

О МЕТОДЕ ТУННЕЛЬНОГО ГАМИЛЬТониАНА В ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ДЖОЗЕФСОНА

С.Н.Молотков

*Институт физики твердого тела
142432 Черногловка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 24 января 1995 г.

Показано, что при атомарно-резкой туннельной границе между двумя сверхпроводниками температурная зависимость критического джозефсоновского тока сильно отличается от обычной теории трехмерного туннельного гамильтониана. Наиболее близкими к описанной ситуации являются высокотемпературные сверхпроводники с квазидвумерной структурой и малой длиной когерентности.

При вычислении туннельного тока между двумя слабосвязанными сверхпроводниками используют метод туннельного гамильтониана, развитый в работах [1,2]. В этом методе граница раздела между двумя сверхпроводниками явно не вводится, и классификация состояний в "левом" и "правом" сверхпроводниках считается такой же, как и в объемных неограниченных системах. В данной заметке мы хотим продемонстрировать, что в случае атомарно-резкого туннельного контакта и малой длине когерентности сверхпроводника явный учет границы может существенным образом изменить температурную зависимость критического тока. Для учета атомарно-резкой границы нельзя пользоваться квазиклассическим методом, и удобным оказывается подход, основанный на методе сильной связи (tight-binding) и широко используемый в расчетах туннельных свойств поверхности в сканирующей туннельной микроскопии.

Туннельная связь в методе [1,2] описывается гамильтонианом

$$H_T = \sum_{p, q, \sigma} [T_{p, q} c_{Lp\sigma}^+ c_{Rq\sigma} + \text{э.с.}], \quad (1)$$

где $T_{p, q}$ – туннельный матричный элемент, $c_{L, R p, q \sigma}^+$ – операторы рождения в "левом" (L) и "правом" (R) сверхпроводниках.

Во втором порядке теории возмущений по $T_{p, q}$ выражение для туннельного тока сводится к виду [1-3]

$$I_c = 4\pi e T \sum_{\omega_n, p, q, \sigma} |T_{p, q}|^2 \text{Im} \{ F_L^+(\omega_n, p) F_R(\omega_n, q) \}, \quad (2)$$

где $F_{L, R}(\omega_n, p, q)$ – горьковские функции Грина (ФГ), $\omega_n = \pi(2n + 1)$ – мацубаровская частота. Далее, если $T_{p, q}$ слабо зависит от p, q (туннелирование с одинаковой амплитудой происходит из всех состояний Lp во все Rq), то интегрирование по p, q проводится независимо, что приводит к известной формуле [3]

$$I_c = \frac{\pi}{e R_N} \sum_{\omega_n} \frac{\Delta_L \Delta_R}{\sqrt{\omega_n^2 + \Delta_L^2} \sqrt{\omega_n^2 + \Delta_R^2}},$$

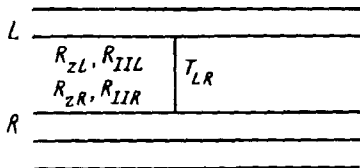


Рис.1

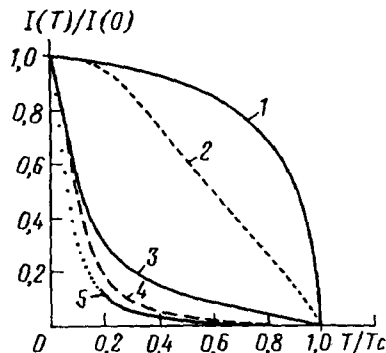


Рис.2

где \hat{k}_x, \hat{k}_y – единичные векторы.

Температурные зависимости критического тока приведены на рис.2. Кривая 1 – зависимость $\Delta(T)$, для которой использовалось стандартная аппроксимация $\Delta(T) = \Delta_0 \tanh(1,74\sqrt{T_c/T - 1})$, которая хорошо описывает температурный ход точного решения БКШ. Кривые 2, 3 описывают зависимости критического тока для s -, d -спариваний, соответственно, для стандартной теории туннелирования. Кривые 4, 5 отвечают соответствующим зависимостям для s -, d -спариваний для нашего случая. Как следует из сравнения этих зависимостей, температурный ход величины критического джозефсоновского тока в двумерном случае является существенно более резким. Данный резкий спад фактически связан с уменьшением фазового объема при туннелировании.

Реально туннелирование имеет место с нескольких ближайших плоскостей. Реальная экспериментальная ситуация является промежуточной между двумя описанными случаями. По-видимому, наиболее близки к описанной выше ситуации высокотемпературные сверхпроводники, имеющие слоистую (квазидвумерную) структуру и малую длину когерентности.

В недавней работе [4] отклонение в экспериментах [5] температурной зависимости критического тока Джозефсона от стандартной теории интерпретировалось в рамках смешанного $s+id$ -спаривания. Описанное выше обстоятельство может быть еще одной причиной (и не менее существенной) наблюдаемого резкого убывания критического тока с температурой.

Таким образом, при атомарно-резкой туннельной границе и сильновыраженной слоистой (квазидвумерной структурой) температурная зависимость критического тока оказывается существенно более резкой. Стандартная трехмерная теория туннелирования хорошо работает для сверхпроводников с изотропной зонной структурой, большой длиной когерентности и плавной границей.

Описанный эффект зависимости туннельного джозефсоновского тока от атомарной структуры туннельного контакта не является чем-то удивительным. Такая зависимость для нормального туннельного тока давно известна в физике поверхности и сканирующей туннельной микроскопии (собственно на этой зависимости и базируется сам метод), где имеется возможность создавать в сверхвысоком вакууме методом молекулярно-лучевой эпитаксии контролируемые атомарно-резкие границы раздела.

При атомарно-резкой границе может также оказаться существенным изменение самого сверхпроводящего параметра порядка на границе. Этот вопрос требует отдельного рассмотрения.

Выражаю благодарность С.И.Веденееву, Б.А.Волкову, Ю.В.Копяеву, М.Ю.Куприянову, С.С.Назину и Г.М.Элиашбергу за полезные обсуждения.

-
1. P.W.Anderson, *Ravello Lectures on the Many-Body Problem*, Ed. E.R.Gaiannello, Acad. Press, 1963, p.115.
 2. V.Ambegaokar and A.Baratoff, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 486 (1963); **11** 104 (1963).
 3. И.О.Кулик, И.К.Янсон, *Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах*, М.: Наука, 1970.
 4. J.H.Xu, J.L.Shen, J.H.Miller Jr., and C.S.Ting, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2492 (1994).
 5. R.P.Robertazzi, A.W.Kleinsasser, R.V.Laibowitz et al., *Phys. Rev.* **B46**, 8456 (1992).

**ОПТИЧЕСКОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ
ЭЛЕКТРОПОЛЕВОГО ДОМЕНА В GaAs/AlGaAs СВЕРХРЕШЕТКЕ
 $n^+ - i - n^+$ -ТИПА С ШИРОКИМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

*С.А.Стоклицкий, В.Н.Мурзин, Г.К.Расулова, Ю.А.Митягин,
А.П.Пересторонин, Б.Монемар*, П.О.Хольц*, М.Сингх**

*Физический институт им. П.Н.Лебедева
117924 Москва, Россия*

*Университет Линчопинга,
Институт физики и математики, Швеция*

Поступила в редакцию 31 января 1995 г.

На основе прямого сопоставления данных, полученных из измерений спектров фотолюминесценции и электрических измерений, а также из наблюдения токовой бистабильности, зарегистрирован и исследован процесс зарождения электрополевого домена в сверхрешетке с широкими квантовыми ямами (многоуровневая система).

Интенсивные исследования полупроводниковых квантово-размерных структур привели к обнаружению ряда новых транспортных и оптических эффектов [1]. Особенно большой интерес представляют вертикальные транспортные явления в сверхрешетках (СР), что, в частности, связано с их возможными применениями в сверхбыстрых электронных приборах. Важным фактором, определяющим энергетический спектр и динамические свойства носителей заряда, является распределение электрического потенциала вдоль оси роста СР. Известно, что при поперечном протекании тока весь объем СР может разделяться на две или более области с различными напряженностями электрического поля (электрополевые домены), разделенные областями пространственного заряда [2]. В СР сила электрического поля в различных доменах не произвольна, но прямо связана с расстоянием между энергетическими подзонами размерного квантования в СР. Проявление электрополевых доменов зарегистрировано по квазипериодическим осцилляциям в вольт-амперных характеристиках с периодом, отвечающим разности энергий между соответствующими подзонами в соседних квантовых ямах [2-5]. Электрические домены наблюдались также в измерениях фотопроводимости и фотолюминесценции в $p-i-n$ -структурах [6].

В настоящей работе оптическим методом зарегистрирован процесс зарождения электрополевого домена в длиннопериодной СР. В специально выбранной геометрии эксперимента с использованием униполярной $n^+ - i - n^+$ -структуры на основе GaAs/AlGaAs, позволившей избежать влияния носителей заряда противоположного знака, с ростом электрического поля обнаружено появление в спектре межзонной фотолюминесценции линий, отвечающих разным типам доменов, благодаря штарковскому смещению основного состояния. Проведено прямое сопоставление данных оптических и электрических измерений, на основе которого объяснены зарегистрированные особенности вертикального транспорта, обусловленные резонансным туннелированием носителей заряда в длиннопериодной СР.

Исследования выполнены на СР GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0,3$) с шириной квантовых ям 350Å, шириной барьеров 100Å (30 периодов), изготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке n^+ -GaAs. Сверхрешетки

слабо легированы кремнием до уровня $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Во всех экспериментах положительный электрод (анод), у которого должно происходить зарождение домена [2,3], располагался в верхнем слое мезоструктуры. Электрические и оптические измерения проводились на мезах диаметром 600 мкм. Для обеспечения оптического доступа к верхней части СР напыленный электрический контакт (AuGa/Ni) имел меньший диаметр (500 мкм). С той же целью толщина верхнего сильнолегированного n^+ -GaAs слоя сделана предельно тонкой (100 Å). Верхний и буферный слои сильнолегированного n^+ -GaAs ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) отделены от СР барьером толщиной 50 Å. Спектры фотолюминесценции возбуждались излучением аргонового лазера ($\lambda = 5145 \text{ Å}$, 2,41 эВ), глубина проникновения которого в структуру соответствовала нескольким периодам СР, и измерялись с помощью фурье-спектрометра Bomem DA-3 (детектором служил охлаждаемый германием фотодиод). В исследованном интервале интенсивностей (до 10 Вт/см) заметной зависимости спектров от уровня возбуждения не наблюдалось. Исследованные образцы охлаждались до температуры 10 К.

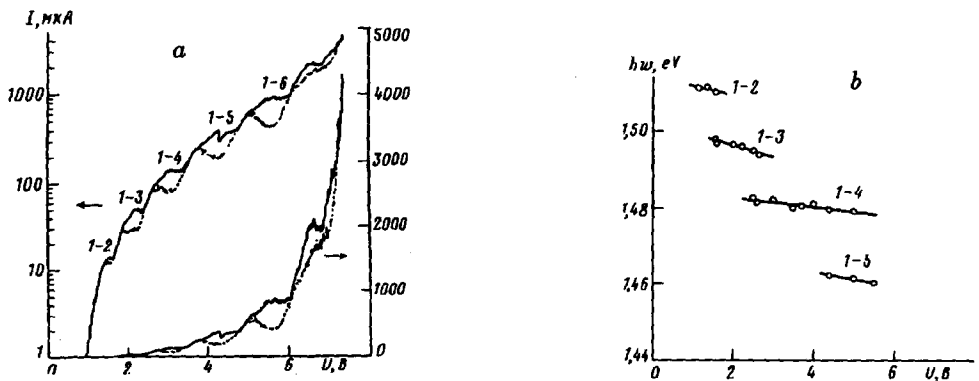


Рис.1. а - Измеренная вольт-амперная характеристика СР GaAs/AlGaAs в линейном (кривые справа) и в логарифмическом (кривые слева) масштабах: сплошная линия - измерения при увеличении приложенного смещения U ; штриховая - при уменьшении U . б - энергетическое положение линий фотолюминесценции и области их существования в масштабе приложенного смещения (цифрами обозначены типы соответствующих межподзонных переходов)

Данные измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) при вертикальном транспорте электронов представлены на рис.1 и 2. Приведенные результаты получены на лучших мезах, в которых особенности ВАХ были наиболее четко выражены. Как видно, зависимость тока от напряжения в длиннопериодной СР имеет ступенчатый характер. Области стабилизации величины тока ("плато") U , равные 1,5-1,8 В, 2,4-2,7 В, 3,2-6,5 В, 4,2-4,6 В, 5,6-6,4 В, сменяются участками роста тока, причем в зоне перехода от растущего участка ВАХ к плато и на самом плато наблюдается серия областей отрицательной дифференциальной проводимости, осцилляции с периодом в несколько десятков мВ. Период осцилляций растет с увеличением приложенного напряжения, и для каждой ступени соответствует энергии перехода между основным и возбужденными уровнями размерного квантования для рассматриваемых структур.

В тех же условиях в спектрах межзонной фотолюминесценции с ростом электрического поля обнаружено последовательное появление и исчезновение

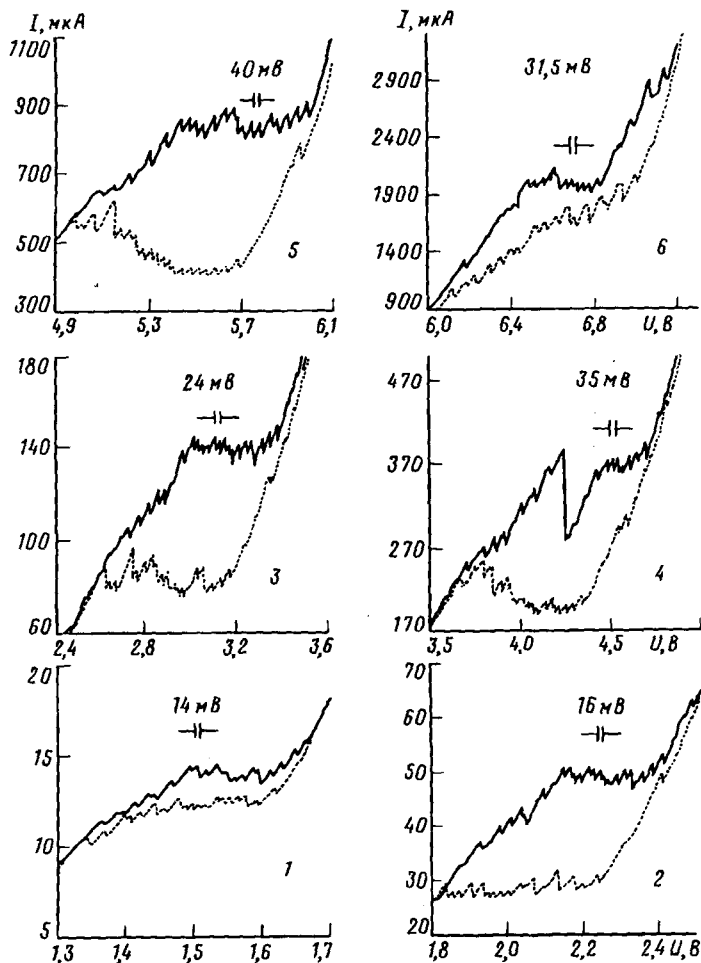


Рис.2. Данные более подробных измерений ВАХ, демонстрирующие осцилляции отрицательных дифференциальных проводимостей (каждая из 6 наблюдаемых особенностей состоит из 25-26 осцилляций). Период осцилляций, определенный на участках с плато, указан в каждом из фрагментов

новых линий фотолюминесценции, каждая из которых наблюдается в полях, отвечающих соответствующему участку плато в ВАХ. С ростом поля интенсивность каждой линии резко возрастает, проходит через максимум и быстро падает. С длинноволновой стороны появляется новый пик, который проходит те же стадии. Указанные линии фотолюминесценции наблюдаются на фоне двух широких полос 1,516 и 1,496 эВ (рис.3), обусловленных суперпозицией рекомбинации свободных и связанных на примесях носителей заряда и экситонов в квантовых ямах и материале подложки, частота которых практически не зависит от приложенного поля (рис.1). Характерной особенностью явления, как можно видеть из рис.3, является скачкообразный характер изменений спектра фотолюминесценции. Исчезновение и возникновение линий фотолюминесценции наблюдается в узком интервале (1,55–1,59 В, 2,4–2,5 В, 3,5–3,7 В и т.д.) приложенного напряжения. Спектральное положение обнаруженных линий фотолюминесценции и области их существования в масштабе электрических полей приведено в нижней части рис.1.

Поскольку в данной структуре с широкими барьерами реализуется туннельный транспортный режим, необходимым условием протекания электрического

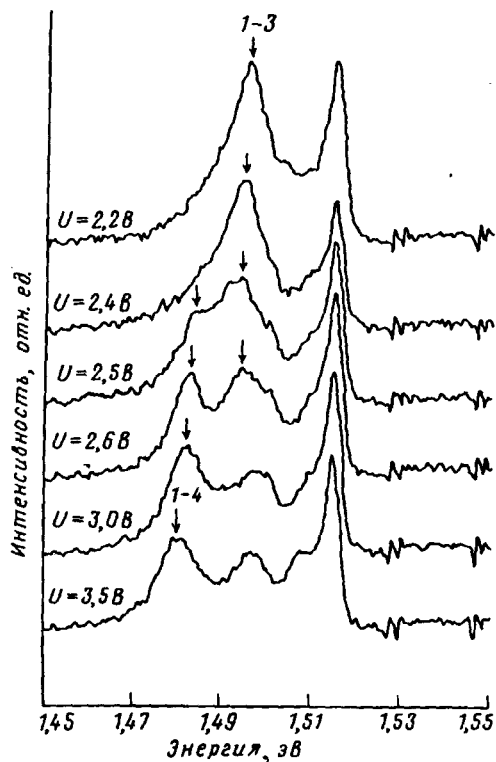


Рис.3. Спектры фотолюминесценции, измеренные при различном приложенном электрическом смещении U

тока через СР, как известно, является точный энергетический резонанс между электронными уровнями размерного квантования в соседних квантовых ямах [2,3]. В общем случае распределение электрического поля вдоль СР, как правило, не является однородным, а разбивается на две (или более) области (домены) с различной, но характерной фиксированной для каждого типа домена напряженностью электрического поля, определяемой энергетическим расстоянием между соответствующими находящимися в резонансе подзонами. Несложные теоретические оценки показывают, что обнаруженные области плато на ВАХ по своему положению на оси напряжений отвечают разным типам доменов с $1-i$ резонансными уровнями ($1-2$, $1-3$, $1-4$ и т.д.). Наблюдаемые малые осцилляции отрицательных дифференциальных проводимостей в области каждого из плато характеризуются периодом, соответствующим энергетическому расстоянию между 1 и 2 , 2 и 3 , 3 и 4 и т.д. уровнями, то есть с хорошей степенью уверенности могут быть объяснены скачкообразным перемещением границы домена сильного электрического поля в соседнюю квантовую яму и, далее, последовательно по всем периодам СР.

Обнаруженные линии фотолюминесценции, очевидно, обусловлены рекомбинацией электронов и дырок в квантовых ямах и могут быть интерпретированы, с учетом штарковского сдвига нижних электронного и дырочного уровней [5,6], как принадлежащие разным типам доменов в СР. Оценки штарковского сдвига линий фотолюминесценции для каждого типа домена, выполненные в линейном приближении, $\Delta h\nu_i = eF_i d$, где $eF_i = (\epsilon_i - \epsilon_1)/(d_w + d_b)$, качественно согласуются с наблюдаемыми в эксперименте (рис.1). Здесь F_i - величина электрического

поля в $1-i$ типе домена, ϵ_1 и ϵ_i – энергии подзон, находящихся в резонансе, d_w и d_b – ширина квантовых ям и барьеров между ними.

Резкий характер возрастания интенсивности линий фотолюминесценции в узком интервале электрических полей (не пропорциональный объему расширяющегося домена) и соответствие областей появления каждой новой линии особенностям на кривых ВАХ позволяют заключить, что в данных экспериментах наблюдался непосредственно момент зарождения электрополевого домена. Сопоставление с данными ВАХ позволяет установить, что указанные выше узкие интервалы электрических полей отвечают переходу ВАХ в область стабилизации тока ("плато") и появлению новой серии малых отрицательных дифференциальных проводимостей с периодом δU_i , соответствующим энергетическому расстоянию между уровнями, определяющими данный резонансный тип домена в СР $\delta U_i = (\epsilon_i - \epsilon_{i-1})/e$ ($\delta U_2 - 11$ мВ; $\delta U_3 - 19$ мВ; $\delta U_4 - 27$ мВ; $\delta U_5 - 34$ мВ; $\delta U_6 - 40$ мВ; $\delta U_7 - 46$ мВ).

С учетом приведенных данных получают объяснение особенности ВАХ в длиннопериодной СР. В области малых напряжений ток обусловлен резонансным протеканием по нижним уровням в квантовых ямах, потенциал распределяется вдоль оси роста СР квазилинейно, а рассогласование уровней в соседних квантовых ямах компенсируется за счет естественной ширины этих уровней. Ток возрастает экспоненциально с полем, благодаря увеличению разности потенциалов на границе эмиттер – СР и росту инжекции из сильно легированной области эмиттера [5,7]. В полях, при которых рассогласование уровней начинает превышать ширину уровней ($U < 1,5$ В), линейное распределение потенциала становится неустойчивым и при $U = 1,55 - 1,59$ В в прианодной области возникает домен сильного электрического поля, в котором обеспечивается резонанс между основным (1) и первым возбужденным (2) уровнями в соседних квантовых ямах (домен типа 1-2). Одновременно регистрируется возникновение первой из линий фотолюминесценции, отвечающей этому домену. С увеличением напряжения происходит скачкообразное расширение области домена на соседние квантовые ямы, сопровождающееся появлением первой серии малых отрицательных дифференциальных проводимостей с периодом по напряжению, отвечающим разности энергий 1 и 2 уровней. При зарождении домена величина электрического тока стабилизируется (начало "плато" на ВАХ), так как стабилизируется напряженность поля в СР и на границе эмиттер – СР. Явление стабилизации тока обусловлено экранированием приложенного напряжения областью пространственного заряда на границе домена, при этом изменение напряжения на СР полностью обеспечивается расширением области домена. По мере роста напряжения и движения границы домена в сторону эмиттера компенсация становится неполной и ток вновь начинает возрастать (участок роста 1,6–2,2 В). При достижении доменом области эмиттера распределение потенциала вновь становится квазилинейным. В прианодной области зарождается новый домен типа 1-3. В спектре фотолюминесценции гаснет прежняя линия, возникает новая, а ВАХ переходит в область следующего "плато" (2,2–2,4 В) с новым периодом осцилляций отрицательных дифференциальных проводимостей, соответствующим энергетическому расстоянию между 2 и 3 уровнями в соседних квантовых ямах. И так далее. В целом зарегистрировано шесть таких ступеней, отвечающих доменам с резонансной структурой: 1-2, 1-3, 1-4, 1-5, 1-6, 1-7. Резкое гашение "старого" доменного пика при появлении нового в то время, как новый домен зани-

мает лишь малую часть объема СР, очевидно, является подтверждением того фактора, что зарождение нового домена происходит в прианодной части СР.

В пользу описанной картины резонансного туннелирования в длиннопериодной СР свидетельствуют также данные по наблюдению явления гистерезиса (бистабильности) в настоящих экспериментах. Возникновение токовой бистабильности в тех же полях, при которых регистрируется появление новой линии в спектре фотолюминесценции и переход ВАХ в область стабилизации тока с новым периодом малых отрицательных дифференциальных проводимостей осцилляций, позволяет полагать, что этот эффект, в отличие от наблюдаемого в случае двухбарьерных структур [8], по-видимому, определяется преимущественно встраиванием пространственного заряда в области границы между доменами и динамикой его распространения вместе с доменной границей по мере ее перемещения через последовательность квантовых ям СР.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (93-1704) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-06012).

-
1. *Physics and Applications of Quantum Wells and Superlattices*, Eds. E.E.Mendez and K.von Klitzing, NATO ASI Series, B: Physics vol.170, New York, Plenum Press.
 2. L.Esaki and L.L.Chang, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 495 (1974).
 3. K.K.Choi, B.F.Levine, R.J.Walker et al. *Phys. Rev.* **B35**, 4172 (1987).
 4. M.Helm, P.England, E.Colas et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 74 (1989).
 5. M.Helm, J.E.Golub, E.Colas et al., *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1356 (1990).
 6. H.T.Grahn, H.Schneider, and K. von Klitzing, *Phys. Rev.* **B41**, 2890 (1990).
 7. С.А.Стоклицкий, В.Н.Мурзин, Ю.А.Митягин и др., *Кр. сообщ. по физике ФИАН*, №9-10, 10 (1994).
 8. V.J.Goldman, D.C.Tsui, J.E.Cunningham et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1256 (1987).