырочных подзон, приводящее к значительной непараболичности закона дисперсии дырок в отсутствие магнитного поля, в сильном магнитном поле приводят к нелинейной зависимости положения уровней Ландау от величины магнитного поля, обуславливая перемешивание и неэквидистантность магнитных подзон, а также возможность как расталкивания уровней различных двумерных подзон, так и появления точек пересечения различных уровней. Все это приводит к некоторым неопределенностям в систематике спектра уровней магнитного квантования в слоях германия. Это видно, в частности, на рис. 1, *b*, где приведено, взятое

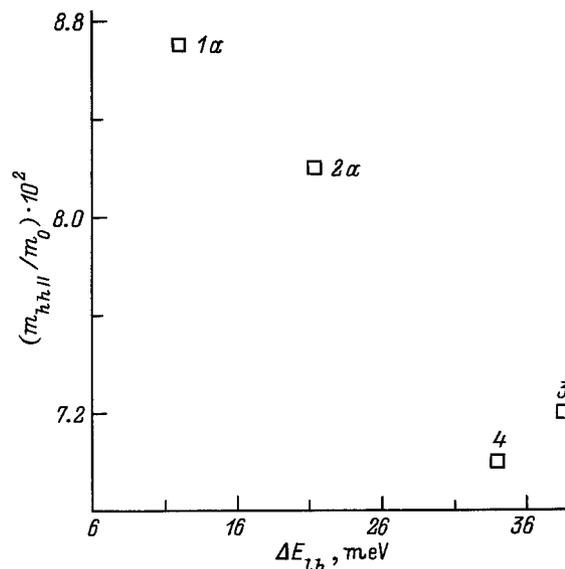


Рис. 3. Зависимость продольной эффективной массы *HH*-дырок (вдоль плоскости слоев германия) от энергии расщепления *HH*- и *LH*-дырочных подзон.

из работы [10], положение магнитных подуровней и положение уровня Ферми E_F в верхней *HH*-дырочной подзоне, рассчитанное на основании уравнения Кона-Латтинжера для образца № 1*b*. Систематика уровней соответствует принятой в работах [11]. На основании рис. 1, *b* можно сделать вывод о том, что поглощение излучения на частоте циклотронного резонанса ($\hbar\omega \approx 10 \text{ meV}$) в магнитном поле 7.5 Т может быть обусловлено переходами дырок как между уровнями -1 и $3c$, так и между уровнями $2c$ и $0c$, $4c$. Точное соответствие значения магнитного поля в максимуме циклотронного резонанса началу ступеньки с фактором заполнения $i = 1$ на зависимости $\rho_{xy}(B)$ в квантовом эффекте Холла (рис. 1, *d*) указывает на то, что наиболее вероятными в циклотронном резонансе являются переходы с поверхности Ферми в условиях полного заполнения второго уровня Ландау. Более детальную информацию о структуре спектра уровней дырок можно было бы получить, изучая циклотронный резонанс в сильных магнитных полях на разных частотах зондирующего образец излучения. При этом квантовый циклотронный резонанс в отличие от классического ЦР позволяет не только определить продольную эффективную массу дырок и время релаксации квазиимпульса, но и провести систематику спектра уровней квазинульмерной дырочной подсистемы в слоях германия.

Взаимодействие *HH*- и *LH*-дырочных подзон в слоях германия структуры, обуславливающее непараболичность их закона дисперсии, определяется энергией их расщепления, зависящей в свою очередь от величины деформации и степени пространственного ограничения. Поэтому можно ожидать, что величина продольной компоненты эффективной массы дырок вблизи края зоны

Бриллюэна должна сильно зависеть как от величины упругой деформации τ_{Ge} слоев германия в структуре, так и их толщины. При этом величина деформации σ_{Ge} в свою очередь зависит от соотношения между толщинами слоев Ge и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, процентного содержания кремния в слоях твердого раствора и величины пластической деформации на границе буфер–подложка, частично снимающей степень упругого воздействия подложки на гетеросистему.

Для проверки высказанного выше утверждения, используя метод циклотронного резонанса, мы измерили величину эффективной массы дырок и время релаксации квазиимпульса для образцов с различным значением σ_{Ge} и толщины слоя германия d_{Ge} . Полученные для образцов № 2а и 3 (см. таблицу) кривые циклотронного резонанса представлены на рис. 2. Найденные для данных образцов эффективные циклотронные массы и измеренные методом рентгеновской дифракции упругие деформации слоев германия представлены в таблице. При возрастании от структуры к структуре упругой деформации в слоях германия при неизменной толщине квантовых ям (см. образцы № 1–4) энергия расщепления HH - и LH -дырочных подзон растет примерно от 10 до 40 meV, обуславливая уменьшение влияния нижней LH -подзоны ($m_j = \pm 1/2$) на характеристики дырок в верхней HH -подзоне ($m_j = \pm 3/2$). В наших экспериментах (рис. 3) мы наблюдали хорошо выраженную зависимость величины продольной компоненты эффективной массы от величины деформации слоев германия (величины расщепления LH - и HH -дырочных подзон). Аналогичный эффект можно ожидать (ср. образцы № 3 и 4) и в структурах с одинаковой степенью упругой деформации в слоях германия, но разной их толщиной. Таким образом, увеличивая упругую деформацию слоев германия, например, путем использования слоев $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с высоким содержанием кремния, одновременно уменьшая ширину квантовых ям и концентрацию легирующей примеси, можно получить структуры с продольной эффективной массой дырок, приближающейся к предельной величине $m_{hh\parallel} = 0.054m_0$, соответствующей массе дырок в объемном одноосно деформированном германии.

Дополнительную информацию о характеристиках исследуемых образцов можно получить, анализируя форму линии циклотронного резонанса. На рис. 2 симметричная часть резонансной линии, рассчитанная по формуле (2), изображена штриховой линией. Параметр уширения симметричной части линии циклотронного резонанса $\hbar\Delta\omega \sim 1.5$ meV для образца № 1а ($\omega_c\tau_{\perp} = 7$) и ~ 2.5 meV для образцов № 2а, 3 ($\omega_c\tau_{\perp} = 4$). Видно, что увеличение числа периодов в структуре приводит к сильному неоднородному уширению формы линии. Данный факт указывает на существенную неоднородность структуры по толщине, возможно связанную с наличием градиента упругих напряжений вдоль оси [111] (в сверхрешетках с $x \sim 0.1$ и большим числом периодов наблюдаются хорошо выраженные изгибные деформации

структуры). Определенную роль в неоднородном уширении линии может играть и статистический разброс параметров слоев гетероструктуры, возрастающий с ростом их числа, а также нерезонансные переходы носителей заряда между другими уровнями системы.

В заключение авторы выражают благодарность Р.Ф. Рубцовой, Ж. Горану, Ю.А. Дроздову, косвенно принимавшим участие в выполнении данной работы, а также Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты РФФИ № 96-02-19278 и ИНТАС-РФФИ № 95-0615) за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] L.K. Orlov, V.Ya. Aleshkin, N.G. Kalugin, N.A. Bekin, O.A. Kuznetsov, B. Dietrich, G. Basquet, J. Leotin, M. Brousseau, F. Hassen. *J. Appl. Phys.* **80**, 1, 415 (1996).
- [2] Л.К. Орлов, О.А. Кузнецов, Ю.Н. Дроздов, Р.А. Рубцова, Ю.А. Романов, А.Л. Чернов. *ФТТ* **32**, 7, 1933 (1990).
- [3] Л.К. Орлов, О.А. Кузнецов, Р.А. Рубцова, А.Л. Чернов, В.И. Гавриленко, О.А. Миронов, В.В. Никоноров, И.Ю. Скрылев, С.В. Чистяков. *ЖЭТФ* **98**, 3(9), 1028 (1990).
- [4] O.A. Mironov, O.A. Kuznetsov, L.K. Orlov, R.A. Rubtsova, A.L. Chernov, S.V. Chistaykov, M. Oszwaldowski, B.A. Aronzon, N.K. Chumakov. *Superlatt. Microstruct.* **10**, 4, 467 (1991).
- [5] Л.К. Орлов, О.А. Кузнецов, Р.А. Рубцова. *Письма в ЖТФ* **15**, 21, 77 (1989).
- [6] Ю.Г. Арапов, Н.А. Городилов, О.А. Кузнецов, В.Н. Неверов, Л.К. Орлов, Р.А. Рубцова, Г.И. Харус, А.Л. Чернов, Н.Г. Шелушинина, Г.Л. Штрапенин. *ФТП* **27**, 7, 1165 (1993).
- [7] В.И. Гавриленко, И.Н. Козлов, О.А. Кузнецов, М.Д. Молдавская, В.В. Никаноров, Л.К. Орлов, А.Л. Чернов. *Письма в ЖЭТФ* **59**, 5, 327 (1994).
- [8] V.Ya. Aleshkin, N.A. Bekin, I.V. Erofeeva, V.I. Gavrilenko, Z.F. Krasil'nik, O.A. Kuznetsov, M.D. Moldavskaya, V.V. Nikanorov, V.M. Tsvetkov. *Lithuanian J. Phys.* **35**, 368 (1995).
- [9] L.T. Vorob'ev, L.E. Golub, D.V. Donetskii, E.A. Zibik, Yu.V. Kochegarov, D.A. Firsov, V.A. Schalygin, V.Ya. Aleshkin, O.A. Kuznetsov, L.K. Orlov, E. Towe, I.I. Saydashev, T.S. Cheng, C.T. Foxon et al. *Book of Abstracts on 23rd Int. Symp. on Compound Semicond. ISCP-23. St. Petersburg (1996)*. P. 89.
- [10] Yu.A. Arapov, N.A. Gorodilov, G.I. Kharus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, A.L. Chernov, O.A. Kuznetsov, L.K. Orlov, R.A. Rubtsova. *Proc. Int. Symposium Nanostructures: Physics and Technology. St. Petersburg (1995)*. P. 276–279.
- [11] Ю.Г. Арапов, Н.А. Городилов, В.Н. Неверов, М.В. Якунин, А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.А. Кузнецов, Л.К. Орлов, Р.А. Рубцова, А.Л. Чернов. *Письма в ЖЭТФ* **59**, 4, 247 (1994).