

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Шевырин Андрей Анатольевич

**ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ И УПРУГИЕ СВОЙСТВА
ПОДВЕШЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР**

01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., в.н.с. Погосов Артур Григорьевич

Новосибирск – 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список основных обозначений:	4
ВВЕДЕНИЕ	5
Глава 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	12
1.1. Туннельный транспорт в одноэлектронных транзисторах	12
1.2. Баллистический транспорт в квантовых точечных контактах	18
1.3. Наноэлектромеханические системы на основе подвешенных наноструктур	24
Технология селективного травления	26
Наномеханические резонаторы	27
Методы возбуждения механических колебаний нанорезонаторов	34
Методы детектирования механических колебаний резонаторов	35
1.4. Электронный транспорт в подвешенных наноструктурах	37
Упругая блокада туннелирования в подвешенном одноэлектронном транзисторе	37
Подвешенный квантовый точечный контакт	40
Глава 2 ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	43
2.1. Изготовление экспериментальных образцов	43
2.2. Оборудование для низкотемпературных измерений	47
2.3. Методика измерений	49
Глава 3 ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СВОЙТЦВА НАНОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ, СОЗДАВАЕМЫХ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaAs/AlGaAs	52
3.1. Эйлеровская неустойчивость подвешенных наноструктур	52
Широкие нанопроволоки	53

Узкие нанопроволоки	62
3.2. Влияние механических колебаний на электронный транспорт в подвешенных наноструктурах	65
Выводы	77
Глава 4 ТУННЕЛЬНЫЙ ТРАНСПОРТ В ПОДВЕШЕННОМ ОДНОЭЛЕКТРОННОМ ТРАНЗИСТОРЕ	78
4.1. Кулоновская блокада в неподвешенном одноэлектронном транзисторе	78
4.2. Особенности электронного транспорта в подвешенном одноэлектронном транзисторе	83
Выводы	89
Глава 5 БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ПОДВЕШЕННОМ КВАНТОВОМ ТОЧЕЧНОМ КОНТАКТЕ	90
5.1. Электронный транспорт в неподвешенном квантовом точечном контакте	92
5.2. Особенности электронного транспорта в подвешенном квантовом точечном контакте	98
Выводы	110
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	111
СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	117

Список основных обозначений:

e – заряд электрона;

\hbar – постоянная Планка ($\hbar = h/2\pi$);

E_F – энергия Ферми;

m – эффективная масса электрона в арсениде галлия ($0,067 \times 9,1 \times 10^{-31}$ кг);

k_B – постоянная Больцмана;

E – модуль Юнга арсенида галлия;

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

В физике твердого тела, давно развивающейся и ставшей академической областью науки, относительно недавно появился новый объект исследования – так называемые наноэлектромеханические системы. Анализ существующих публикаций, посвященных этой тематике, позволяет сделать вывод о том, что эти системы интересны как для фундаментальной науки (в том числе и как искусственно созданные объекты, демонстрирующие квантово-механическое поведение), так и в плане перспективных практических приложений.

В работах, посвященных таким системам, как правило, исследуются наноразмерные механические резонаторы, колебания которых можно возбуждать и детектировать, используя электрофизические методы. Иными словами, помимо “электронных” степеней свободы наноэлектромеханические системы обладают также дополнительными, механическими степенями свободы. Как правило, между “электронными” и механическими степенями свободы в таких случаях существует “сцепка”, то есть физические механизмы, обеспечивающие взаимное влияние электронного транспорта и механических колебаний и перемещений.

Наноэлектромеханические системы создаются на основе различных материалов, таких как кремний и его соединения (SiN, SiC), металлы (золото, алюминий), углеродные нанотрубки, графен и единичные фуллерены. Наноэлектромеханические системы, создаваемые на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом, хотя и исследуются в настоящее время лишь немногими научными группами, представляют особый интерес. Электронный транспорт в низкоразмерных системах является на сегодняшний день одним из магистральных направлений в физике полупроводников, однако, как правило, в работах, посвященных этой тематике, исследуются системы на основе двумерного электронного газа, находящегося в массиве полупроводника. В то же время следует ожидать, что такие эффекты, как кулоновская блокада, баллистический электронный транспорт в квантовых точечных контактах, слабая

локализация, квантовый эффект Холла и другие транспортные явления в низкоразмерных системах будут демонстрировать интересные особенности, если их изучать в подвешенных, отделенных от подложки наноструктурах. С большой вероятностью такие подвешенные наноструктуры в дальнейшем можно будет использовать в качестве новых наноэлектромеханических устройств (и это уже было продемонстрировано на примере подвешенного одноэлектронного транзистора [1]). Вышеприведенные рассуждения показывают актуальность выбранной темы исследования. Однако, реализация прикладного потенциала таких устройств требует последовательного, детального изучения с фундаментальной точки зрения как особенностей электронного транспорта в подвешенных наноструктурах, так и их механических упругих свойств. На настоящее время подвешенные наноструктуры на основе гетеропереходов GaAs/AlGaAs изучены слабо; существуют лишь единичные работы, посвященные таким структурам.

Цели и задачи исследования

Целью работы являлось изучение особенностей туннельного и баллистического электронного транспорта в наноэлектромеханических системах, создаваемых на основе полупроводниковых мембран, содержащих гетероструктуры GaAs/AlGaAs, а также влияния на электронный транспорт в таких системах механических смещений и колебаний.

Для достижения указанных целей были поставлены и решены следующие задачи:

- 1) Изучение влияния упругих напряжений на механические свойства наноразмерных резонаторов, изготавливаемых на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, а также условий их механической устойчивости;
- 2) Изучение туннельного транспорта, ограниченного эффектом кулоновской блокады, в подвешенном одноэлектронном транзисторе. Выявление особенностей электронного транспорта в подвешенном одноэлектронном транзисторе путем

прямого экспериментального сравнения электрофизических характеристик подвешенных и неподвешенных экспериментальных образцов

3) Изучение баллистического транспорта в условиях квантования кондактанса в подвешенном квантовом точечном контакте. Выявление особенностей электронного транспорта в подвешенном квантовом точечном контакте путем прямого сравнительного эксперимента.

Научная новизна полученных результатов

Научная новизна полученных результатов обусловлена тем, что в ходе выполнения настоящей работы впервые:

1) продемонстрировано существенное влияние эйлеровской неустойчивости на высокоамплитудную, нелинейную динамику наноэлектромеханических систем, создаваемых на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs;

2) экспериментально показано, что отрыв квантовой точки одноэлектронного транзистора от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью, позволяет существенно увеличить его зарядовую энергию (до 170 К в температурных единицах);

3) экспериментально обнаружено явление упругой блокады туннелирования, обусловленной тем, что нанопроволока, содержащая квантовую точку подвешенного одноэлектронного транзистора, может изгибаться, причем туннелирование электронов сопровождается изменением величины изгиба;

4) экспериментально показано, что подвешенный квантовый точечный контакт является системой, демонстрирующей квантование кондактанса в условиях, когда электрон-электронное взаимодействие усилено за счет отделения подвешенной мембраны от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью. Показано, что такое усиление электрон-электронного взаимодействия приводит к появлению особенностей баллистического электронного транспорта в

подвешенном квантовом точечном контакте и, в частности, усиливает «0,7-аномалию».

Теоретическая и практическая значимость работы

На момент написания настоящей работы создание и изучение наноэлектромеханических систем является новой областью научных исследований. Научная значимость работы определяется тем, что в ней детально и последовательно изучаются фундаментальные закономерности функционирования наноэлектромеханических систем, создаваемых на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Можно ожидать, что ряд изученных особенностей в будущем ляжет в основу новых наноэлектромеханических устройств, что определяет практическую значимость проведенных исследований.

Методология и методы исследования

Предметом исследования являлись наноэлектромеханические системы, представляющие собой подвешенные наноструктуры, создаваемые на основе тонких проводящих полупроводниковых мембран из гетероструктур GaAs/AlGaAs.

В качестве основных **методов исследования** использовались

- 1) измерение кондактанса подвешенных наноструктур как функции напряжений на затворах и напряжения исток-сток и прямое экспериментальное сравнение результатов с результатами аналогичных измерений, проводимых на тех же самых экспериментальных образцах до подвешивания;
- 2) определение величины механических напряжений в подвешенных наноструктурах по величине и характеру их деформаций, в свою очередь, определяемых с помощью сканирующего электронного и атомно-силового микроскопов;

3) определение количественных и качественных характеристик механических колебаний подвешенных наноструктур путем детектирования изменения их кондактанса, вызванного этими колебаниями.

Положения, выносимые на защиту:

1. Подвешенные нанопроволоки с двумерным электронным газом, создаваемые на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, теряют механическую устойчивость при длинах, превышающих определенную критическую величину, что приводит к их изгибу. Критическая длина определяется исходными механическими напряжениями, обусловленными рассогласованием постоянных решетки арсенида галлия и твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$. В широких нанопроволоках возникают дополнительные механические напряжения, связанные с продуктами реакции селективного травления жертвенного слоя водным раствором плавиковой кислоты, приводящие к уменьшению критической длины. Для нанопроволок шириной порядка 450 нм при толщине 90 нм указанные дополнительные напряжения приводят к уменьшению критической длины приблизительно в 2,5 раза.

2. Подача переменного напряжения на планарный боковой затвор приводит к резонансному возбуждению механических колебаний подвешенных нанопроволок в направлении, перпендикулярном к поверхности подложки, причем такой способ допускает возбуждение высокоамплитудных, нелинейных колебаний. Механические колебания подвешенных нанопроволок приводят к многократному (как минимум, до 4 раз) изменению их кондактанса, что делает измерение кондактанса чувствительным способом детектирования колебаний. Подвешенные нанопроволоки, изогнутые вследствие потери ими механической устойчивости, демонстрируют нелинейный эффект уменьшения резонансной частоты при увеличении амплитуды их колебаний.

3. Отрыв квантовой точки одноэлектронного транзистора от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью позволяет существенно (как минимум, в 4 раза) увеличить его зарядовую энергию.
4. В одноэлектронном транзисторе с квантовой точкой, подвешенной на нанопроволоке, электронный транспорт ограничен не только эффектом кулоновской блокады, но также и дополнительной блокадой туннелирования («упругой блокадой»), возникающей вследствие того, что изменение числа электронов на квантовой точке сопровождается изменением величины изгиба нанопроволоки.
5. При подвешивании квантового точечного контакта сохраняется квантование его кондактанса и усиливается электрон-электронное взаимодействие в области сужения двумерного электронного газа вследствие отрыва от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью. В результате подвешивания становится более выраженным дополнительное, нецелочисленное плато квантования кондактанса при его значениях, близких к $0,7 \times 2e^2/h$ («0,7-аномалии»), где e - заряд электрона, h - постоянная Планка, что подтверждает теоретические представления о природе «0,7-аномалии», связанной с электрон-электронным взаимодействием.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 6 статей в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК, а также 9 работ в сборниках тезисов российских и международных конференций. Полный список публикаций приведен в конце работы.

Личный вклад автора в работу заключался в участии в постановке целей и задач исследования, проектировании и контроле изготовления экспериментальных образцов, проведении экспериментов и подготовке экспериментальной установки (включая изготовление и проектирование некоторых из ее узлов и автоматизацию измерений), анализе и интерпретации экспериментальных данных, написании

научных статей и тезисов конференций, а также представлении полученных результатов на научных семинарах и конференциях.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем диссертации составляет 127 страниц, включая 36 рисунков и список литературы из 95 наименований.

Глава 1

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Туннельный транспорт в одноэлектронных транзисторах

Базовый для одноэлектронных транзисторов эффект кулоновской блокады был впервые исследован советскими физиками Авериным и Лихаревым в 1986 году [2]. Одноэлектронный транзистор (см. рисунок 1.1) отличается от обычного полевого транзистора наличием в канале проводимости островка (который мы в дальнейшем будем называть квантовой точкой), отделенного от стока и истока туннельными барьерами. Островок может заряжаться, что при определенных условиях приводит к блокированию туннельного тока из-за кулоновского отталкивания электронов от островка. Это явление называется кулоновской блокадой. Проходит ток через островок или нет – определяется напряжением между стоком и истоком, а также напряжением на третьем, затворном электроде. Чтобы добавить к уже локализованным на островке N электронам еще один, $N+1$ -ый, необходимо преодолеть кулоновское отталкивание. Энергия, необходимая для дозарядки островка, называется зарядовой энергией и является важнейшей характеристикой одноэлектронного транзистора. Если величина зарядовой энергии мала и перекрывается температурой, то одноэлектронный транзистор работать не будет. Если же зарядовая энергия достаточно велика, чтобы транзистор был работоспособен при заданной температуре, то эффект кулоновской блокады позволяет контролировать заряд островка с точностью до одного электрона, используя только лишь электрофизические методы.

Помимо кулоновской блокады в одноэлектронных транзисторах наблюдается также эффект одноэлектронного туннелирования, заключающийся в том, что при определенных условиях электроны проходят через островок исключительно поодиночке. Заряд островка при этом периодически меняется от N до $N+1$ электронов. Если “обычное” протекание электрического тока через проводник сравнивать с течением воды по трубе большого сечения, то

одноэлектронное туннелирование в этом смысле похоже на капание воды из крана [3]. Простую и доступную теорию, а также экспериментальный обзор работ, посвященных этому явлению можно найти в [4] и [5].

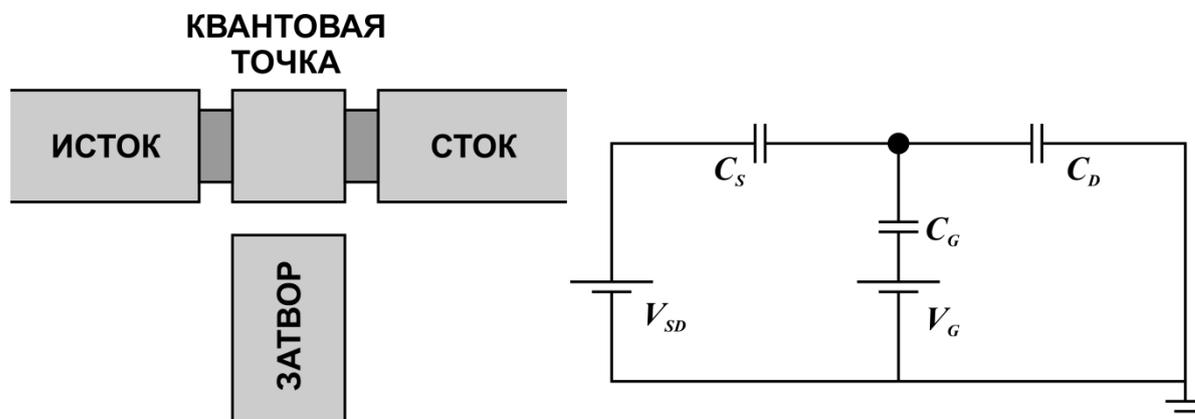


Рисунок 1.1. Схематичное изображение одноэлектронного транзистора (слева) и эквивалентной электрической схемы (справа)

Для изучения процессов туннелирования электронов рассмотрим энергетическую диаграмму образца (см. рисунок 1.2). При достаточно низких температурах электроны заполняют энергетические уровни в электронных резервуарах вплоть до уровней электрохимических потенциалов стока μ_s и истока μ_d , подчиняясь статистике Ферми-Дирака, причем

$$\mu_s - \mu_d = -eV_{SD}, \quad (1.1)$$

где V_{SD} - напряжение, приложенное между истоком и стоком.

Электронный спектр в этих областях непрерывный. Предположим, что на квантовой точке локализовано N электронов. Одноэлектронные уровни энергии в квантовой точке дискретны с характерным расстоянием между уровнями ΔE , причем самый верхний уровень энергии совпадает с уровнем электрохимического потенциала квантовой точки $\mu_{dot}(N)$. Ток, текущий через образец, подчиняется простому правилу: ток (не) идет через образец, если в энергетическом зазоре между μ_s и μ_d (не) существуют свободные уровни энергии электрона, локализованного на квантовой точке.

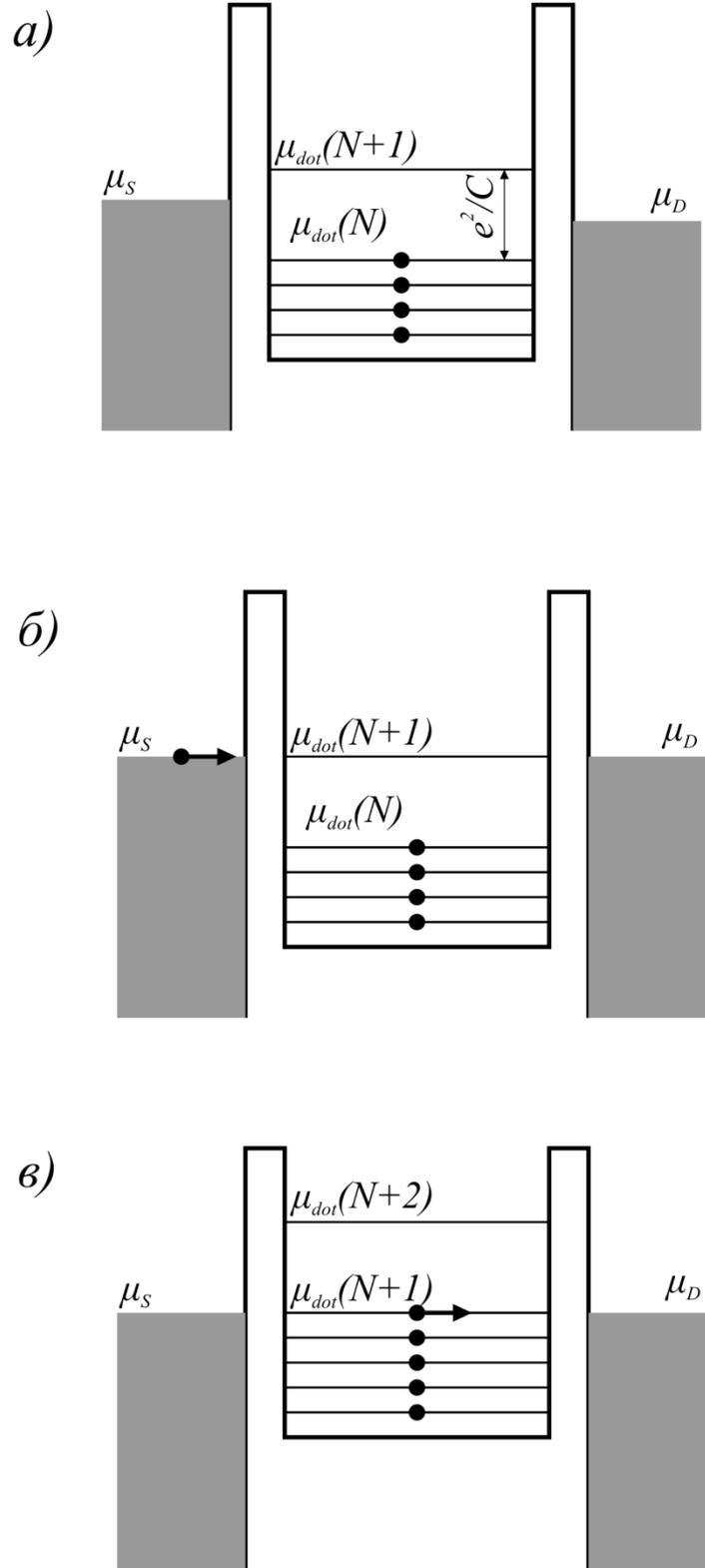


Рисунок 1.2. Энергетическая диаграмма образца. а) Режим кулоновской блокады. б) Режим прохождения тока: электрон туннелирует с истока на квантовую точку; в) туннелирование с квантовой точки на сток

По определению электрохимического потенциала

$$\mu_{dot}(N) = E(N) - E(N-1), \quad (1.2)$$

где $E(N)$ – энергия системы, содержащей N взаимодействующих электронов на квантовой точке. Энергию системы можно представить как

$$E(N) = \sum_i E_i^{(0)} + U(N), \quad (1.3)$$

где $E_i^{(0)}$ – энергия i -го электрона в приближении невзаимодействующих частиц, $U(N)$ – энергия электростатического взаимодействия электронов. Тогда

$$\mu_{dot}(N) = U(N) - U(N-1) + E_N. \quad (1.4)$$

По определению,

$$U(N) = \int_0^{-Ne} \varphi(q) dq, \quad (1.5)$$

где $\varphi(q)$ – электростатический потенциал квантовой точки. При его вычислении будем считать, что емкость квантовой точки C не зависит от ее заряда. Пользуясь эквивалентной электрической схемой (см. рисунок 1.1), получаем

$$\varphi(q) = \frac{q}{C} + \frac{C_g V_g + C_s V_{sd}}{C}, \quad (1.6)$$

где $C = C_s + C_d + C_g$. Подставляя (1.6) в (1.5), получаем выражение для энергии взаимодействия

$$U(N) = \frac{(Ne)^2}{2C} - Ne \frac{C_g V_g + C_s V_{sd}}{C} \quad (1.7)$$

и для электрохимического потенциала (подставляя полученное выражение в (2.1))

$$\mu_{dot}(N) = E_N + \frac{(N-1/2)e^2}{C} - e \frac{C_g V_g + C_s V_{sd}}{C}. \quad (1.8)$$

При фиксированных V_g и V_{sd}

$$\mu_{dot}(N+1) - \mu_{dot}(N) = \Delta E + \frac{e^2}{C}, \quad (1.9)$$

т.е. первый свободный уровень энергии отстоит от последнего занятого на величину, называемую энергией зарядки $E_C = e^2/C$ или кулоновской щелью (см. рисунок 1.2). При всех дальнейших рассуждениях будем предполагать, что расстояние между уровнями энергии невзаимодействующих электронов мало по сравнению с энергией зарядки: $\Delta E \ll \frac{e^2}{C}$. Для плоской квантовой точки с характерным линейным размером L расстояние между уровнями оценивается следующим образом: $\Delta E \approx \frac{1}{2} \frac{\hbar^2 \pi^2}{mL^2}$ где m - эффективная масса в массиве полупроводника. Применительно к используемой в данной работе квантовой точке эта оценка дает: $\Delta E \approx 9 \cdot 10^{-6}$ мкэВ.

Пусть для определенности $\mu_s > \mu_d$, т.е. $V_{sd} < 0$. Если $\mu_s > \mu_{dot}(N+1)$, то электрон может протуннелировать с истока на квантовую точку, в результате чего произойдет изменение потенциала точки и сдвиг уровней энергии. Таким образом, ток пойдет через образец, и число электронов на точке будет чередоваться: Если же $\mu_d < \mu_{dot}(N)$, то ситуация будет аналогичной, но число электронов будет другим. Условия кулоновской блокады или, иными словами, равенства нулю кондактанса квантовой точки, выражаются следующим образом:

$$\mu_s < \mu_{dot}(N+1), \quad \mu_d > \mu_{dot}(N). \quad (1.10)$$

Используя (1.8) и (1.1), получаем:

$$\begin{aligned} e \frac{C_G}{C} V_G + e \frac{C_S}{C} V_{SD} > E_N - \mu_d + (N-1/2) \frac{e^2}{C} \\ e \frac{C_G}{C} V_G + e \left(\frac{C_S}{C} - 1 \right) V_{SD} < E_{N+1} - \mu_d + (N+1/2) \frac{e^2}{C} \end{aligned} \quad (1.11)$$

при $V_{sd} < 0$. Аналогично:

$$\begin{aligned} e \frac{C_G}{C} V_G + e \frac{C_S}{C} V_{SD} < E_{N+1} - \mu_d + (N+1/2) \frac{e^2}{C} \\ e \frac{C_G}{C} V_G + e \left(\frac{C_S}{C} - 1 \right) V_{SD} > E_N - \mu_d + (N-1/2) \frac{e^2}{C} \end{aligned} \quad (1.12)$$

при $V_{sd} > 0$

Полученные уравнения описывают в плоскости (V_g, V_{sd}) область, ограниченную параллелограммом. Рассматривая также ситуации, когда на квантовой точке локализовано $N + 1, N + 2 \dots$ электронов, можно получить серию таких параллелограммов, в литературе называемых ромбами кулоновской блокады (см. рисунок 1.3). Размер ромбов по напряжению сток-исток будет составлять $2 \frac{e}{C}$, а по затворному напряжению $\frac{e}{C_g}$. Тангенсы углов наклона прямых, ограничивающих ромбы, будут равны $-\frac{C_g}{C}$ и $\frac{C_g}{C-C_s}$. Каждый ромб соответствует определенному числу электронов, локализованных на точке.

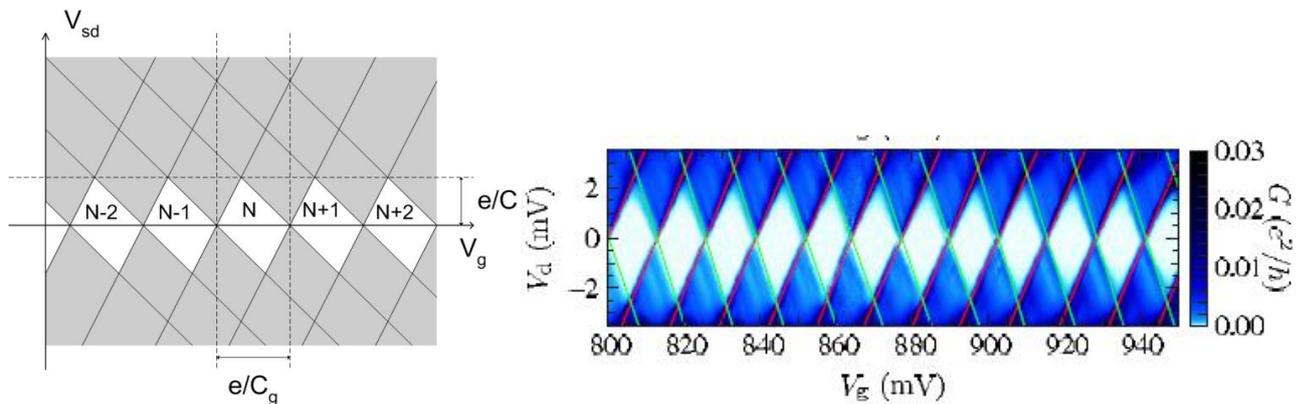


Рисунок 1.3. “Ромбы” кулоновской блокады [6]

Рассмотрим условия, при которых можно наблюдать кулоновскую щель. Ток, проходящий через образец, можно оценить как

$$I \approx \frac{e}{\tau}, \quad (1.13)$$

где τ - характерное время туннелирования электрона. Соотношение неопределенностей Гейзенберга гласит:

$$\Gamma \tau \sim h, \quad (1.14)$$

где Γ - естественная ширина электронного уровня. Для наблюдения кулоновской блокады необходимо, чтобы размазка уровня была много меньше величины кулоновской щели:

$$\frac{\Gamma}{e^2/c} \ll 1. \quad (1.15)$$

Кондактанс образца есть

$$G = \frac{I}{V} \approx \frac{e c}{\tau e} \approx \frac{e^2}{h} \frac{\Gamma}{e^2/c}. \quad (1.16)$$

Таким образом, кондактанс образца должен составлять величину, много меньшую кванта кондактанса:

$$G \ll \frac{e^2}{h}. \quad (1.17)$$

1.2. Баллистический транспорт в квантовых точечных контактах

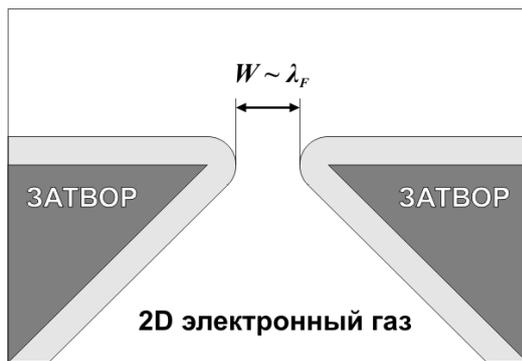


Рисунок 1.4. Схематичное изображение квантового точечного контакта

Квантовым точечным контактом [7] называют сужение электронного газа, имеющее размеры порядка фермиевской длины волны электрона λ_F , соединяющее две широкие области – исток и сток (см. рисунок 1.4). В настоящей работе будут обсуждаться такие сужения в двумерном электронном газе. Вблизи сужения располагают затворы, управляющие его сопротивлением. Если характерные размеры сужения составляют величины, много меньшие длины свободного пробега электрона, то такое сужение называют также баллистическим микроконтактом. В 1988 году двумя независимыми научными группами [8], [9] было экспериментально обнаружено, что при изменении величины напряжений, подаваемых на затворы, величина дифференциального кондактанса такого баллистического безотражательного сужения квантуется и составляет величину

$$G = N \times \frac{2e^2}{h}, \quad (1.18)$$

где $N = 0, 1, 2, \dots$, e – заряд электрона, h – постоянная Планка.

Величина $G_Q = 2e^2/h$, называемая квантом кондуктанса, определяется только значениями фундаментальных констант и не зависит ни от геометрических, ни от каких-либо других особенностей конкретного экспериментального образца.

В большинстве экспериментальных работ сужения двумерного электронного газа создаются с помощью металлического затвора, состоящего из двух частей (расщепленного затвора), между которыми оставляют щель (см. рисунок 1.4). Путем подачи на затвор отрицательного напряжения, ниже лежащий двумерный электронный газ обедняют, оставляя узкий проводящий канал. Также сужения в двумерном электронном можно создавать путем вытравливания «траншей», ограничивающих область квантового точечного контакта. Роль затворов в таких случаях выполняют области такого же двумерного электронного газа, электрически изолированные от областей истока и стока. Исследуемые в рамках настоящей работы квантовые точечные контакты создавались вторым, реже используемым способом.

Вкратце поясним формулу (1.18). Если характерные поперечные размеры сужения составляют величину порядка фермиевской длины волны электрона, то энергия, связанная с поперечным движением электрона квантуется и суммарную энергию электрона можно выразить как

$$E = E_k + \frac{p_x^2}{2m}. \quad (1.19)$$

Иными словами, образуются одномерные подзоны поперечного размерного квантования, донья которых соответствуют энергии E_k , а энергия продольного движения электрона не квантуется. Предположив, что между областями истока и

стока приложена разность электрохимических потенциалов $\Delta\mu_{SD} = eV_{SD}$, вклад в ток от каждой из подзон размерного квантования можно выразить как

$$I_k = ev_x D(E_F) \Delta\mu_{SD} / 2, \quad (1.20)$$

где $D(E_F) = \frac{\Theta(E_F - E_k)}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{2m}{E_F - E_k}}$ – плотность состояний в данной конкретной подзоне на уровне Ферми, $\Theta(E)$ – функция Хевисайда. Групповую скорость движения электронов на уровне Ферми можно выразить как $v_x = \sqrt{2m(E_F - E_k)}$. Подставляя эти величины в (1.20), получаем вклад в ток от каждой из подзон

$$I_k = \Theta(E_F - E_k) \times \frac{2e^2}{h} V_{SD}. \quad (1.21)$$

Суммарный же ток от всех подзон будет выражаться как

$$I = N \frac{2e^2}{h} V_{SD}, \quad (1.22)$$

где N – число подзон, донья которых лежат ниже уровня Ферми. Дифференцируя это выражение по V_{SD} , получаем уравнение (1.18).

Зачастую в эксперименте наблюдаются отклонения от формулы (1.18). Одной из причин этих отклонений является то, что транспорт в квантовом точечном контакте не является безотражательным. Если для электрона, движущегося из области истока в область стока, существует ненулевая вероятность рассеяния из одной моды поперечного квантования в другую моду, а также вероятность отражения назад при прохождении квантового точечного контакта, то кондактанс выражается формулой Ландауэра для случая двухконтактной области [10],

[11]

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{n,m=1}^N |t_{nm}|^2, \quad (1.23)$$

где t_{nm} - амплитуда вероятности рассеяния из подзоны с номером m с одной стороны квантового точечного контакта в подзону с номером n с другой стороны.

Во многих экспериментальных работах, помимо ступеней кондактанса, описываемых формулой (1.18), наблюдаются также дополнительные ступени при значениях кондактанса, некратных $2e^2/h$, среди которых наиболее известной является так называемая «0.7-аномалия» [12]. В настоящее время природа «0.7-аномалии» является темой множества работ, посвященных квантовым точечным контактам. Доминирующими гипотезами, предсказывающими ее появление, являются гипотеза о спонтанной спиновой поляризации [13] и гипотеза об эффекте Кондо [14].

В рамках настоящей работы подробно эти модели рассматриваться не будут, поскольку выявление природы «0.7-аномалии» не является целью работы. Однако, важно подчеркнуть тот общепризнанный факт, что «0.7-аномалия» и связанные с ней особенности не описываются в рамках одночастичной модели и появляются благодаря многочастичным эффектам электрон-электронного взаимодействия [12].

Другим важным проявлением электрон-электронного взаимодействия в квантовых точечных контактах, о котором следует упомянуть, является образование так называемого вигнеровского кристалла, то есть пространственного упорядочения электронов в виде одномерной кристаллической решетки [15]. Такое упорядочение становится возможным в том случае, когда характерный масштаб кинетической энергии движения электрона T составляет величину, много меньшую характерной потенциальной энергии кулоновского взаимодействия с ближайшими соседями U_{e-e} . Последняя может быть записана в виде

$$U_{e-e} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{e-e}} = \frac{e^2 n_{1D}}{4\pi\epsilon\epsilon_0}. \quad (1.24)$$

Кинетическая же энергия электронов для одномерного случая может быть выражена как

$$T = \frac{n_{1D}^2 \pi^2 \hbar^2}{8m}. \quad (1.25)$$

Таким образом, условие $T \ll U_{e-e}$ может быть записано в виде

$$n_{1D} \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} \ll 1 \quad (1.26)$$

или

$$n_{1D} a_B \ll 1, \quad (1.27)$$

где $a_B \approx 10.3$ нм – эффективный боровский радиус для арсенида галлия.

Таким образом, несмотря на то, что при увеличении концентрации электронов и их сближении сила и энергия их кулоновского взаимодействия увеличиваются, образования вигнеровского кристалла в одномерном случае следует ожидать при малых концентрациях электронов.

На данный момент существует лишь небольшое число работ, в которых сообщается об экспериментальном наблюдении вигнеровской кристаллизации. Так, например, образование двумерного вигнеровского кристалла наблюдалось в 1979 году [16] в двумерном электронном газе на поверхности жидкого гелия путем детектирования высокочастотных резонансов. В 2008 году в работе [17] сообщалось об экспериментальном обнаружении одномерной вигнеровской кристаллизации в подвешенной углеродной нанотрубке. В этой работе вывод об образовании вигнеровского кристалла был сделан на основе анализа особенностей кулоновской блокады.

В 2009 году в работах [18], [19] сообщалось о косвенном экспериментальном подтверждении вигнеровской кристаллизации в квантовом точечном контакте, изготовленном на основе двумерного электронного газа в

гетероструктуре GaAs/AlGaAs. Такое подтверждение было получено на основании того, что при определенных условиях первая ступень квантования кондактанса, соответствующая $2e^2/h$, переставала быть наблюдаемой, что интерпретировалось как трансформация одномерного вигнеровского кристалла в квазиодномерную зигзагообразную структуру (переход “струна-зигзаг”), в свою очередь, распадающуюся на два связанных параллельных ряда.

Такое преобразование, согласно теории [15], становится энергетически более выгодным, чем линейное одномерное упорядочение электронов, когда потенциальная энергия кулоновского взаимодействия электронов

$$\frac{e^2}{8\pi\epsilon\epsilon_0} \sum_{k \neq l} \frac{1}{|\vec{r}_k - \vec{r}_l|} \quad (1.28)$$

становится сравнимой с потенциальной энергией электронов в сужении

$$\frac{m\Omega^2}{2} \sum_k y_k^2, \quad (1.29)$$

где Ω – частота, соответствующая колебаниям в ограничивающем потенциале. В этом случае геометрия вигнеровского кристалла определяется безразмерной одномерной концентрацией электронов $\nu = n_{1D}r_0$, где $r_0 = \sqrt[3]{e^2/2\pi\epsilon\epsilon_0 m\Omega^2}$ является единственным характерным масштабом размерности длины в задаче. Согласно теории [15], переход “струна-зигзаг” происходит при критическом значении безразмерной концентрации электронов $\nu_c = 0.78$.

В экспериментальных работах [18] и [19] это условие удовлетворялось за счет того, что потенциал одномерного сужения делался мелким и слабым, то есть, за счет уменьшения потенциальной энергии электронов, а не за счет увеличения энергии электрон-электронного взаимодействия. Для этого использовалась особая конфигурация металлических затворов, а именно, поверх расщепленного затвора, задающего границы одномерного сужения, наносился еще один затвор, покрывающий саму область сужения и определяющий концентрацию электронов.

При этом расщепленный затвор отделялся от верхнего затвора изолирующим слоем полиметилметакрилата.

Следует, однако, отметить, что металлический затвор, расположенный вблизи сужения, уменьшает энергию электрон-электронного взаимодействия за счет взаимодействия электронов в сужении с зарядами своих изображений [15]. В настоящей же работе (см. главу 4) показывается, что энергию электрон-электронного взаимодействия можно увеличить, используя подвешенный квантовый точечный контакт, за счет ограничения электрического поля в подвешенной мембране, материал которой обладает большой диэлектрической проницаемостью $\epsilon=13$. При этом описанного выше ослабления электрон-электронного взаимодействия удастся избежать, поскольку металлические затворы в настоящей работе не применяются.

1.3. Нанoeлектромеxанические системы на основе подвешенных наноструктур

В настоящее время **микроэлектромеxанические** системы стали частью многих приборов, выполняя в них функции акселерометров, поворотных зеркал, гироскопов, датчиков давления, элементов, управляющих потоками жидкостей и газов и т.д. С учетом того, что современная полупроводниковая технология позволяет создавать структуры с субмикронными размерами, совершенно естественным стало то, что недавно в науке появилась новое направление – исследование нанoeлектромеxанических систем [20].

Под нанoeлектромеxаническими системами мы будем понимать искусственно созданные физические объекты, хотя бы один из размеров которых является субмикронным, способные совершать механические перемещения и/или колебания под непосредственным действием электромагнитного сигнала, совмещенные с детектором, столь же непосредственно преобразующим эти перемещения и/или колебания обратно в электромагнитный сигнал.

Следует подчеркнуть, что переход от микро- к нанoeлектромеханическим системам не сводится к простому масштабированию, поскольку он влечет за собой не только изменение технологии изготовления, но и появление ряда физических особенностей.

Во-первых, такие особенности проявляются в электронном транспорте, поскольку характерные размеры систем становятся сравнимы с характерными длинами, такими, как длина свободного пробега носителей заряда, де-бройлевская длина волны электрона и т.д.

Во-вторых, уменьшение размеров приводит к пропорциональному уменьшению соответствующих длин волн, описывающих резонансные механические колебания систем, а, следовательно, к обратно пропорциональному увеличению собственных частот таких колебаний. Увеличение резонансных частот механических колебаний представляет интерес не только с точки зрения перспективных практических приложений, но и с точки зрения фундаментальной науки. При соблюдении условия сравнимости энергии кванта $h\nu$, соответствующего механическим колебаниям с частотой ν (где $h = 6,62 \times 10^{-34}$ Дж \times с - постоянная планка) и температурной энергии $k_B T$ (где $k_B = 1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К - постоянная Больцмана), соответствующей температуре T , не только электронный транспорт, но и механическое поведение таких систем будет требовать квантового описания [21], [25]. Температуре 300 К в этом смысле соответствует частота $\nu \approx 6,3$ ТГц. К настоящему моменту существуют работы, в которых сообщается о создании наномеханических резонаторов с частотой собственных механических колебаний более 1 ТГц [26] (что соответствует температуре около 50 мК, вполне достижимой в физическом эксперименте).

В-третьих, уменьшение размеров приводит к многократному уменьшению массы наномеханических резонаторов, что, с одной стороны, уменьшает энергопотребление устройств на их основе, и с другой – делает их резонансные частоты чувствительными к присоединенной массе. Последний факт является

предпосылкой к тому, что на основе наномеханических резонаторов можно создавать весьма чувствительные масс-спектрометры, не требующие ионизации частиц, массу которых необходимо измерить. К примеру, в работе [27] было продемонстрировано, что наномеханический резонатор чувствителен к частицам, имеющим массу до центограммов.

Технология селективного травления

Как известно, скорость травления полупроводниковых материалов агрессивными средами может на несколько порядков отличаться для разных веществ [28]. В таких случаях травление называется селективным. Это открывает перспективы создания наноструктур, оторванных от подложки путем селективного травления так называемого жертвенного слоя, первоначально отделяющего собственно наноструктуру от подложки.

При изготовлении наноэлектромеханических систем с использованием метода селективного травления выращивается многослойная гетероструктура, один из слоев которой травится существенно быстрее других (жертвенный слой). Ярким примером пары материалов, к которым применимо селективное травление, является GaAs/AlAs (скорость травления арсенида алюминия плавиковой кислотой примерно в 10^7 раз выше, чем арсенида галлия [29]). Затем, после задания латеральной геометрии наноструктура погружается в водный раствор плавиковой кислоты, в результате чего жертвенный слой вытравливается вблизи “окон”, вскрытых литографией, а слои, находящиеся над жертвенным, оказываются подвешенными над подложкой.

Первая работа, в которой сообщалась о высокой селективности травления слоев арсенида алюминия в гетероструктурах GaAs/AlAs, датируется 1978 годом [29]. Авторами этой работы являются японские исследователи Канагай, Сугимото и Такахаши. Технология селективного травления использовалась ими для получения тонких арсенид-галлиевых пленок, применяемых в качестве ячеек для солнечных батарей. В дальнейшем существенный вклад в развитие и

исследование технологии селективного травления внес американский исследователь Яблонович [30].

Одной из проблем, с которыми сталкиваются, применяя технологию селективного травления, является прилипание к подложке и разрушение подвешенных наноструктур под действием капиллярных сил, возникающих при сушке после селективного травления. В том случае, когда влияние этого эффекта является существенным, то есть в случае наноструктур с большими размерами, необходимо использовать так называемую сверхкритическую сушку. Сначала травитель, в который погружен образец, замещается на воду. Затем при высоком давлении вода замещается жидким диоксидом углерода, который переводится в сверхкритическое состояние путем изменения давления и температуры. После этого сверхкритическое вещество переводится в газообразное состояние и одновременно эвакуируется из камеры повышенного давления. В тех случаях, когда длина подвешиваемых наноструктур мала (это верно для описываемых в настоящей работе экспериментальных образцов), сверхкритическая сушка оказывается необязательной.

Наномеханические резонаторы

Основными элементами большинства наноэлектромеханических систем, изучению которых посвящены существующие работы, являются механические резонаторы, поперечные размеры которых составляют величины, меньшие одного микрона. Продольный размер таких резонаторов, как правило, составляет величины порядка нескольких микрон. Существует несколько типичных видов таких резонаторов; выбор их геометрии определяется типом механических колебаний, которые планируется возбуждать. Первый из них – это проволока, оба конца которой являются закрепленными [31]–[35] (возбуждаются изгибные колебания). Второй – проволока с одним заделанным концом и свободным вторым (кантиливер, возбуждаются изгибные колебания) [36]. Третий – крутильный резонатор [37].

Рассмотрим для примера, чем определяются собственные частоты механических колебаний резонатора наиболее часто используемого типа – с двумя заделанными краями. Предположим, что такой резонатор можно считать тонким стержнем, в том смысле, что его поперечные размеры составляют величины, много меньшие длины. Также будем предполагать, что в состоянии покоя механические напряжения в стержне отсутствуют. Смещение резонатора от положения равновесия $w(x,t)$ как функция координаты вдоль оси стержня x и времени t удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению [38]

$$\rho t W \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} = 0, \quad (1.30)$$

с граничными условиями

$$w(\pm L/2) = 0, \quad w'(\pm L/2) = 0, \quad (1.31)$$

где E - модуль Юнга материала резонатора, $I = Wt^3/12$ - момент инерции поперечного сечения относительно оси, перпендикулярной стержню и направлению изгиба, ρ - плотность материала стержня, t, W и L - толщина, ширина и длина стержня, соответственно.

Будем искать решение в виде $w(x,t) = u(x) \cos(\omega t)$ в предположении линейных колебаний. Подстановка этого решения в (1.30) дает следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = \frac{12\rho\omega^2}{Et^2} u \quad (1.32)$$

Общее его решение имеет вид

$$u = A \cos(kx) + B \sin(kx) + C \cosh(kx) + D \sinh(kx), \quad (1.33)$$

где

$$k = \sqrt[4]{\frac{12\rho\omega^2}{Et^2}} \quad (1.34)$$

Несложно показать, что для удовлетворения граничных условий (1.31) должно соблюдаться условие

$$\cos(kL)\cosh(kL) = 1. \quad (1.35)$$

Уравнение (1.35) без труда решается численно, и из полученных решений можно вычислить ряд собственных частот колебаний резонатора, как

$$f_i = \omega_i / 2\pi = \alpha_i \sqrt{E/\rho} \frac{t}{L^2}. \quad (1.36)$$

Для наименьшей из этих частот (соответствующей изгибным колебаниям с формой стержня симметричной относительно центра) $\alpha_0 = 1,027$. Прочие значения α_i можно найти в [39].

Продольное напряжение растяжения увеличивает значения собственных частот механических колебаний резонаторов (ярким тому примером является увеличение частоты звука, издаваемого гитарной струной, при ее натяжении). При этом также увеличивается значение добротности механических колебаний [40]. Значение наименьшей из собственных частот при этом дается следующим выражением [41]

$$f(\sigma) = f_0 \sqrt{1 + \frac{T L^2}{40,8 E I}}. \quad (1.37)$$

Примерами таких натянутых наномеханических резонаторов являются резонаторы на основе нитрида [42], [43] и карбида кремния [44]. В работе [40] показывается, что гетероструктуры GaAs/AlGaAs также могут быть модифицированы таким образом, чтобы создаваемые на их основе резонаторы были натянутыми. Для этого поверх подложки выращивается сверхрешеточный буфер, содержащий индий, на верхней границе которого происходит частичная релаксация напряжений. Поверх сверхрешеточного буфера выращивается жертвенный слой и слои, из которых в дальнейшем будет состоять резонатор, не содержащие индий и потому натянутые.

В случае, когда наномеханический резонатор, напротив, подвержен действию сжимающей силы, его собственные частоты уменьшаются с ростом величины этой силы. Кроме того, если величина сжимающей силы превышает определенное критическое значение, то прямое положение резонатора становится положением неустойчивого равновесия, и тот изгибается (явление эйлеровской неустойчивости, Euler buckling instability). Действительно, уравнение равновесия таких стержней можно получить из условия равенства нулю суммарной силы и суммарного момента сил, действующих на бесконечно малый участок стержня, в следующем виде [38]:

$$EI \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + T \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0 \quad (1.38)$$

где E - модуль Юнга материала, из которого состоит стержень, I - момент инерции поперечного сечения стержня, T - величина продольной сжимающей силы, действующей на стержень.

Общее решение уравнения (1.38) записывается в виде

$$w(x) = A + Bx + C \cos\left(\sqrt{\frac{T}{EI}}x\right) + D \sin\left(\sqrt{\frac{T}{EI}}x\right) \quad (1.39)$$

В случае граничных условий для заделанных краев стержня (1.31) при малых величинах сжимающей силы существует единственное – нулевое частное решение уравнения (1.39). Однако, при достижении критической величины сжимающей силы, определяемой как

$$T_{cr} = (2\pi / L)^2 EI \quad (1.40)$$

появляется еще одно частное решение вида

$$w(x) = w(0) \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi}{L}x\right)}{2} \quad (1.41)$$

Нетрудно показать, что при этом нулевое решение описывает положение неустойчивого равновесия. При дальнейшем увеличении сжимающей силы условия равновесия описываются следующим уравнением с граничными условиями (1.31) [45]:

$$EI \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \left[T - \frac{EtW}{2L} \int_0^L \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 dx \right] \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0 \quad (1.42)$$

Ненулевое решение этого уравнения также выражается как (1.41). Подставляя это решение в уравнение (1.42), можно получить следующее условие

$$T - \frac{\pi^2}{4} \frac{w^2(0)}{L^2} EtW = \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 EI, \quad (1.43)$$

и, подставляя в (1.43) выражение для величины сжимающей силы в виде,

$$T = EWt \frac{\Delta a}{a}, \quad (1.44)$$

соответствующем рассогласованию постоянных решетки и величине деформации $\frac{\Delta a}{a}$ – получить выражение, описывающее величину изгиба.

$$w^2(0) = \frac{4L^2}{\pi^2} \frac{\Delta a}{a} - \frac{4}{3} t^2 \quad (1.45)$$

Найти собственные частоты колебаний нанопроволок, изогнутых вследствие потери механической устойчивости, можно получить, решая интегрально-дифференциальное уравнение [45]

$$\rho t W \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \left[T - \frac{EtW}{2L} \int_0^L \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 dx \right] \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0 \quad (1.46)$$

с граничными условиями в виде (1.31). Алгоритм решения этого дифференциального уравнения достаточно подробно описан в [45] и здесь приводиться не будет.

Явление эйлеровской неустойчивости может быть использовано для определения величины механических напряжений в тонких слоях (“microbridges test”) [46] путем изготовления на их основе массивов подвешенных проволок различной длины и одинаковых в поперечном сечении и анализа их формы на основе (1.40) и (1.45).

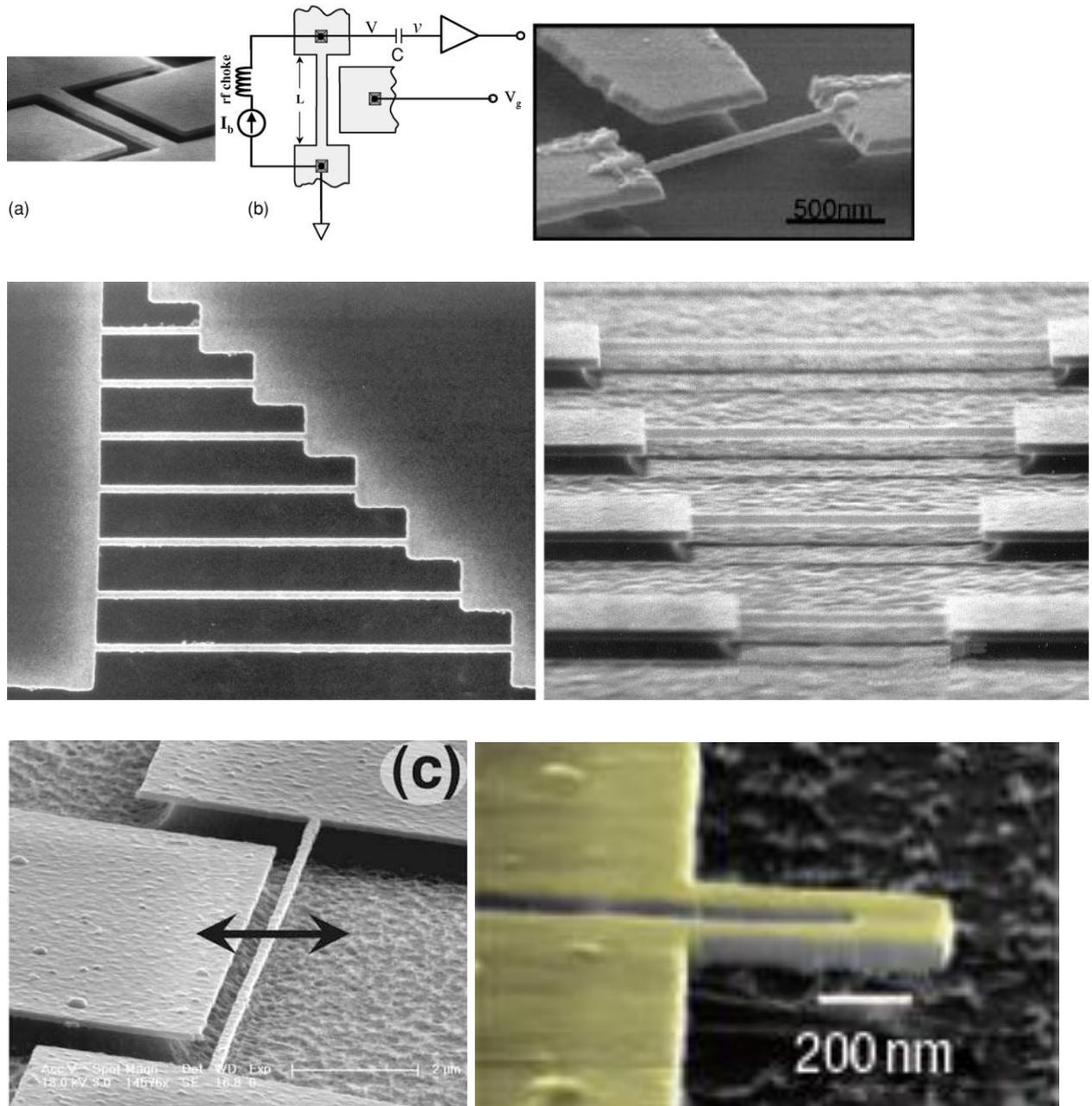


Рисунок 1.5. Изгибные нанорезонаторы на основе нанопроволок с заделанными концами и кантилеверов [31]-[35]

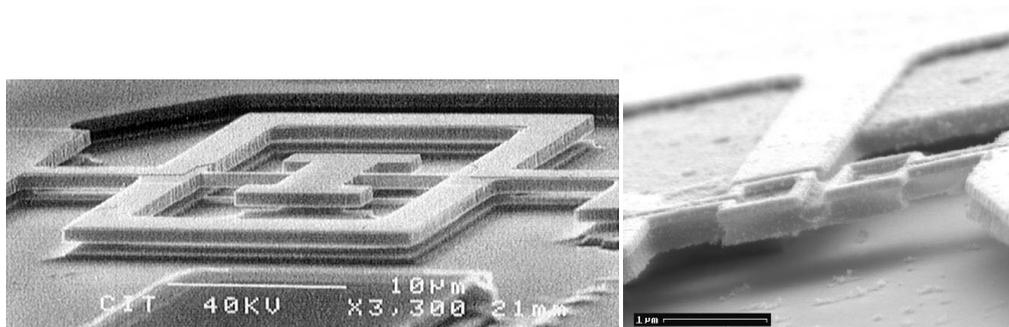


Рисунок 1.6. Крутильные резонаторы [37].

Методы возбуждения механических колебаний нанорезонаторов

Наиболее часто используемыми в работах [47] методами возбуждения механических колебаний наноразмерных резонаторов являются емкостное возбуждение [48]-[50] и возбуждение за счет магнитодвижущей силы [33], [34], [51]. В первом случае вблизи резонатора располагается затворный электрод, на который подается сумма переменного высокочастотного сигнала и постоянного напряжения $V_{RF} \cos(\omega t) + V_G$. Как правило, при этом $V_{RF} \ll |V_G|$. Затвор и проводящий резонатор образуют конденсатор с емкостью C_G и, если потенциал резонатора положить равным нулю, на него со стороны затвора будет действовать сила $F \approx C_G (V_{RF} \cos(\omega t) + V_G)^2 / 2h$, где h - расстояние между резонатором и затвором. Переменная составляющая этой силы, изменяющаяся на частоте ω составляет $C_G V_G V_{RF} \cos(\omega t) / h$. При совпадении частоты подаваемого на затвор сигнала с собственными частотами механических колебаний резонатора происходит эффективное возбуждение механических колебаний (при условии, что добротность резонатора как механической системы достаточно высока).

Существуют также работы, в которых описывается возбуждение колебаний резонаторов за счет их поляризации в поле, создаваемом затворами, и действия силы Кельвина, стремящейся втянуть поляризованный диэлектрик в область более сильного электрического поля [52], [53]. Также в работе [54] описывается возбуждение колебаний за счет диполь-дипольного взаимодействия поляризованного резонатора и его поляризованного окружения.

В случае возбуждения механических колебаний магнитодвижущей силой через резонатор пропускается переменный электрический ток высокой частоты. Резонатор при этом помещается в сильное магнитное поле, направленное перпендикулярно направлению протекания тока. Возбуждение механических колебаний происходит за счет силы Лоренца, действующей на проводник с протекающим через него электрическим током, при условии совпадения частоты тока, пропускаемого через резонатор, с собственными частотами механических

колебаний. Амплитуда колебаний при этом пропорциональна величине приложенного магнитного поля.

Несколько реже для возбуждения механических колебаний используется обратный пьезоэлектрический эффект, т.е. появление деформаций в некоторых веществах при помещении их во внешнее электрическое поле. При этом в качестве пьезоэлектрического элемента может использоваться собственно резонатор [55], колебания которого возбуждают, либо же экспериментальный образец приклеивается к проводнику акустических волн от пьезоэлектрического элемента [35].

Колебания наноразмерных резонаторов также можно возбуждать за счет механических напряжений, возникающих вследствие теплового расширения. При этом резонаторы делают состоящими из нескольких слоев с различными коэффициентами температурного расширения (аналогично биметаллическим пластинам). Нагрев резонаторов осуществляется либо путем пропускания высокочастотного тока [56] (электротермальное возбуждение), либо падающим на них сфокусированным пучком света, интенсивность которого модулируется высокочастотным сигналом [57] (фототермальное возбуждение).

Следует заметить, что в современных работах механизмы возбуждения колебаний по-прежнему обсуждаются и, по-видимому, далеко не всегда очевидны авторам заранее на этапе проектирования экспериментальных образцов.

Методы детектирования механических колебаний резонаторов.

В работах, как правило, сообщается о детектировании механических колебаний путем измерения амплитуды и фазы того или иного электрического сигнала на частоте возбуждения (то есть на высокой частоте). Малая величина измеряемого сигнала в большинстве случаев требует для синхронного детектирования использования таких чувствительных (и громоздких) приборов, как векторные анализаторы цепей. В качестве измеряемого сигнала может выступать, к примеру, переменная электродвижущая сила, возникающая при

протекании тока в колеблющемся в сильном магнитном поле резонаторе [51], либо переменный ток/напряжение, возникающие на емкости, составленной из колеблющегося резонатора и близлежащего затвора, между которыми подается постоянное напряжение [58].

Для детектирования механических колебаний также можно использовать [55] измерение переменного напряжения, возникающего в результате деформации пьезоэлектрических материалов (обратный пьезоэлектрический эффект). В случае гетероструктур GaAs/AlGaAs такое напряжение измеряется между двумерным электронным газом и металлическим электродом, покрывающим поверхность резонатора в местах, где деформация наиболее велика (на краях). Возникающие при этом сигналы весьма малы. В [25] для детектирования таких сигналов было предложено использовать чрезвычайно чувствительное к своему зарядовому окружению устройство – одноэлектронный транзистор, – затвор которого соединен с электродом на резонаторе. В работе [54] сообщается о детектировании колебаний путем измерения пьезосопротивления, то есть изменения сопротивления за счет пьезоэлектрического эффекта. Следует, однако, отметить, что на настоящий момент, по-видимому, отсутствуют теоретические работы, описывающие физическую картину влияния механических колебаний на сопротивление резонаторов, содержащих двумерный электронный газ.

Также для детектирования механических колебаний могут использоваться оптические методы, т.е. регистрация луча света, отраженного от поверхности колеблющегося резонатора. В качестве примера можно привести схему, традиционно используемую в атомно-силовых микроскопах: о колебаниях кантилевера с острием на конце, “ощупывающим” исследуемую поверхность, судят по отклонению лазерного луча. Однако этот метод применим в тех случаях, когда характерные размеры кантилевера больше или порядка десятков микрометров. В противном случае диаметр лазерного пучка будет больше характерных размеров структуры. В случае же наноразмерных систем используют явление интерференции луча, отраженного от колеблющегося резонатора с

падающим лучом и исходного светового луча, либо же интерференции в полости между резонатором и подложкой [59]-[62].

1.4. Электронный транспорт в подвешенных наноструктурах

Упругая блокада туннелирования в подвешенном одноэлектронном транзисторе

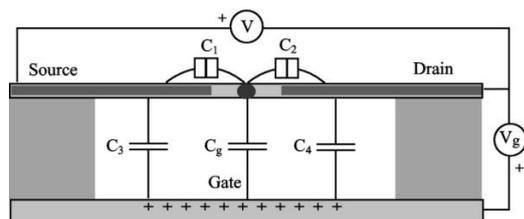


Рисунок 1.7. Одноэлектронный транзистор с затвором, находящимся под квантовой точкой [63]

В теоретической работе [63] предсказывается, что в подвешенном одноэлектронном транзисторе помимо кулоновской блокады может наблюдаться дополнительная блокада туннелирования, связанная с механическими деформациями и названная в указанной работе «elastic deformation blockade».

Мы будем называть эту дополнительную блокаду упругой блокадой. Следуя указанной работе, рассмотрим одноэлектронный транзистор с квантовой точкой, расположенной в центре гибкой прямоугольной проволоки длиной L , шириной W и толщиной t с затвором, находящимся под квантовой точкой (см. рисунок 1.8). Если квантовая точка заряжена, то она притягивается затвором силой электростатической природы F и при этом упруго деформируется. При этом расстояние между квантовой проволокой и затвором изменяется вместе с емкостью контакта затвор - квантовая точка C_g . Так как сила F зависит от числа электронов на квантовой точке N , то затворная и полная емкости системы также зависят от N . В дальнейшем затворная емкость будет обозначаться $C_{g,n}$, а полная емкость $C_N = C_s + C_d + C_{g,n}$. Как будет показано ниже, то, что значения емкостей изменяются скачком при туннелировании электрона на квантовую точку, приводит к блокированию прохождения тока, дополнительному к кулоновскому. Предположим, расстояние между уровнями энергии в квантовой точке много меньше энергии зарядки: $\Delta E \ll e^2/c$. Пусть также число электронов на квантовой

точке невелико. Рассмотрим случай $V_{sd} > 0$. Тогда условие того, что электрон может протуннелировать с истока на точку выражается следующим образом:

$$C_s V_{sd} + C_{g,n} V_g - \left(N + \frac{1}{2}\right) e > 0 \quad (1.47)$$

Аналогично, условие того, что электрон может протуннелировать с точки на сток:

$$(C_d + C_{g,N+1}) V_{sd} - C_{g,N+1} V_g + \left(N + \frac{1}{2}\right) e > 0 \quad (1.48)$$

Тянущее напряжение, удовлетворяющее одновременно (1.47) и (1.48), является функцией напряжения на затворе, и принимает свое минимальное значение

$$V_{th}^+ = \frac{C_{g,N+1} - C_{g,N}}{C_{N+1}} V_{g,n}^+ \quad (1.49)$$

при затворном напряжении, равном

$$V_{g,n}^+ = \frac{C_{N+1}}{(C_s + C_{g,N})(C_d + C_{g,N+1}) - C_s C_d} \left(N + \frac{1}{2}\right) e \quad (1.50)$$

Аналогично, при $V_{sd} < 0$

$$V_{th}^- = -\frac{C_{g,N+1} - C_{g,N}}{C_{N+1}} V_{g,n}^-$$

$$V_{g,n}^- = \frac{C_N}{(C_s + C_{g,N+1})(C_d + C_{g,N}) - C_s C_d} \left(N + \frac{1}{2}\right) e \quad (1.51)$$

В обычном одноэлектронном транзисторе затворная емкость C_g не зависит от числа электронов N . Поэтому $V_{th}^\pm = 0$, или, иными словами, ромбы кулоновской блокады не слипшиеся (см. рисунок 1.3). Предположим, затворная емкость

зависит только от расстояния между затвором и квантовой точкой: $C_{g,N} = C_g(w_N)$,

где $C_g(w) = \frac{C_g^0}{1+w/h}$, $w+h$ – это расстояние от затвора до точки. Тогда

$$C_{g,N+1} - C_{g,N} = \frac{w_N - w_{N+1}}{h} \frac{C_g(w_{N+1})C_g(w_N)}{C_g(0)} \quad (1.52)$$

Для того чтобы найти w_N , необходимо учитывать, что нанопроволока изгибается не только силой взаимодействия квантовой точки и затвора F , но также и силами взаимодействия затвора с областями стока и истока. Однако вычисление этих сил представляет значительную сложность, поэтому мы введем среднюю силу на единицу длины нанопроволоки P . Для малых значений V_{sd}

$$P(w_N) = -\frac{C_0 V_g^2}{2(h+w_N)L}, \text{ где } C_0 = \varepsilon_0 W L / h.$$

Введем координату x , отсчитываемую вдоль нанопроволоки от ее середины. Величина статического изгиба нанопроволоки есть решение следующего дифференциального уравнения [38]: $EI \frac{\partial^4 w(x)}{\partial x^4} = F(w_N) \delta(x) + P(w_N)$, где E – модуль Юнга, I – момент инерции поперечного сечения, определяемый как $I = t^3 W / 12$. Из решения этого уравнения с граничными условиями $w(\pm \frac{L}{2}) = 0$, $w'(\pm \frac{L}{2}) = 0$, получаем следующее уравнение на смещение центра точки:

$$w_N = \frac{L^3}{192EI} \left[\frac{P(w_N)L}{2} + F_N(w_N) \right] \quad (1.53)$$

Разделяя силу F на непрерывно изменяющуюся часть $\langle F_N \rangle$, зависящую только от затворного напряжения V_g и на флуктуирующую часть δF_N , зависящую от числа электронов, получаем величину смещения, связанную с плавно меняющимся затворным напряжением:

$$w_g = \frac{h V_{cr}}{2 V_p} \left[\sqrt{1 - (V_g / V_{cr})^2} - 1 \right] \quad (1.54)$$

где $V_p = [192EIh^2 / (C_0L^3)]^{1/2}$, а V_{cr} – критическое значение напряжения, при котором проволока становится нестабильной:

$$V_{cr} = V_p \left[1 - 2 \frac{C_g^0}{C^0} + 8 \left(\frac{C_g^0}{C^0} \right)^2 \right] \quad (1.55)$$

Смещение проволоки есть

$$w_N = w_g + \frac{h^2}{2V_p^2 C} \delta F_N(w_g) \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (V_g/V_{cr})^2}} + 1 \right), \quad (1.56)$$

а его изменение при туннелировании электрона на квантовую точку.

$$w_{N+1} - w_N \approx - \frac{eV_g h}{2V_p^2 C} \frac{C_g(w_g)^2}{C(w_g)C_g^0} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_g}{V_{cr}} \right)^2}} \quad (1.57)$$

Подставляя (1.57) в (1.51), получаем следующую зависимость порогового напряжения упругой блокады от напряжения на затворе:

$$|V_{th}^\pm| \approx \frac{e}{2C_0} \left[\frac{C_g^2(w_g)}{C(w_g)C_g^0} \right]^2 \left(\frac{V_g}{V_p} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 - (V_g/V_{cr})^2}}. \quad (1.58)$$

Подвешенный квантовый точечный контакт

На настоящее время существуют лишь единичные работы, посвященные подвешенным квантовым точечным контактам. Из них можно выделить три работы, посвященные структурам на основе гетеропереходов GaAs/AlGaAs.

Так, например, в работе [64] сообщается, что квантовый точечный контакт, созданный на подвешенном резонаторе с двумерным электронным газом, можно использовать в качестве детектора механических колебаний. Однако, приведенные в указанной работе затворные характеристики даже не демонстрируют квантования кондактанса (хотя подвижность двумерного электронного газа составляла величину $400000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, весьма близкую к той, о

которой сообщается в главе 5 настоящей работы). По-видимому, это связано с тем, что подвижность двумерного электронного газа, как сообщается в этой работе, существенно уменьшалась при отрыве от подложки. Следует также отметить, изученный в указанной работе квантовый точечный контакт создавался с помощью металлических затворов, что также отличается от нашего случая.

В работе [65] сообщается о продолжении этих исследований и существенном улучшении чувствительности похожего квантового точечного контакта, созданного с помощью технологии расщепленного затвора, как детектора механических колебаний за счет его расположения на краю подвешенного резонатора, то есть в одной из точек, в которых механические напряжения, индуцированные колебаниями, максимальны. Изученный в указанной работе квантовый точечный контакт, в отличие от [64], демонстрировал квантование кондактанса, хотя и при чрезвычайно низких температурах (80 мК).

В работе [66] сообщается о создании квантового точечного контакта на подвешенной нанопроволоке, имеющей сужение в центре, управляемого боковыми затворами (то есть, более похожего по геометрии и технологии создания на образцы, о которых сообщается в пятой главе настоящей работы). Изученный в указанной работе квантовый точечный контакт демонстрировал квантование кондактанса, причем измеренное расстояние между уровнями поперечного квантования составляло величину порядка 10 мэВ, большую по сравнению с обычно наблюдаемыми в эксперименте. Также в этой работе сообщается об изучении влияния магнитного поля на квантование кондактанса.

Нельзя также не упомянуть о работах [67] и [68] в первой из которых сообщается о создании металлического квантового точечного контакта на основе цепочки подвешенных атомов, а во второй – о квантовании кондактанса в подвешенном сужении листа графена.

Итак, на сегодня существуют работы, демонстрирующие перспективность подвешенных квантовых точечных контактов как чувствительных детекторов механических колебаний наноразмерных резонаторов. Однако, особенности баллистического транспорта, отличающие подвешенные квантовые точечные контакты от их неподвешенных аналогов, остаются на настоящее время не изученными.

Глава 2

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Изготовление экспериментальных образцов

Настоящий параграф посвящен общим методам изготовления экспериментальных образцов, на которых были получены результаты, описываемые в оригинальных главах 3-5. Особенности изготовления в конкретных случаях обсуждаются в соответствующих главах.

Экспериментальные образцы – подвешенные наноструктуры – создавались на основе гетеропереходов GaAs/AlGaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии и содержащих двумерный электронный газ в тонком слое арсенида галлия. Электроны в область двумерного электронного газа поставлялись из δ -легированных кремниевых слоев, находящихся на расстоянии от 20 до 33 нм от слоя, содержащего двумерный электронный газ. В качестве широкозонного материала, ограничивающего движение электронов в направлении, перпендикулярном двумерному электронному газу, использовался твердый раствор $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$. Поверхность покрывалась тонким (толщиной 10 нм) слоем арсенида галлия, препятствующим окислению слоев, содержащих алюминий. Все слои, описанные выше, выращивались поверх толстого (толщиной 400 нм) слоя $Al_{0,8}Ga_{0,2}As$, выступающего в качестве так называемого жертвенного слоя, в дальнейшем селективно вытравливаемого из-под наноструктур. Вышележащие же слои, неподверженные травлению, формировали подвешенную полупроводниковую мембрану, толщина которой варьировалась от 90 до 166 нм для различных образцов. В качестве основы для гетероструктур использовались полуизолирующие арсенид-галлиевые подложки с направлением роста $\langle 100 \rangle$.

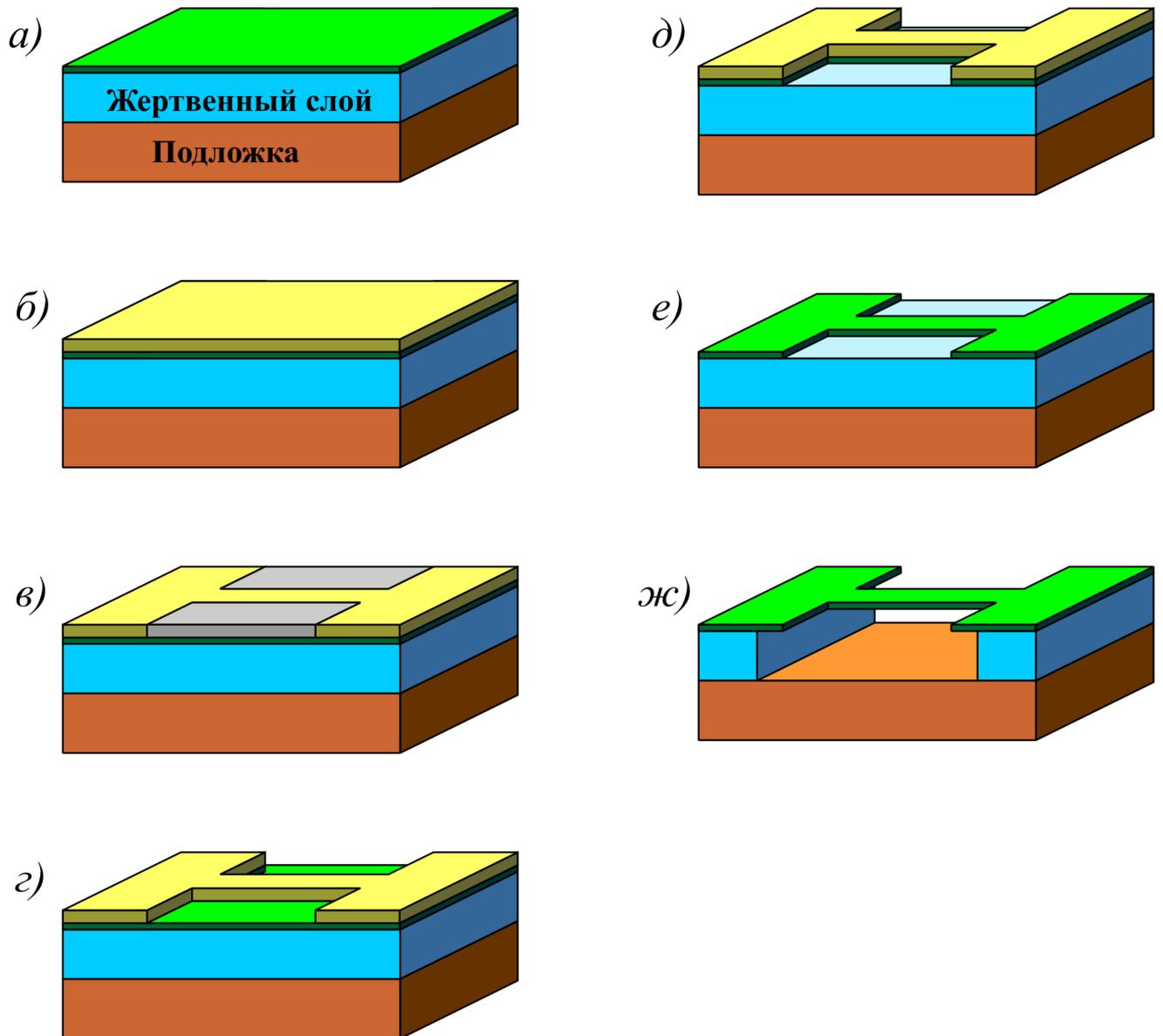


Рисунок 2.1. Процесс изготовления подвешенных наноструктур. а) исходная структура; б) нанесение электронного резиста; в) экспонирование резиста в процессе электронной литографии; г) жидкостное проявление резиста; д) перенесение рисунка с резиста на верхние слои гетероструктуры с помощью анизотропного плазмохимического травления; е) удаление резиста диметилформамидом; ж) подвешивание наноструктуры путем жидкостного травления жертвенного слоя.

Латеральная геометрия экспериментальных образцов задавалась комбинацией методов электронной литографии и последующего анизотропного плазмохимического травления на глубину, немногим большую толщины мембраны, в плазме на основе травителя BCl_3 . В ходе литографии использовался электронный резист ПММА-950 (полиметилметакрилат). После задания латеральной геометрии резист удалялся в нагретом диметилформамиде (ДМФА). Латеральные размеры подвешенных нанопроволок и в целом подвешенных частей наноструктур подбирались таким образом, чтобы в дальнейшем при сушке после жидкостного селективного травления не происходило их разрушения и прилипания к подложке под действием капиллярных сил. Это позволило избежать применения сверхкритической сушки.

Также были предприняты попытки задания латеральной геометрии с помощью литографии сфокусированным ионным пучком, однако, было обнаружено, что использование данной методики приводит к тому, что двумерный электронный газ становится непроводящим в радиусе до 30 мкм от резцов. Соответственно, было принято решение отказаться от литографии сфокусированным ионным пучком.

Подвешивание образцов производилось методом селективного травления жертвенного слоя $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ в водном растворе плавиковой кислоты концентрации 1:100 и 1:500. При этом особое внимание уделялось подбору времени травления, поскольку избыточное травление приводит к эффективному увеличению размеров подвешенных наноструктур, что может приводить к их разрушению, прилипанию к подложке и трудностям в дальнейшей интерпретации экспериментальных результатов. Ход травления контролировался с помощью оптического микроскопа (подтравленные края мембраны изменяют цвет; см. рисунок 2.1). Типичное время травления составляло от 1 до 7 минут. В отдельных случаях травление производилось с использованием ультразвуковой ванны.

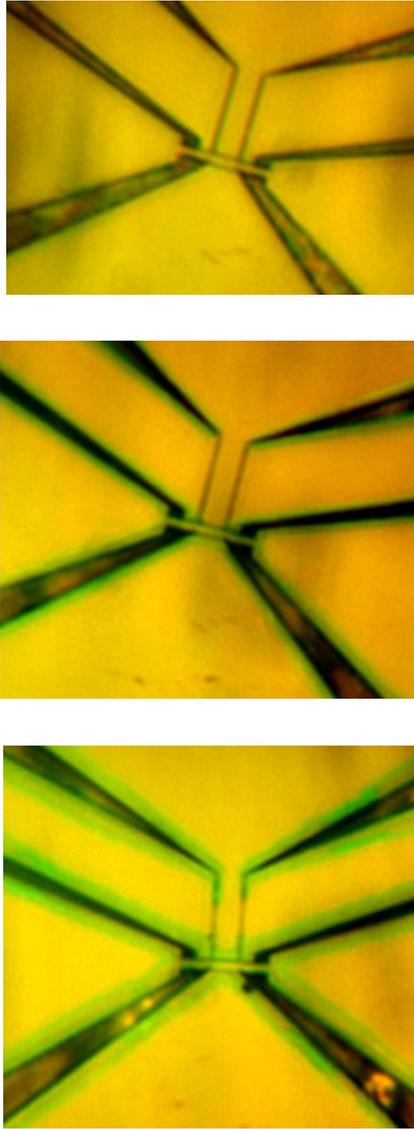


Рисунок 2.2. Изображения нанопроволоки, полученные с помощью оптического микроскопа в процессе ее подвешивания. Сверху – после 20-секундного травления в водном растворе плавиковой кислоты, посередине – после 40 секунд травления, снизу – после одной минуты травления. Подвешенные области можно определить по отличию в цвете.

Поскольку в ходе эксперимента (см. результаты, изложенные в главе 3) было установлено, что травление с помощью плавиковой кислоты приводит к формированию дополнительных напряженных слоев, состоящих из продуктов реакции, были предприняты попытки использования в качестве травителя концентрированной 47% соляной кислоты. Было обнаружено, что в этом случае травление носит анизотропный характер (в отличие от случая, когда использовалась плавиковая кислота). Выделенными направлениями являлись направления $\langle 110 \rangle$ и $\langle 1-10 \rangle$.

Конечная диагностика экспериментальных образцов производилась с помощью сканирующего электронного микроскопа и атомно-силового микроскопа после проведения всех электрофизических измерений, чтобы избежать влияния диагностических процедур на электронный транспорт.

2.2. Оборудование для низкотемпературных измерений

В процессе проведения электрофизических измерений экспериментальные образцы находились при температурах $T \leq 4,2$ К. Результаты, описанные в главе 4, были получены при погружении экспериментального образца в сосуд Дьюара СТГ-40 с жидким гелием при температуре 4,2 К. Результаты главы 5 получены при измерениях в криомагнитной системе MagnCryo (изготовитель – ЗАО «РТИ», г. Черноголовка) при температуре 500 мК. Выход на конечную температуру достигался при многоступенчатом охлаждении. Первоначально экспериментальный образец вместе с камерой, содержащей газообразный He^3 , охлаждались до температуры 4,2 К с помощью He^4 , после чего производилась откачка паров He^4 , приводящая к понижению температуры до 1,6 К и конденсации He^3 из ресивера. После этого производилась откачка паров He^3 с помощью угольного адсорбционного насоса, погружаемого в сосуд Дьюара, что приводило к понижению температуры жидкого He^3 и экспериментального образца до температуры 500 мК.



Рисунок 2.3. Фотография криомагнитной системы MagnCryo.

В ходе измерений, описанных в главе 3, образец находился при температуре 4,2 К в вакуумной камере специально изготовленного криостата, погружавшегося в сосуд Дьюара СТГ-40. Изготовление этого криостата было необходимо по двум причинам. Во-первых, в процессе измерений требовалось подавать на один из контактов экспериментального образца высокочастотный сигнал в диапазоне частот от 100 кГц до 30 МГц, возбуждающий механические колебания подвешенной наноструктуры. Скорость распространения сигнала в коаксиальном кабеле составляет приблизительно 2×10^8 м/с, что при частоте 30 МГц соответствует длине волны 6,6 м, сравнимой с длиной используемых кабелей, что могло бы приводить к сильной, резонансной зависимости величины высокочастотного напряжения на контакте образца от частоты сигнала (эффект резонанса в кабелях). Для того, чтобы избежать этого эффекта, на вводе в криостат были установлены высококачественные вакуумные вводы типа SMA (Juebao). Кроме того, необходимо было избежать наводок от кабеля, по которому подавался ВЧ-сигнал, на другие измерительные кабели. Для этого использовались полугибкие коаксиальные кабели Huber+Suhner Sucoform LSFH-0.047 с луженой оплеткой (tin-soaked), обладающие коэффициентом экранирования более 90 дБ. Второй причиной, по которой было необходимо изготовление специального криостата, являлась необходимость того, чтобы образец в процессе измерений находился в вакууме, чтобы избежать диссипации средой энергии механических колебаний.

2.3. Методика измерений

В процессе эксперимента измерялся дифференциальный кондактанс наноструктур $G = \partial I / \partial V$ по двух- и четырехточечной схемам (см. рисунок 2.4). Для этого на один из контактов образца через делитель подавалось переменное напряжение с действующим значением $\delta V_0 = 30$ мкВ, частота которого выбиралась в диапазоне от 12 до 700 Гц. Ток δI , проходящий через образец, измерялся с помощью синхронного детектора Signal Recovery SR5210 Lock-in amplifier на той же частоте. При этом проверялась линейность величины отклика

в зависимости от напряжения δV_0 . Измерения, результаты которых изложены в главах 3 и 4, проводились с использованием двухточечного метода, поскольку характерные сопротивления используемых образцов составляли величины порядка нескольких мегаом, много большие сопротивления контактов (несколько кОм). При этом кондактанс образца определялся как $G = \delta I / \delta V_0$. В случае измерений кондактанса квантовых точечных контактов (результаты, изложенные в главе 5) двухточечная схема была неприменима, поскольку характерные сопротивления собственно экспериментального образца в этом случае были

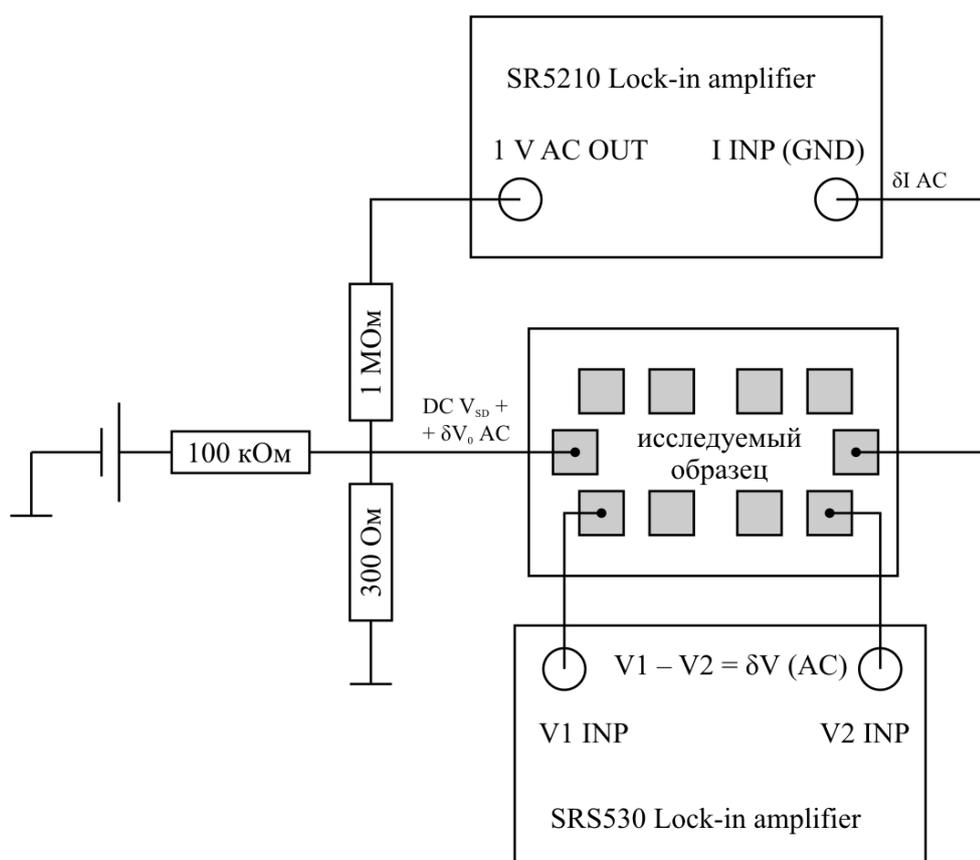


Рисунок 2.4. Схема измерения кондактанса четырехточечным методом с помощью двух синхронных детекторов (Lock-in amplifiers). При измерениях по двухточечной схеме прибор SRS530 Lock-in amplifier не использовался.

сравнимы с сопротивлением контактов. Для таких измерений использовалась четырехточечная схема. При этом, помимо величины тока, проходящего через образец через образец, синхронным детектором Stanford Research Systems SRS-530 Lock-in amplifier измерялось падение напряжения на дополнительных контактах δV . Кондактанс определялся в этом случае как $G = \delta I / \delta V$.

Варьируемыми параметрами в эксперименте являлись величины постоянных затворных напряжений, а также постоянного напряжения исток-сток V_{SD} , подававшегося одновременно с измерительным напряжением δV_0 (см. рисунок 2.4). Эти напряжения снимались с изолированных выходов цифро-аналогового преобразователя PCI-6154 National Instruments. При измерениях, описываемых в третьей главе, варьировалась также амплитуда и частота переменного высокочастотного сигнала, генерируемого источником Г-4/218. Процесс измерений был автоматизирован с помощью программного комплекса, созданного на языке программирования LabView, через интерфейс GPIB-488.2.

Глава 3

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СВОЙТСВА НАНОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ, СОЗДАВАЕМЫХ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaAs/AlGaAs

3.1. Эйлеровская неустойчивость подвешенных наноструктур

На рисунке 3.1 представлены изображения двух подвешенных нанопроволок, изготовленных по технологии, описанной во второй главе. Эти изображения были получены с помощью сканирующего электронного микроскопа при падении пучка электронов под углом 10° к поверхности образца, что позволяет убедиться в том, что нанопроволоки действительно подвешены. Кроме того, из рисунка видно, что после подвешивания нанопроволоки изгибаются и не остаются прямыми. Такого рода деформации являются типичными для наноструктур, изготавливаемых на основе материалов с большими механическими напряжениями, например, гетероструктур, содержащих слои InGaAs и InAlAs [69]. Однако, в случае гетероструктур GaAs/AlGaAs, считающихся почти свободными от механических напряжений, проявление подобных эффектов является заранее неочевидным и требует детального изучения, которое и было проведено в рамках настоящей работы.

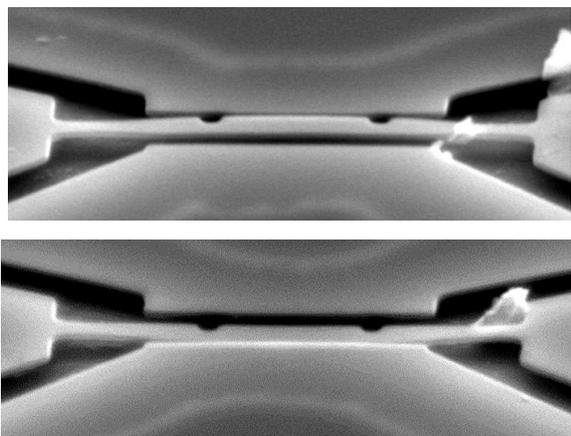


Рисунок 3.1. Изображения изогнутых нанопроволок, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Для этого были созданы экспериментальные образцы, представляющие собой массивы подвешенных нанопроволок с поперечным сечением, близким по форме к прямоугольному. Для изготовления образцов использовалась гетероструктура, состав и толщина слоев которой указаны на рисунке 3.2. Поверх полуизолирующей арсенид-галлиевой подложки выращивался жертвенный слой $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ толщиной 400 нм, а поверх него – остальные слои с меньшим процентным содержанием алюминия. Эти слои имели суммарную толщину $t = 90$ нм, равную толщине изготовленных нанопроволок. Были изготовлены массивы широких ($W = 450$ нм) и узких ($W = 50$ нм) нанопроволок. Каждый из массивов состоял из 19 нанопроволок с длиной, варьирующейся от 1 до 10 мкм с шагом 0,5 мкм. Ниже приведены результаты, полученные для случая широких и узких нанопроволок.

Широкие нанопроволоки

Изготовленные нанопроволоки были изучены с помощью сканирующего электронного микроскопа при падении пучка электронов под углом 10° к поверхности образца. Обнаружилось, что все нанопроволоки, имеющие длину $L \geq 3,5$ мкм, изогнулись в направлении, перпендикулярном поверхности образца (out-of-plane), в то время как нанопроволоки с длинами, меньшими этой критической величины $L_{cr} = 3,5$ мкм, остались прямыми. На рисунке 3.3 показан участок образца, содержащий 5 нанопроволок с длинами, близкими к критической величине. Похожие результаты были получены и на других таких же массивах, состоящих из 19 нанопроволок.

Обнаруженный эффект деформации нанопроволок при длине, превышающей определенную критическую величину, можно объяснить потерей нанопроволоками механической устойчивости под действием силы, сжимающей нанопроволоки вдоль их длины (то есть, эйлеровской неустойчивостью при продольном сжатии). Предположим, что сжимающая сила T обусловлена механическими напряжениями в материале, из которого состоят

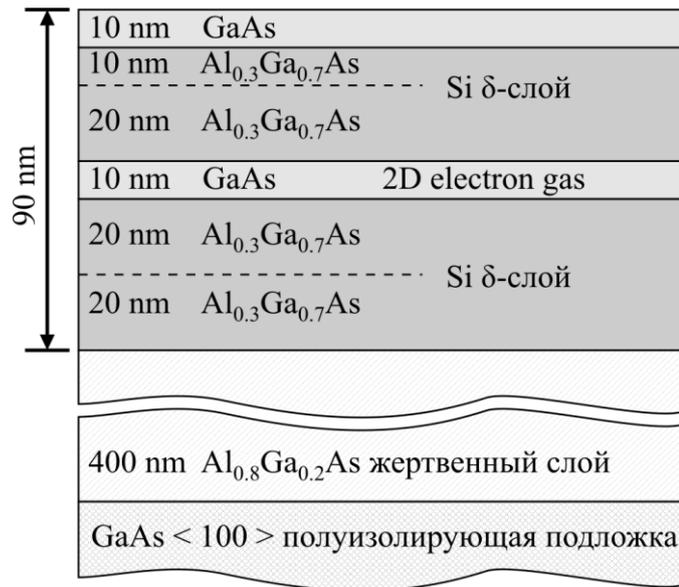


Рисунок 3.2. Схематичное изображение гетероструктуры, на основе которой изготавливались подвешенные нанопроволоки

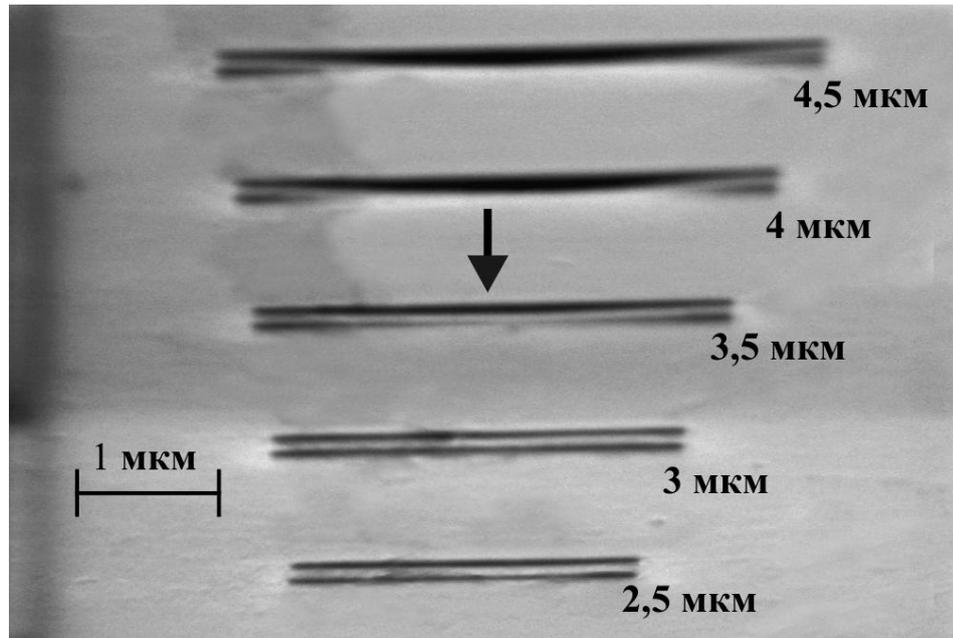


Рисунок 3.3. Изображение фрагмента массива широких (450 нм) нанопроволок, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа при падении пучка электронов под углом 10° к поверхности образца, что позволяет визуализировать изгиб нанопроволок. Длина нанопроволок указана на рисунке.

нанопроволоки, и, исходя из этого предположения, оценим численно, какой в этом случае должна быть критическая длина, превышение которой приводит к изгибу.

Условие потери механической устойчивости может быть получено из следующего дифференциального уравнения [38]:

$$EI \frac{\partial^4 w(x)}{\partial x^4} + T \frac{\partial^2 w(x)}{\partial x^2} = 0 \quad (3.1)$$

с граничными условиями для заделанных концов

$$\begin{aligned} w(0) = w(L) = 0, \\ w'(0) = w'(L) = 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $w(x)$ обозначает величину изгиба нанопроволоки как функцию координаты вдоль ее длины x , T - величину сжимающей силы, а $E = 86$ ГПа – модуль Юнга, величина которого приблизительно одинакова для твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. I обозначает момент инерции поперечного сечения относительно оси, перпендикулярной направлению изгиба и продольной оси нанопроволоки. В случае изгиба в направлении, перпендикулярном плоскости поверхности образца (out-of-plane) $I = Wt^3/12$, а в случае изгиба, параллельного этой плоскости (in-plane) $I = W^3t/12$, где W и t - ширина и толщина нанопроволоки соответственно.

Уравнение (3.1) с граничными условиями (3.2) имеет ненулевое решение

$$w(x) = w_{\max} [1 - \cos(2\pi x/L)]/2 \quad (3.3)$$

только в том случае, если

$$L > L_{cr} = 2\pi \sqrt{\frac{EI}{T}}. \quad (3.4)$$

Сжимающую силу T (см. рисунок 3.4) можно вычислить как интеграл компоненты σ_{xx} тензора механических напряжений, соответствующей направлению вдоль длины нанопроволоки, по площади ее поперечного сечения:

$$T = \int \sigma_{xx} dS \quad (3.5)$$

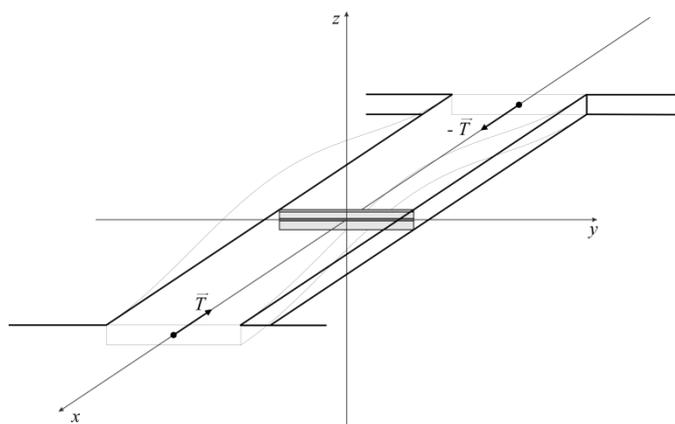


Рисунок 3.4. Схематическое изображение нанопроволоки и используемых координатных осей

Предположим, что напряжение возникает вследствие небольшого несоответствия постоянных решетки GaAs и твердых растворов AlGaAs. Поскольку предполагается, что гетероструктура выращена псевдоморфной (а это, определенно, так, учитывая толщину слоев), латеральные постоянные решетки одинаковы для всех слоев и равны постоянной решетки арсенид-галлиевой подложки. На большом расстоянии от нанопроволок слои AlGaAs подвержены двухосевому сжатию. Соответствующие компоненты тензора напряжений можно вычислить как

$$\sigma = \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = E \frac{a_{AlGaAs} - a_{GaAs}}{a_{AlGaAs}} = E \frac{\Delta a}{a} \quad (3.6)$$

где a_i обозначает “естественную” постоянную решетки соответствующего материала [70]:

$$a_{AlxGal-xAs} = 5,6533 + 0,0078x \text{ \AA} \quad (3.7)$$

В материале нанопроволоки поперечная компонента тензора напряжений σ_{yy} равна нулю вследствие релаксации на свободной границе, в то время как продольная компонента σ_{xx} остается такой же, как и вдали от нанопроволок (в том

случае, если нанопроволока не потеряла устойчивость и остается прямой). Учитывая состав слоев, из которых состоят слои гетероструктуры, силу сжатия можно выразить как

$$T = \sigma S = ES \frac{\Delta a}{a} \quad (3.8)$$

где S - суммарная площадь сжатых слоев $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ в поперечном сечении нанопроволоки. В нашем случае нанопроволоки состоят из двух слоев GaAs, по 10 нм каждый, и двух слоев $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ суммарной толщиной 70 нм, поэтому $S = (7/9)Wt$. Можно положить вычисленную сжимающую силу одинаковой для всех прямых нанопроволок, независимо от их длины

Подставляя (3.8) в (3.4), получаем

$$L_{cr} = \pi \sqrt{\frac{3a}{7\Delta a}} \quad (3.9)$$

для случая out-of-plane изгиба. Подстановка численных значений параметров дает $L_{cr} = 9,1$ мкм, что существенно превышает экспериментально полученное значение $L_{cr} = 3,5$ мкм.

Также несоответствие теории и эксперимента проявлялось в форме изогнутых нанопроволок, которая определялась с помощью атомно-силового микроскопа. Было обнаружено, что лишь немногие из подвешенных нанопроволок демонстрировали профиль изгиба (3.3), предсказываемый теорией, в то время, как профили изгиба большинства нанопроволок оказались искажены. Два типичных примера профиля изгиба нанопроволок изображены на рисунке 3.5 (а). Обнаруженное искажение может объясняться влиянием остатков жертвенного слоя, находящихся между нанопроволоками и подложкой, и препятствующих

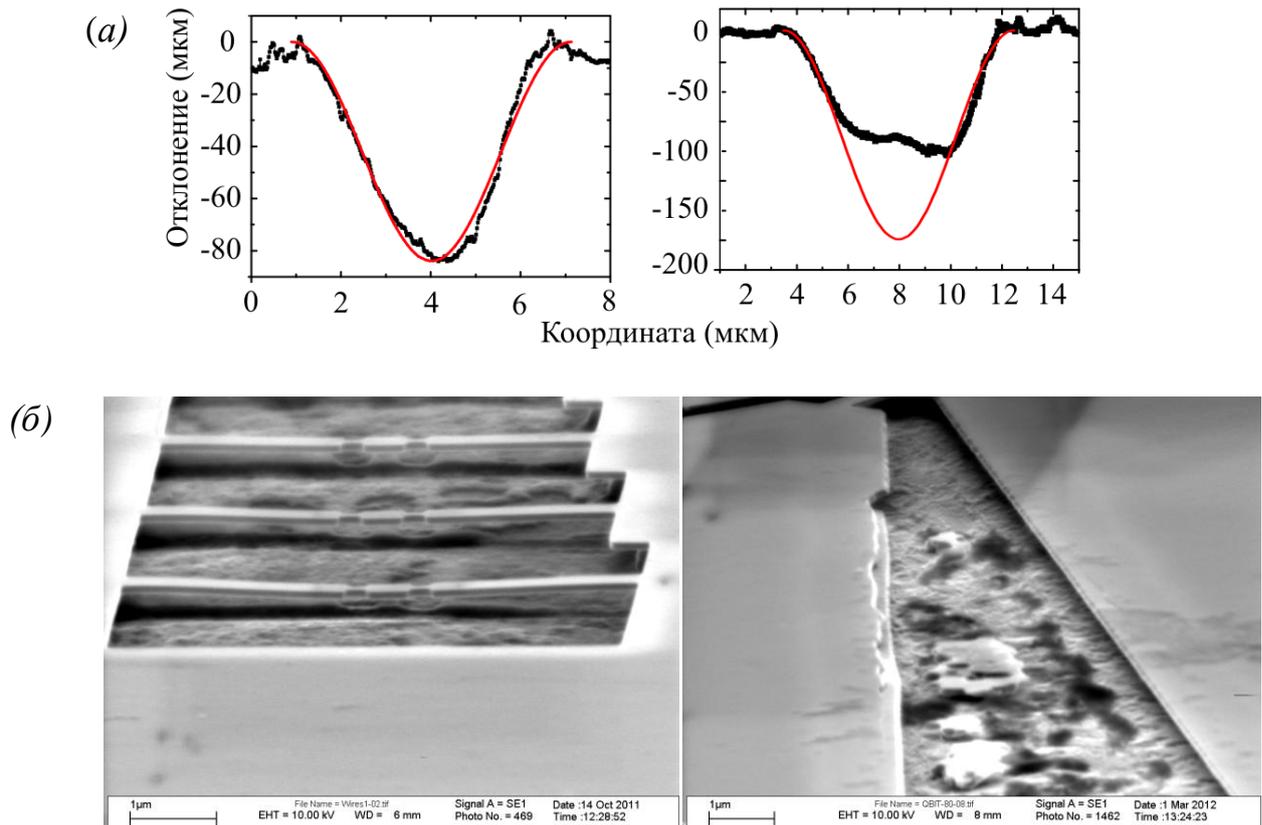


Рисунок 3.5. а) Два примера профилей изгиба широких нанопроволок вдоль их длины, измеренных с помощью атомно-силового микроскопа, один из которых (слева) демонстрирует предсказываемую теорией форму, а другой (справа) демонстрирует искаженную форму. б) остатки жертвенного слоя после его травления водным раствором плавиковой кислоты

изгибу нанопроволок на всю предсказываемую теорией величину. Существование таких остатков косвенным образом подтверждается тем, что на изображениях поверхности подложки, вскрытой в результате селективного травления жертвенного слоя, полученных с помощью электронного микроскопа, наблюдаются неровности и шероховатости (см. рисунок 3.5 (б)).

Обсудим возможные причины обнаруженных несоответствий. Первой из возможных причин могло бы быть эффективное удлинение нанопроволок вследствие подтравки мембраны вблизи краев нанопроволок [71]. Глубина подтравки, измеренная с помощью сканирующего электронного микроскопа, составляет приблизительно 300 нм, что, очевидно, приводит к удлинению, недостаточному для развития эйлеровской неустойчивости. При условии, что описанным эффективным удлинением можно пренебречь, механическая неустойчивость, неожиданно развивающаяся при длинах, почти втрое меньших величины, предсказываемой теорией, свидетельствует о дополнительной, неучтенной сжимающей силе, приложенной к нанопроволокам. Величина суммарной сжимающей силы, согласно (3.4), должна быть по крайней мере в $(9,1/3,5)^2 \approx 6,8$ раз большей, чем сила сжатия, обеспечиваемая напряженными слоями $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, входящими в состав нанопроволок, для того, чтобы механическая неустойчивость развивалась при длине 3,5 мкм. Эта дополнительная сжимающая сила может возникать вследствие наличия упомянутых выше остатков жертвенного слоя, остающихся после операции селективного травления на задней поверхности нанопроволок, при условии, что эти остатки механически напряжены. Простая оценка требуемой величины напряжений может быть получена в модели остатков, образующих равномерный слой. В этом случае сжимающая сила может быть выражена как $T = \sigma S + \sigma_r S_r$, где $S_r = t_r W$ – площадь поперечного сечения остаточного слоя, а t_r – толщина этого слоя. Помимо увеличения сжимающей силы, дополнительный слой приводит к увеличению жесткости нанопроволок вследствие увеличения момента инерции поперечного сечения $I = (t + t_r)^3 W / 12$. Результаты оценок показывают, что

механическое напряжение в дополнительном слое, требуемое для потери устойчивости нанопроволок при длине 3,5 мкм, должно превышать напряжение в слоях $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ как минимум в 34 раза и быть большим 1,2 ГПа. Механическое напряжение в исходном жертвенном слое $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ составляет всего лишь 95 МПа, что много меньше требуемого значения. Однако, большие величины механических напряжений могут возникать в процессе операции селективного травления вследствие химических превращений. Известно, что химическая реакция травления твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ плавиковой кислотой имеет множество продуктов, таких, как соединения фтора, алюминия, гидроксильных остатков, кислорода, мышьяка и т.д. Точный состав продуктов в нашем случае неизвестен. Однако, основным твердым продуктом реакции селективного травления плавиковой кислотой является $\text{AlF}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ в форме так называемого розенбергита [72]. Механические напряжения значительной величины, возникающие в ходе химического преобразования исходного материала жертвенного слоя $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ в это вещество, не противоречат простым соображениям. Действительно, можно оценить среднее расстояние между атомами алюминия в ненапряженном розенбергите (4,8 Å), зная его плотность (2,1 г/см³ [73]) и молярную массу. Прямое преобразование исходного материала жертвенного слоя в розенбергит приводило бы примерно к 25-процентному линейному расширению. Поэтому идея о появлении значительных механических напряжений в предположительно формирующихся остаточных слоях разумна, хотя приведенная выше оценка груба и не учитывает сложного характера процесса селективного травления.

Кроме того, следует отметить, что приведенная оценка не учитывает возможного влияния неравномерности слоя остатков, а также краевых эффектов, которые могут приводить к модификации граничных условий [74]. Обсуждаемые физические причины дают объяснение уменьшению критической длины, но не объясняют всей величины данного эффекта. Таким образом, этот вопрос требует дальнейшего исследования.

Узкие нанопроволоки

Полное удаление остатков жертвенного слоя из-под нанопроволок требует длительного селективного травления, которое, в свою очередь, обуславливает подтрав мембраны вблизи краев нанопроволок, увеличение их эффективной длины, а также сложную картину перераспределения механических напряжений. В случае узких нанопроволок время травления можно сократить и, в то же время, полностью удалить остатки жертвенного слоя, избежав при этом эффектов избыточного травления. Более того, в том случае, если ширина нанопроволоки составляет величину, меньшую ее толщины, можно ожидать изгиба нанопроволок в плоскости поверхности образца (in-plane), величина которого не ограничивается остатками жертвенного слоя. Таким образом, исследование условий механической неустойчивости в относительно узких нанопроволоках можно использовать для подтверждения гипотезы о роли остатков жертвенного слоя в сокращении величины критической длины.

Исследование узких подвешенных нанопроволок с помощью сканирующего электронного микроскопа (см. рисунок 3.6) показало, что некоторые из них изогнулись в плоскости поверхности образца (in-plane), как и следовало ожидать исходя из отношения их толщины и ширины. На рисунке 3.6 (в) показано отклонение центра нанопроволок как функция их длины. Из рисунка можно видеть, что потеря механической устойчивости происходит при длинах нанопроволок, начиная с 5 мкм. Численная оценка этой величины $L_{cr} = \pi W \sqrt{3a/(7\Delta a)} = 5$ мкм для случая in-plane изгиба согласуется с экспериментально измеренным значением.

Дополнительную информацию можно получить, анализируя поведение нанопроволок после потери устойчивости. Соответствующую теорию и алгоритм

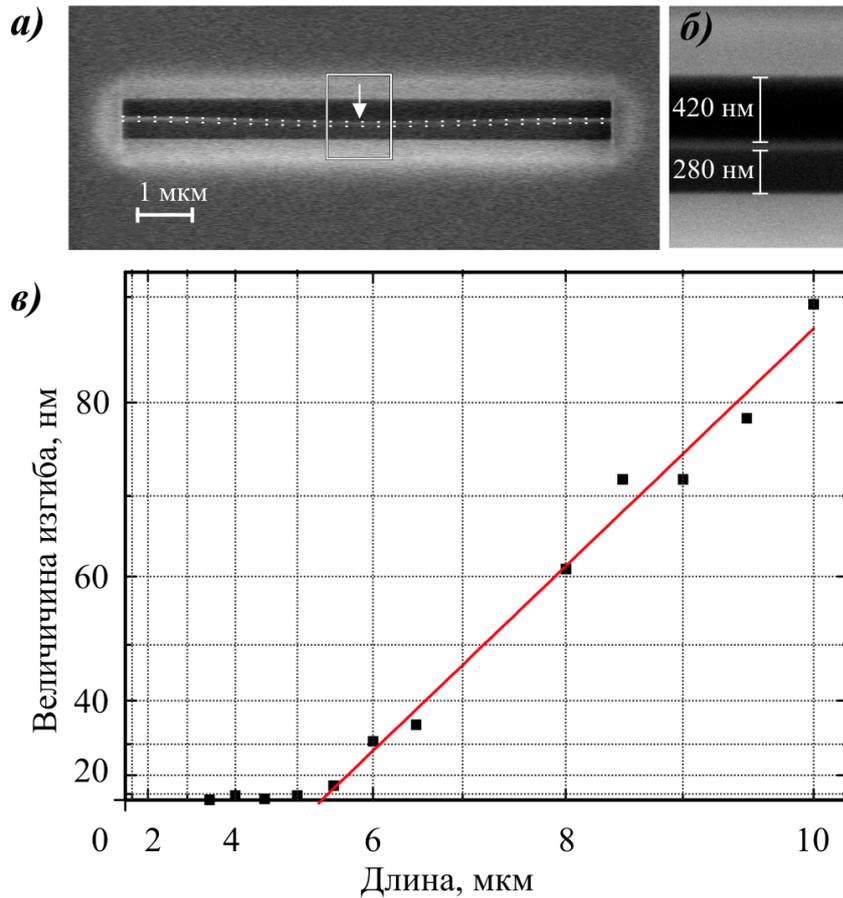


Рисунок 3.6. а) Изображение одной из узких (50 нм) нанопроволок, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа при падении пучка электронов под углом 90° к поверхности образца, демонстрирующее ее изгиб. Пунктирные линии обозначают края нанопроволоки. б) Увеличенное изображение области, выделенной на рисунке слева, иллюстрирующее способ измерения величины изгиба. в) Величина изгиба узких нанопроволок как функция их длины. Масштаб квадратичный по обеим осям. Точки – экспериментально полученные данные, сплошная линия – аппроксимация полученной зависимости.

вычисления, основанный на нелинейной теории упругости, можно найти в [45]. Здесь же мы приведем лишь конечную формулу, применимую в нашем случае, описывающую соотношение между отклонением центра нанопроволок w_{\max} и их длиной L для случая in-plane изгиба:

$$w_{\max}^2 = \frac{28}{9\pi^2} \frac{\Delta a}{a} L^2 - \frac{4}{3} W^2. \quad (3.10)$$

Аппроксимация экспериментальных данных (см. рисунок 3.6 (в)) с использованием выражения (3.10) дает величину деформации $\Delta a/a = 0.00034$ и ширину нанопроволок $W = 47 \text{ nm}$. Экспериментально измеренная величина деформации дает содержание алюминия $x = 0,25$, что согласуется с ожидаемым значением $x = 0,3$. Небольшое расхождение можно объяснить неоднородностью нанопроволок вдоль их длины, которая, в свою очередь, вызвана сложностями изготовления столь узких нанопроволок.

3.2. Влияние механических колебаний на электронный транспорт в подвешенных наноструктурах.

Результаты, изложенные в предыдущем параграфе показывают, что механические напряжения в подвешенных наноструктурах, создаваемых на основе гетеропереходов GaAs/AlGaAs, могут приводить к потере ими механической устойчивости, приводящей к их деформациям. В рамках настоящего параграфа изложены результаты исследования того, каким образом проявление этих эффектов влияет на динамические свойства подвешенных наноструктур в случае, когда они используются в качестве наномеханических резонаторов.

Для проведения этих исследований на основе гетероструктуры, аналогичной изображенной на рисунке 3.2, был изготовлен экспериментальный образец, фактически представляющий собой полевой транзистор с каналом проводимости в виде подвешенной нанопроволоки. Нанопроволока имела длину $L = 6$ мкм и ширину $W = 600$ нм. Толщина нанопроволоки, равная суммарной толщине слоев гетероструктуры, выращенных поверх жертвенного слоя, равнялась $t = 90$ нм. Нанопроволока и электрически, и механически соединяла два Ферми-моря – области истока и стока. Четыре боковых затвора были расположены на расстоянии 50 нм от нанопроволоки (см. рисунок 3.7). На затворы, обозначенные на рисунке G2 и G3, подавались постоянные напряжения, управляющие кондактансом G нанопроволоки. На затвор G1 подавался переменный высокочастотный сигнал, возбуждающий механические колебания нанопроволоки. Противоположный затвор, обозначенный GND, заземлялся. На исток через делитель подавалось переменное напряжение со среднеквадратичной величиной 30 мкВ, имеющее частоту 70 Гц, область стока при этом заземлялась. В процессе эксперимента синхронным детектором Signal Recovery 5210 Lock-in Amplifier на той же частоте измерялась величина переменного тока, проходящего через нанопроволоку. В процессе эксперимента образец находился в вакуумной

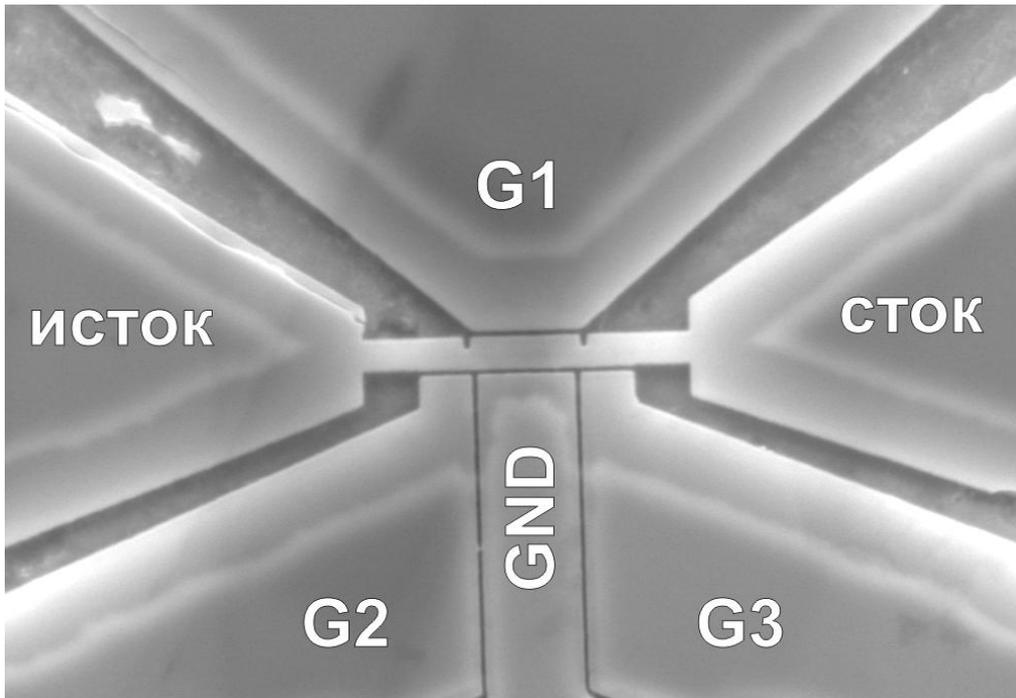


Рисунок 3.7. Изображение экспериментального образца, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. Механические колебания нанопроволоки, соединяющей области истока и стока возбуждались путем приложения к затвору, обозначенному G1, высокочастотного напряжения. На затворы, обозначенные G2 и G3, подавались постоянные напряжения, управляющие кондактансом нанопроволоки. Затвор, обозначенный GND, заземлялся.

камере погружного криостата, описанного ранее во второй главе, при температуре жидкого гелия 4,2 К.

На рисунке 3.8 показана типичная зависимость кондактанса нанопроволоки G от постоянного затворного напряжения V_G . Изображенная зависимость получена в отсутствие высокочастотного сигнала, возбуждающего механические колебания. Можно видеть, что при значениях затворного напряжения $V_G \leq -8$ В нанопроволока находится в полностью закрытом состоянии. Когда затворное напряжение увеличивается до $V_G = -5$ В кондактанс возрастает от 0 до приблизительно 30 мкСим (что соответствует сопротивлению порядка 30 кОм). При проведении измерений, описываемых далее, затворные напряжения фиксировались при значениях, соответствующих сопротивлению нанопроволоки порядка нескольких мегаом (показано на рисунке 3.8 стрелкой).

При этих фиксированных значениях затворных напряжений на затвор, обозначенный на рисунке 3.7 как G1, подавался переменный высокочастотный сигнал со среднеквадратичной величиной от 0 до 150 мВ в частотном диапазоне до 30 МГц. На рисунке 3.9 показана серия кривых, каждая из которых представляет зависимость кондактанса от частоты возбуждающего сигнала, измеренную при определенной фиксированной амплитуде этого сигнала. В процессе измерений частота изменялась от больших значений к меньшим. Видно, что в диапазоне от 7,9 до 7,7 МГц изменение частоты возбуждающего сигнала не приводило к сколь-либо существенному изменению кондактанса. Однако, начиная со значения частоты $f_0 \approx 7,7$ МГц, приблизительно одинакового для всех изображенных кривых, дальнейшее уменьшение частоты возбуждающего сигнала приводило к непрерывному росту кондактанса, заканчивающемуся резким падением до приблизительно прежней величины. В частотном диапазоне от $f_0 = 7,7$ МГц до значения, при котором происходит резкое падение кондактанса все изображенные кривые ложатся приблизительно на одну линию. Видно, что, чем выше амплитуда возбуждающего сигнала, тем шире частотный диапазон,

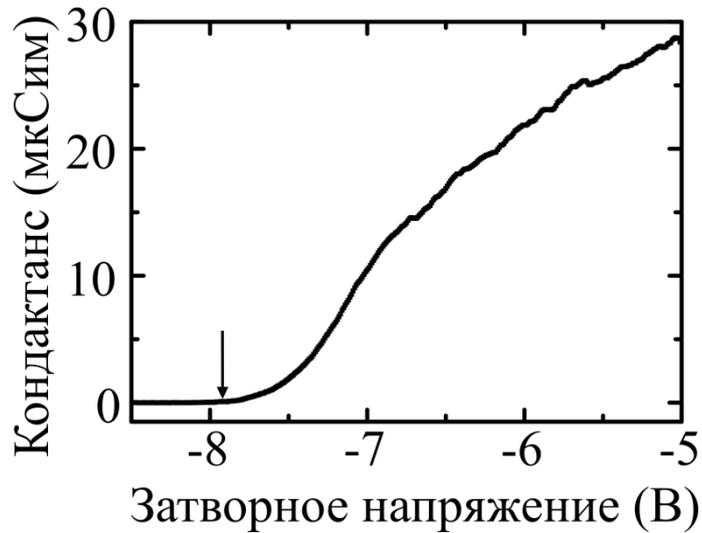


Рисунок 3.8. Зависимость кондактанса нанопроволоки от напряжения, прикладываемого к затворам G_2 , G_3 . Стрелкой указано состояние нанопроволоки, фиксируемое в дальнейшем.

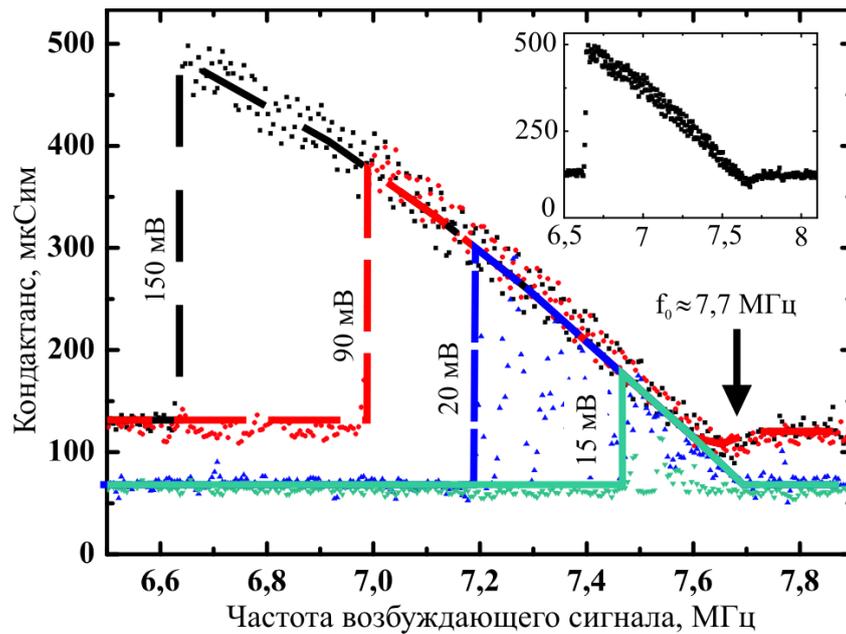


Рисунок 3.9. Зависимость кондактанса нанопроволоки от частоты возбуждающего сигнала, свидетельствующая о возбуждении механических колебаний. Точки – экспериментальные данные, пунктирные и сплошные линии показаны для ясности. Действующее значение возбуждающего напряжения указано рядом с кривыми. Стрелкой указана частота, соответствующая линейному резонансу. На вставке отдельно показана кривая, соответствующая напряжению 150 мВ.

соответствующий непрерывному росту кондактанса. При максимальном действующем значении возбуждающего сигнала $V_{RF_max} = 150$ мВ ширина частотного диапазона составляет $\Delta f \approx 1,1$ МГц.

Обнаруженную специфическую зависимость кондактанса от частоты возбуждающего сигнала можно объяснить возбуждением механических колебаний на собственной частоте нанопроволоки. Эта гипотеза подтверждается тем фактом, что частотный диапазон, соответствующий возрастанию кондактанса, по порядку величины совпадает с оценкой для основной частоты изгибных колебаний (детальное обсуждение этого соответствия приведено далее). Также гипотеза о механических колебаниях согласуется с тем, что повторение аналогичного эксперимента при нахождении экспериментального образца в газообразной и жидкой средах не приводило к изменению кондактанса нанопроволоки при каких-либо частотах, что, по-видимому, связано с диссипацией энергии колебаний средой [75], [31]. Особенностью измеренных зависимостей кондактанса от частоты возбуждающего сигнала является то, что они не отражают типичной лоренцевской зависимости амплитуды линейных колебаний механического резонатора от частоты возбуждающего сигнала. Резкое падение кондактанса при уменьшении частоты явно указывает на то, что механические колебания возбуждаются в нелинейном режиме. Лоренцевских кривых, соответствующих линейному режиму, не наблюдалось также и при уменьшении амплитуды возбуждающего сигнала. Однако, тот факт, что кондактанс начинает расти при уменьшении частоты, начиная с одного и того же значения $f_0 \approx 7,7$ МГц, не зависящего от амплитуды возбуждающего сигнала, позволяет полагать, что это значение равняется собственной частоте линейных механических колебаний.

Сдвиг значения частоты, соответствующего резкому падению кондактанса, в сторону более низких значений (см. рисунок 3.9) при увеличении амплитуды вынуждающей силы свидетельствует о сублинейной зависимости возвращающей

силы от отклонения от положения равновесия. Эта ситуация соответствует нелинейности типа «размягчения». Кривые, похожие на те, что показаны на рисунке 3.9, но «отраженные» относительно вертикальной оси, можно найти в работах [54], [48], [76] и в других работах. Как правило, вид кривых, такой, как в указанных работах свидетельствует о нелинейности «ужесточения». Этот факт обусловлен удлинением нанопроволок, приводящим к дополнительному механическому напряжению растяжения, что, в свою очередь, приводит к сверхлинейной зависимости возвращающей силы от отклонения. Нелинейность «размягчения», наблюдающаяся в нашем случае, в этом смысле требует объяснения. Предположительно, такой тип нелинейности можно объяснить изначальным изгибом нанопроволоки, вызванным механическим напряжением сжатия, превосходящим по своей величине значение, критическое в смысле эйлеровской неустойчивости. Далее следует обсуждение этого допущения.

При рассмотрении основной моды изгибных колебаний нанопроволоки положение системы можно характеризовать отклонением центра нанопроволоки от положения равновесия, а уравнение движения нанопроволоки можно записать в виде [47], [77]

$$\ddot{x} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{x} = -\omega_0^2 x - \alpha x^2 - \beta x^3 + \frac{F}{m} \cos(\omega t), \quad (3.11)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$ - угловая собственная частота линейных колебаний, Q - добротность колебательной системы, α и β - коэффициенты нелинейности, F и ω - соответственно амплитуда и угловая частота вынуждающей силы, $m = 0,73\rho WL$ - эффективная масса нанопроволоки для случая основной моды изгибных колебаний [78]. Для случая изначально прямой и свободной от механических напряжений нанопроволоки $\alpha = 0$ из симметрии, а $\beta > 0$. Сдвиг резонансной частоты, возникающий из-за нелинейности, как можно показать, используя (3.11), положителен [77]:

$$\Delta\omega = \frac{3}{8} \frac{\beta}{\omega_0} a^2 > 0, \quad (3.12)$$

где a - амплитуда колебаний.

Вышесказанное также верно для изначально натянутых нанопроволок, а также для сжатых нанопроволок, при условии, что величина сжимающей силы не превосходит величины, критической в смысле эйлеровской неустойчивости, при котором прямая форма нанопроволоки становится положением неустойчивого равновесия.

Однако, ситуация меняется, когда величина сжимающей силы превосходит критическое значение. Это приводит к появлению двух новых положений равновесия x_0 и $-x_0$ и к изгибу нанопроволоки. Уравнение (3.11) в этом случае следует переписать относительно одного из новых положений равновесия (например, сделав замену $x \rightarrow x - x_0$). Коэффициенты α и β , соответствующие преобразованному уравнению, можно выразить через x_0 как

$$\alpha = -\frac{3}{2} \frac{\omega_0^2}{x_0}, \quad \beta = \frac{1}{2} \frac{\omega_0^2}{x_0^2} \quad (3.13)$$

Сдвиг резонансной частоты, возникающий из-за нелинейности колебаний, в этом случае отрицателен:

$$\Delta\omega = -\frac{3}{4} \frac{a^2}{x_0^2} \omega_0 \quad (3.14)$$

Отрицательная величина этого сдвига указывает на нелинейность типа «размягчения». Таким образом, экспериментально наблюдаемое «размягчение» можно объяснить изгибом нанопроволоки из-за потери механической устойчивости. Предположение об изгибе нанопроволоки подтверждается снимками, полученными с помощью сканирующего электронного микроскопа (см. рисунок 3.10). Эти изображения также позволяют грубо оценить величину изгиба $x_0 \approx 50$ нм.

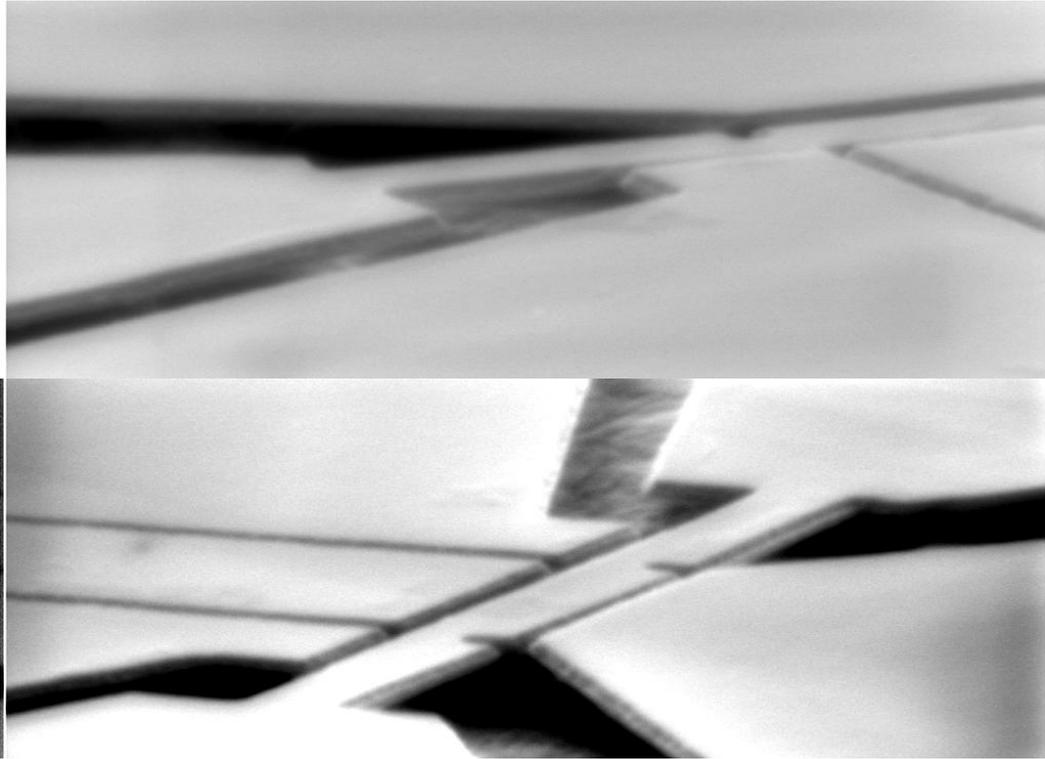


Рисунок 3.10. Изгиб нанопроволоки, визуализированный с помощью сканирующего электронного микроскопа при падении пучка электронов под углом 5 (сверху) и 30 (снизу) градусов к поверхности образца

Однако, величина механического напряжения, обусловленная несоответствием постоянных решетки, является недостаточной для потери механической устойчивости нанопроволокой длиной 6 мкм. Величина этой сжимающей силы может быть оценена как

$$T = \frac{7}{9} EtW \frac{\Delta a}{a} \approx 1,5 \text{ мкН}, \quad (3.15)$$

где $\Delta a/a$ - относительная величина несоответствия постоянных решетки между арсенидом галлия и твердым раствором $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$. Подстановка численных значений в (3.4) дает величину необходимой критической силы $T_{cr} \approx 3,5$ мкН, более чем вдвое превосходящую силу, возникающую из-за несоответствия постоянных решетки (3.15). Тот факт, что нанопроволока, несмотря на это, изогнута, можно объяснить дополнительными, неконтролируемыми механическими напряжениями, возникшими в процессе селективного травления.

Следует отметить, что экспериментально измеренное значение собственной частоты линейных механических колебаний не согласуется с хорошо известной [38] оценкой для основной моды изгибных колебаний нанопроволоки, свободной от механических напряжений:

$$f_{0_{th}} = 1,027 \sqrt{E/\rho} \times t/L^2 = 10,3 \text{ МГц}. \quad (3.16)$$

Однако, известно, что в случае сжатых нанопроволок, значение собственной частоты для основной моды колебаний постепенно уменьшается с увеличением сжимающей силы и становится нулевым при достижении критической величины силы [79], [80]. С дальнейшим увеличением сжимающей силы собственная частота основной моды быстро возрастает и становится больше частоты следующей моды. Используя метод, описанный в [79], величину изгиба нанопроволоки можно оценить, исходя из собственной частоты основной моды. Для нашего случая эти оценки дают величину изгиба 40 нм, что согласуется с грубой оценкой из рисунка 3.10.

Зная величину изгиба, можно оценить амплитуду механических колебаний, используя (3.14), как $a \approx 20$ нм. Широкий частотный диапазон $\Delta f \approx 1$ МГц, согласно (3.14) указывает на то, что амплитуда колебаний велика, в сравнении со значениями, обычно наблюдаемыми в эксперименте [54], [76], [81] (несколько нанометров).

До настоящего момента физические механизмы возбуждения и детектирования механических в работе колебаний не рассматривались. Первый вопрос, требующий в этом смысле обсуждения, – каким образом возбуждающий сигнал, подаваемый на боковой затвор, копланарный с нанопроволокой, возбуждает ее колебания в направлении, перпендикулярном плоскости поверхности образца (out-of-plane). Обычно для возбуждения такого рода колебаний используются металлические затворы, лежащие под нанопроволокой, либо собственно проводящая подложка используется в качестве такого затвора. Также такие механические колебания можно возбуждать, используя магнитодвижущую силу [47]. В то же время, проведенные в ходе настоящей работы эксперименты показывают, что out-of-plane колебания можно возбуждать используя более простой в изготовлении боковой затвор.

Амплитуда вынуждающей силы, необходимая для возбуждения колебаний с максимальной амплитудой, наблюдавшейся в эксперименте (20 нм), допускает простую оценку:

$$F \approx m\omega_0^2 a / Q \quad (3.17)$$

В качестве добротности для оценки используем типичное значение добротности арсенид-галлиевых резонаторов $Q \approx 3000$ [54]. Подстановка численных значений в (3.17) дает величину требуемой силы $F \approx 30$ пН.

Предположительно, механические колебания в нашем случае возбуждаются за счет кулоновского взаимодействия между нанопроволокой и поверхностью подложки, потенциалы которых различны. Оценить силу взаимодействия можно в

модели плоского конденсатора с параллельными пластинами, одной из которых является нанопроволока, а другой – поверхность подложки. Амплитуду силы в этом случае можно оценить как

$$F = C\Delta\varphi^2 / 2d, \quad (3.18)$$

Где C - модельная емкость, $\Delta\varphi$ - разность потенциалов между нанопроволокой и подложкой, а d - расстояние между ними. Емкость C можно оценить как $lW\epsilon_0/d \approx 30$ аФ, где в качестве l можно использовать длину узкого зазора между нанопроволокой и затворами. Для оценок можно считать, что нанопроволока имеет нулевой потенциал, поскольку сток заземлен, а переменное напряжение, прикладываемое к истоку, необходимое для измерения кондактанса, пренебрежимо мало (30 мкВ). В качестве потенциала поверхности подложки будем использовать потенциал ее точки, находящейся под нанопроволокой на одинаковом расстоянии от каждого из затворов. На один из этих затворов подается постоянное напряжение, а на другой – переменный сигнал, возбуждающий колебания. Обсуждаемую разность потенциалов в этом случае можно оценить как $\Delta\varphi = (V_{G_DC} + V_{RF} \cos(\omega t)) / 2$, если пренебречь влиянием нанопроволоки на потенциал подложки. Подставляя численные значения в (3.18) и рассматривая переменную компоненту вынуждающей силы, можно получить значение $F \approx 60$ пН, вдвое превышающее величину, необходимую для возбуждения колебаний с амплитудой 20 нм. Это показывает, что гипотеза о емкостном механизме возбуждения колебаний разумна. Другие механизмы возбуждения колебаний, такие, как, например, за счет силы Кельвина [81], [52], по оценкам, не дают требуемой величины вынуждающей силы.

Обсудим механизм детектирования механических колебаний, ограничившись качественным рассмотрением без численных оценок. Ясно, что каким бы этот механизм ни был, он должен обеспечивать изменение средней по времени величины кондактанса нанопроволоки, измеряемого на низкой частоте (70 Гц). Первый из возможных механизмов изменения кондактанса нанопроволоки

при механических колебаниях – геометрическое изменение взаимных емкостей между нанопроволокой и ее окружением, а именно – подложкой и каждым из затворов [52]. Также кондактанс нанопроволоки может увеличиваться вследствие действия пьезоэлектрического и пьезорезистивного эффектов. Следует отметить, что слой арсенида галлия, содержащий двумерный электронный газ, в нашем случае находится в середине толщины нанопроволоки (см. рисунок 3.2). Если бы нанопроволока была изначально прямой, в линейном приближении следовало бы ожидать нейтрализации пьезорезистивного эффекта, поскольку изменение длины средней линии нанопроволоки при механических колебаниях пропорционально квадрату амплитуды колебаний. В случае изначально изогнутой нанопроволоки такой нейтрализации даже в линейном приближении ожидать не следует, поскольку динамическое изменение длины средней линии в этом случае пропорционально произведению величины статического изгиба нанопроволоки и амплитуды колебаний. Изменение кондактанса, вызванное линейным пьезорезистивным эффектом, могло бы быть детектируемо при измерении на частоте возбуждающего сигнала (т.е. на высокой частоте). В нашем же случае линейные механические колебания нанопроволоки не приводили к заметному изменению средней по времени величины кондактанса.

Это обстоятельство можно объяснить, используя следующие общие аргументы. Рассмотрим кондактанс G нанопроволоки (не усредненный по времени) как функцию отклонения от положения равновесия x . Разложение этой функции в ряд Тейлора с последующим усреднением по времени дает

$$\langle G(x) \rangle \approx G(0) + G'(0)\langle x \rangle + G''(0)\langle x^2 \rangle + \dots \quad (3.19)$$

Усредненные по времени значения $\langle x \rangle$ и $\langle x^2 \rangle$ можно, в свою очередь, снова разложить в ряд Тейлора по степеням амплитуды колебаний a , причем линейные члены в этом разложении будут отсутствовать [77]. Таким образом, разложение усредненного кондактанса по степеням амплитуды колебаний будет начинаться с членов, пропорциональных a^2 . Поэтому, разумно, что измерение средней по

времени величины кондактанса нанопроволоки является методом, нечувствительным к линейным механическим колебаниями и позволяет детектировать нелинейные колебания.

Выводы

Полученные результаты показывают, что подвешенные нанопроволоки, изготовленные на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs без намеренного включения каких-либо напряженных слоев (таких, как твердые растворы InAlAs и InGaAs) подвержены эйлеровской неустойчивости. Для широких (шириной 450 нм) нанопроволок, измеренная критическая длина составляет величину, приблизительно втрое меньшую величины, предсказываемой теорией, в то время как для узких (50 нм) нанопроволок, экспериментально измеренная критическая величина совпадает с предсказываемой теорией. Причиной обнаруженного несоответствия является появление механически напряженных продуктов химической реакции селективного травления жертвенного слоя плавиковой кислотой.

Обнаружено, что резонансные колебания подвешенных нанопроволок можно возбуждать путем подачи высокочастотного сигнала на боковой затвор, причем такой способ допускает возбуждение высокоамплитудных, существенно нелинейных колебаний. Показано, что измерение средней по времени величины кондактанса нанопроволок является чувствительным способом детектирования их механических колебаний.

Явление эйлеровской неустойчивости подвешенных нанопроволок оказывает существенное влияние на свойства механических резонаторов, создаваемых на их основе, в частности, приводя к изменению их резонансных частот, а также к “размягчению” резонаторов при высокоамплитудных, нелинейных колебаниях.

Глава 4

ТУННЕЛЬНЫЙ ТРАНСПОРТ В ПОДВЕШЕННОМ ОДНОЭЛЕКТРОННОМ ТРАНЗИСТОРЕ

В настоящей главе описываются результаты прямого сравнительного эксперимента, направленного на выявление особенностей кулоновской блокады и одноэлектронного туннелирования в подвешенном одноэлектронном транзисторе. Однотипные измерения, описываемые в тексте главы, проводились на одном и том же одноэлектронном транзисторе до и после операции селективного травления, приводящей к его подвешиванию.

Описываемые в настоящей главе результаты были получены с использованием экспериментальных образцов – одноэлектронных транзисторов, – геометрию которых отражает рисунок 4.2. Квантовая точка задавалась на проволоке длиной 2 мкм и шириной 600 нм двумя сужениями, располагающимися на расстоянии 600 нм друг от друга. На расстоянии 300 нм от квантовой проволоки с обеих сторон от нее располагались каналы двумерного электронного газа, используемые в качестве боковых затворов.

Для изучения влияния отрыва транзистора от подложки на перенос заряда был проведен прямой сравнительный эксперимент. Сразу после электронной литографии и плазмохимического травления, задающих латеральную геометрию транзистора, была проведена серия измерений кондактанса G в зависимости от тянущего V_{SD} и затворного V_G напряжений. Затем проводилось селективное травление жертвенного слоя, отделяющего транзистор от подложки, и повторялась серия измерений кондактанса.

4.1. Кулоновская блокада в неподвешенном одноэлектронном транзисторе

Зависимость $G(V_G, V_{SD})$ кондактанса транзистора, находящегося в массиве полупроводника, от затворного напряжения и напряжения исток-сток представлена на рисунке 4.3. На рисунке видна область нулевого кондактанса

вблизи точки $V_G = -0,85$ В, $V_{SD} = 4$ мВ, соответствующая режиму кулоновской блокады. Для любого значения тянущего напряжения V_{SD} можно перейти в область ненулевого кондактанса из области кулоновской блокады путем уменьшения затворного напряжения. Для неподвешенного образца зарядовая энергия $E_C = e^2/C$ (где C – полная емкость квантовой точки), измеренная по пороговому значению тянущего напряжения, равна $E_C \approx 3$ мэВ, что соответствует температуре $T_C = E_C/k = 35$ К.

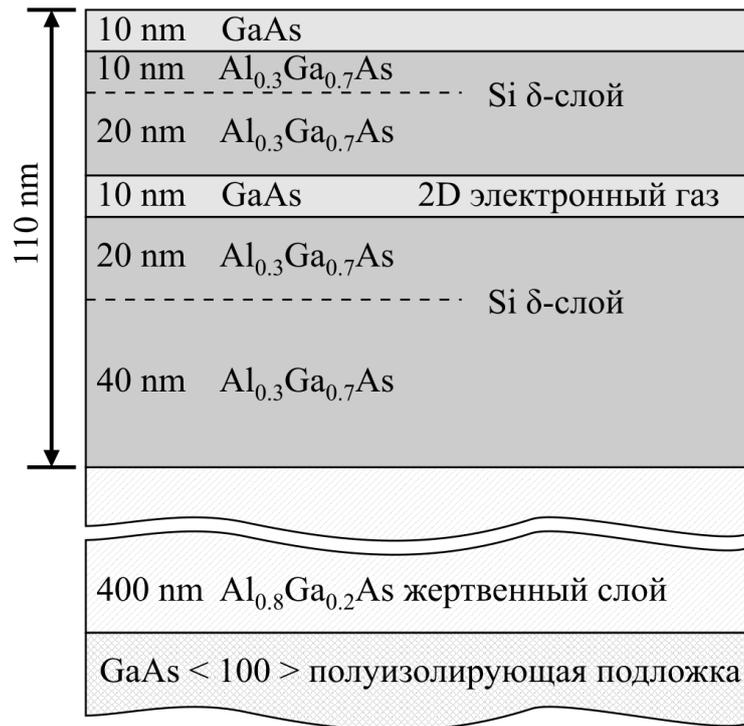


Рисунок 4.1. Схематичное изображение гетероструктуры, на основе которой создавался одноэлектронный транзистор

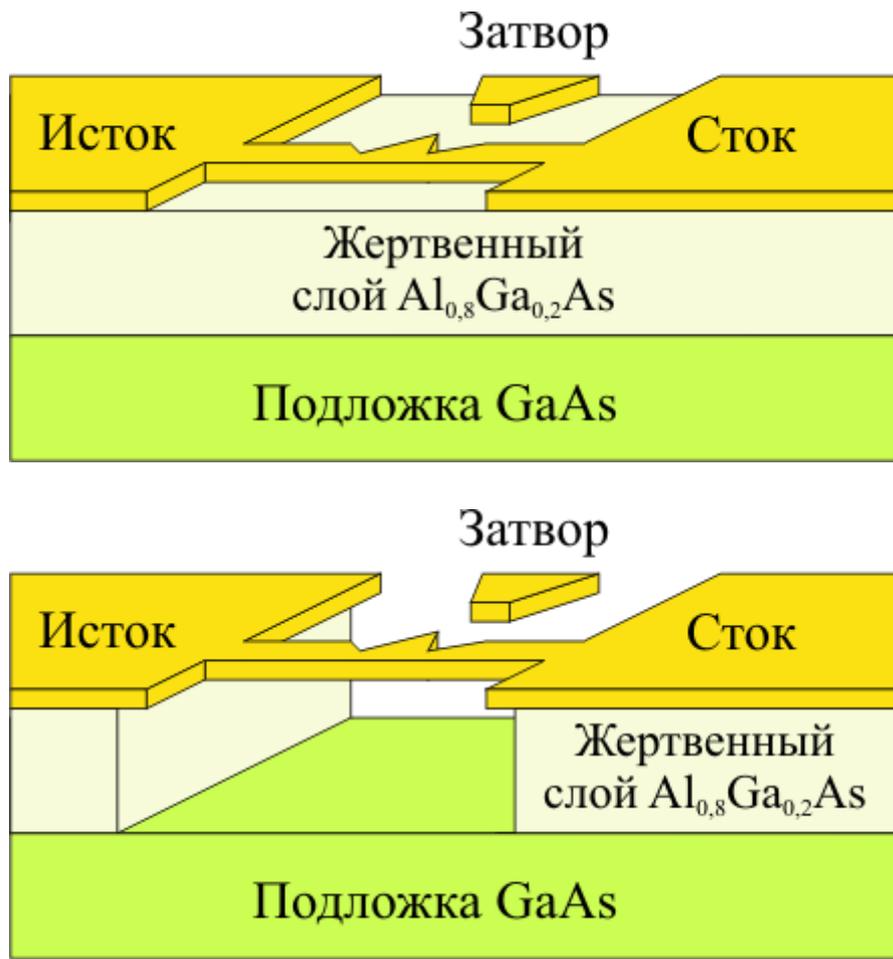


Рисунок 4.2. Схематичное изображение одноэлектронного транзистора до (сверху) и после (снизу) подвешивания. Квантовая точка определена на узкой проволоке и имеет вид треугольника с линейными размерами около 600 нм. Рядом с квантовой точкой симметрично относительно проволоки расположены два боковых затвора (на рисунке показан один из них).

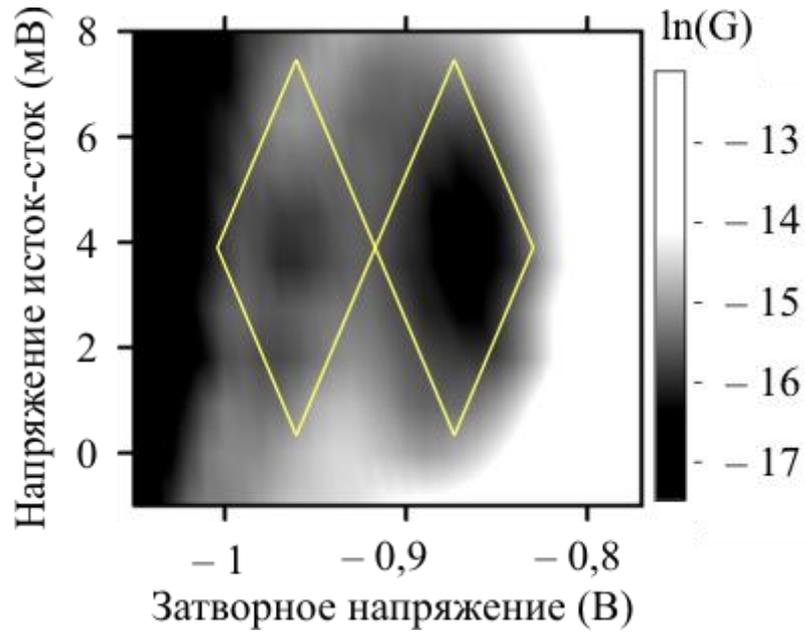


Рисунок 4.3. Кондуктанс G одноэлектронного транзистора, находящегося в массиве полупроводника, как функция затворного напряжения V_g и напряжения исток-сток V_{sd} . Тоновый график приведен в логарифмическом масштабе. Видна область нулевого кондуктанса, соответствующая режиму кулоновской блокады. Зарядовая энергия составляет около 3,5 мэВ.

4.2. Особенности электронного транспорта в подвешенном одноэлектронном транзисторе

Серия измерений кондактанса $G(V_G, V_{SD})$ подвешенного транзистора, полученная после операции селективного травления, представлена на рисунке 4.4 (а). Из рисунка видно, что структура кондактанса имеет вид ромбов, характерный для кулоновской блокады, однако эти ромбы слипшиеся. Одной из особенностей полученной серии зависимостей является то, что величина зарядовой энергии зависит от затворного напряжения и меняется для последовательных ромбов кулоновской блокады от 4 мэВ до 15 мэВ (см. рисунок 4.4 (б)). Максимальное значение зарядовой энергии соответствует критической температуре $T_C = 170$ К. Одно из возможных объяснений непостоянства зарядовой энергии как функции затворного напряжения заключается в том, что эффективные размеры квантовой точки уменьшаются при увеличении абсолютной величины обедняющего потенциала, что приводит к уменьшению емкости системы и, следовательно, к увеличению зарядовой энергии. Размер квантовой точки a можно оценить из величины зарядовой энергии e^2/C , положив емкость точки C равной емкости плоского диска радиуса a : $C = 8\epsilon_0 a$. Полученная таким образом зависимость линейного размера квантовой точки a от величины напряжения на затворе V_g приведена на рисунке 4.5 (а). Видно, что размер монотонно уменьшается при увеличении абсолютной величины обедняющего потенциала, не превышая литографического размера квантовой точки. Линейно аппроксимируя полученную зависимость, можно видеть, что размер квантовой точки, соответствующий следующему ромбу кулоновской блокады ($V_G \approx -8,6$ В), будет нулевым. Это дает основания полагать, что число электронов на квантовой точке меняется от 1 до 4.

Необходимо также отметить, что после подвешивания транзистора зарядовая энергия увеличилась более чем в 4 раза, что связано с резким понижением емкости квантовой точки, обусловленным отрывом образца от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 13$. Действительно, можно ожидать, что емкость квантовой точки, находящейся на

расстоянии, далеко от подложки (то есть, много большем ее размеров), будет в ε раз ниже, чем емкость такой же квантовой точки, находящейся в глубине массива полупроводника и в $(\varepsilon+1)/2 = 7$ раз меньше, чем емкость квантовой точки, находящейся на границе раздела полупроводник-вакуум. Расстояние от квантовой точки до подложки определяется толщиной жертвенного слоя, и в нашем случае размеры квантовой точки сравнимы с этим расстоянием. Кроме того, вблизи квантовой точки расположены области истока и стока, выполненные из материала подложки, обладающего тем же ε , что увеличивает емкость и уменьшает величину наблюдаемого выигрыша в зарядовой энергии.

Еще одной важной особенностью полученной зависимости $G(V_G, V_{SD})$ для подвешенного транзистора является наличие дополнительной блокады туннелирования, наблюдаемой при значениях V_G , соответствующих точкам слипания ромбов кулоновской блокады, то есть в состояниях, когда с точки зрения обычной теории кулоновской блокады транзистор должен быть открытым при любых значениях V_{SD} . Подавление этой блокады требует приложения тянущего напряжения V_{SD} с характерным пороговым значением V_{th} , так что в интервале тянущих напряжений $[V_{th}^-, V_{th}^+]$ туннелирование заблокировано, причем величина этого интервала растет при уменьшении затворного напряжения. На рисунке 4.4 этот эффект виден как “слипание” ромбов кулоновской блокады. Заметим, что описываемый эффект специфичен для подвешенных структур и, как было отмечено выше, не наблюдается в транзисторе, находящемся в массиве полупроводника.

Блокада туннелирования некулоновской природы наблюдалась ранее в работе [82], где она объяснялась тем, что акт туннелирования электрона из истока в подвешенную квантовую точку сопровождается возбуждением локальной изгибной (flexural) фононной моды вследствие эффекта “отдачи”. Это уменьшает энергию электрона и препятствует его дальнейшему туннелированию в область стока (фононная блокада туннелирования). Этот эффект также специфичен для подвешенных структур, поскольку в массиве полупроводника импульс отдачи

передается всей решетке, обладающей большой массой, и энергия электрона сохраняется (подобно эффекту Мессбауэра). В цитируемой работе экспериментально показано, что при температуре около 350 мК, сравнимой с энергией соответствующей локальной фононной моды $T \sim \hbar\Omega_{\text{ph}}/k$, данный эффект пропадает. В нашем случае исследуемая дополнительная блокада туннелирования наблюдается при температуре 4,2 К и несомненно требует иного объяснения. Действительно, характерный масштаб энергий фононов есть $\hbar\Omega_{\text{ph}} = \hbar c_L/b$ где $c_L = 4,77 \cdot 10^5$ см/с – продольная скорость звука в GaAs, $b = 110$ нм – толщина полупроводниковой мембраны. В температурных единицах это составляет величину порядка 330 мК, то есть при $T = 4,2$ К фононные моды данного вида уже температурно возбуждены.

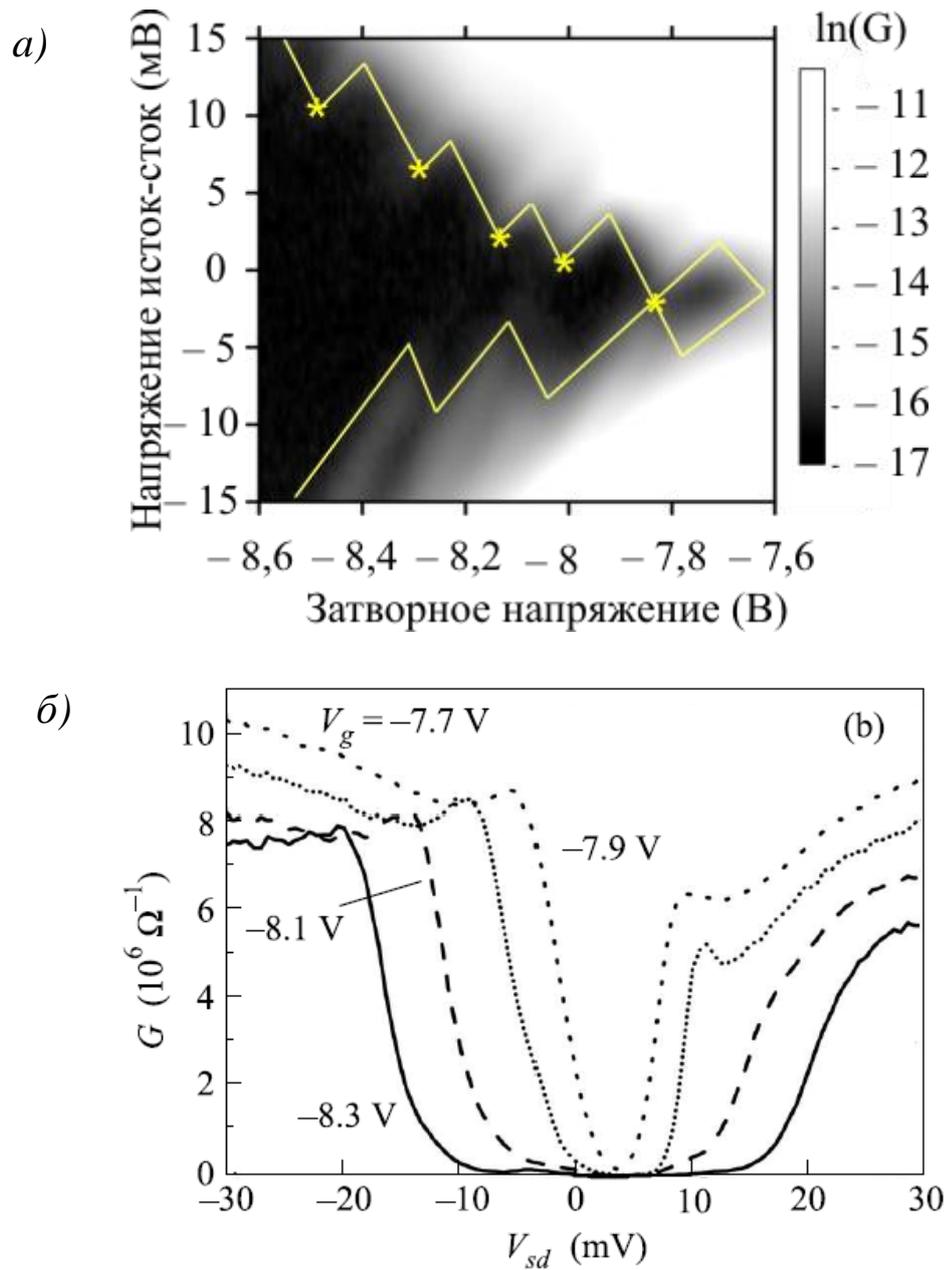


Рисунок 4.4. (а) Зависимость кондактанса подвешенного одноэлектронного транзистора G от затворного напряжения V_g и напряжения исток-сток V_{sd} . Видна ромбовидная структура зависимости, характерная для кулоновской блокады. Однако, ромбы не разделены интервалами V_g , соответствующими нулевому кондактансу (“слипание” ромбов), то есть наблюдается блокада, дополнительная к кулоновской. (б) Серия зависимостей $G(V_{sd})$ при различных затворных напряжениях. Зарядовая энергия изменяется от 4 до 15 мэВ.

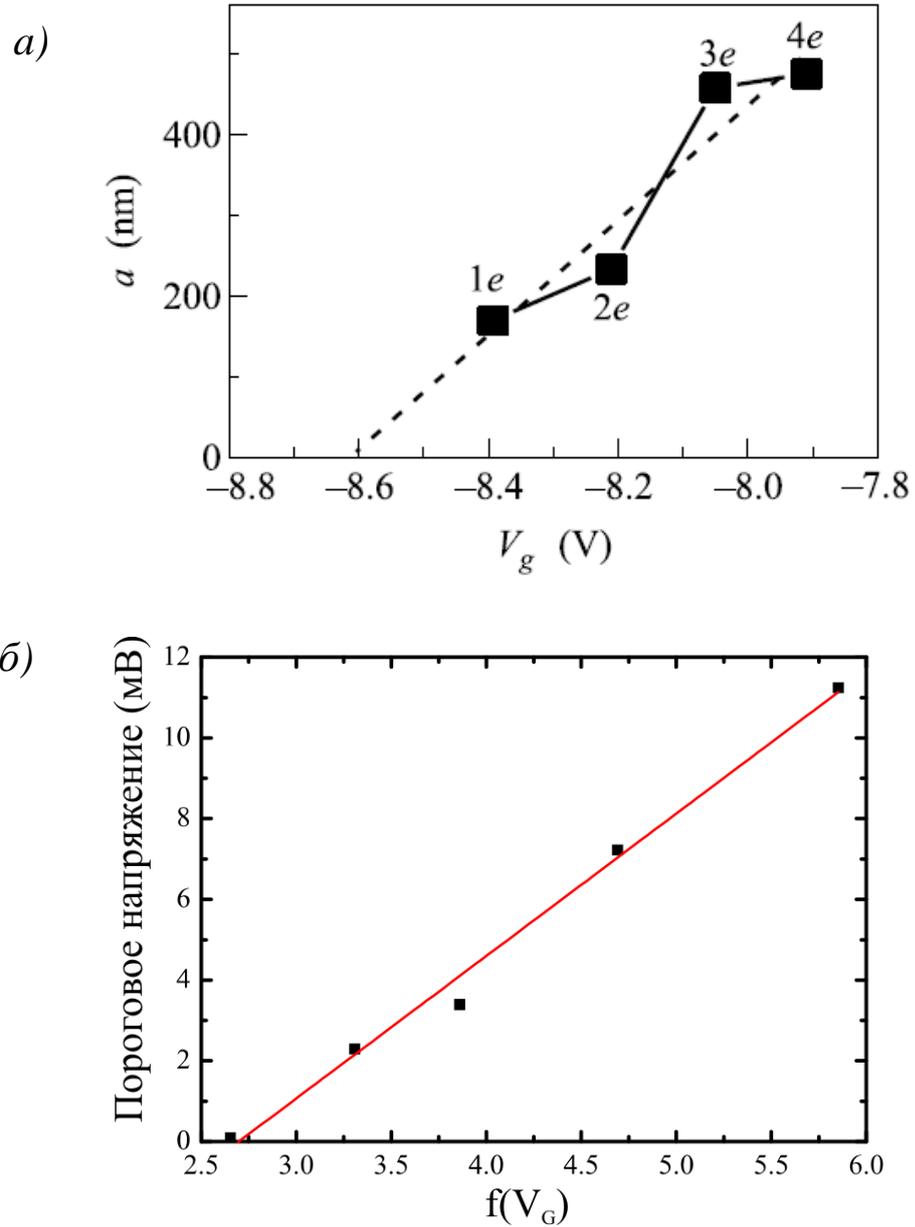


Рисунок 4.5 а) Зависимость эффективного линейного размера квантовой точки от затворного напряжения. Квадраты – экспериментальные значения, пунктир – линейная аппроксимация.. б) зависимость порогового смещения исток-сток от затворного напряжения в координатах, в которых указанная зависимость, согласно теории, спрямляется.

Другой механизм блокады туннелирования, отличный от динамического эффекта возбуждения локальных фононных мод и обусловленный особенностями поведения упругих деформаций подвешенной проволоки, содержащей квантовую точку, при прохождении электрона по ней, предсказывается в работе [63]. Электростатическое взаимодействие заряженных затвора и проволоки приводит к изгибу последней, причем туннелирование электрона из области истока в квантовую точку, расположенную в центре нанопроволоки, переносит точку приложения силы, действующей на этот электрон со стороны затвора, из закрепленного края проволоки в ее центр, что изменяет величину упругой деформации, и, как следствие, затворную емкость (данный эффект можно было бы назвать “упругой блокадой” туннелирования). Эту блокаду можно преодолеть приложением тянущего напряжения V_{SD} с пороговым значением V_{th} , определяемым новой затворной емкостью. Согласно [63], наиболее сильно этот эффект проявляется при затворных напряжениях, близких к некоторому критическому значению V_{cr} , причем пороговое напряжение V_{th} в этой области пропорционально следующей функции затворного напряжения V_G :

$$f(V_g) = \left(\frac{C_g(w_g)^2}{C(w_g)C_g^0} \right)^2 \frac{V_G^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_G}{V_{cr}} \right)^2}}, \quad (4.1)$$

Где $C_g(w_g)$ - емкость между квантовой точкой и затвором как функция величины смещения нанопроволоки w_g , $C_g^0 = C_g(0)$, а $C(w_g)$ - полная емкость квантовой точки, определяющая ее зарядовую энергию. Рисунок 4.5 (б) показывает, что экспериментально измеренная зависимость порогового напряжения V_{th} от V_G действительно описывается предложенной в работе [63] теоретической зависимостью при значении $V_{cr} = -9,1$ В, что подтверждает гипотезу об “упругой” блокаде туннелирования.

Выводы

Показано, что подвешивание одноэлектронного транзистора приводит к существенному (до 4 раз) увеличению его зарядовой энергии вследствие отрыва квантовой точки транзистора от массива полупроводника, обладающего высокой диэлектрической проницаемостью и уменьшения емкости квантовой точки. Продемонстрировано, что в одноэлектронном транзисторе с квантовой точкой, подвешенной на нанопроволоке, туннельный транспорт ограничен не только кулоновской блокадой, но также наблюдается и дополнительная блокада туннелирования (“упругая блокада”), обусловленная тем, что подвешенная нанопроволока может изгибаться под действием кулоновских сил, причем величина изгиба меняется вместе с числом электронов на квантовой точке.

Глава 5

БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ПОДВЕШЕННОМ КВАНТОВОМ ТОЧЕЧНОМ КОНТАКТЕ

Образцы с квантовыми точечными контактами создавались на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs (см. рисунок 5.1), содержащей двумерный электронный газ в слое арсенида галлия толщиной 13 нм, находящемся на расстоянии 76 нм от поверхности образца. Гетероструктура содержала жертвенный слой $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$, имеющий толщину 400 нм. Толщина полученной подвешенной мембраны равнялась 166 нм, то есть расстоянию от жертвенного слоя до поверхности. Полученный двумерный электронный газ имел концентрацию $5,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижность $4 \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Латеральная геометрия экспериментального образца задавалась электронной литографией с последующим анизотропным плазмохимическим травлением. Квантовый точечный контакт представлял собой (см. рисунок 5.2) плавное сужение двумерного электронного газа, имеющее ширину 800 нм, оснащенное двумя боковыми копланарными затворами, находящимися на литографическом расстоянии 100 нм от сужения (с возможностью подавать на них управляющие напряжения отдельно). После задания латеральной геометрии и удаления электронного резиста проводилась первая серия измерений кондактанса G неподвешенных квантовых точечных контактов как функции напряжения на каждом из двух затворов V_{G1} , V_{G2} , а также в зависимости от постоянного напряжения V_{SD} , прикладываемого между истоком и стоком. Кондактанс измерялся 4-точечным методом на переменном сигнале частотой 700 Гц с использованием двух синхронных детекторов. При этом переменное напряжение амплитудой 30 мВ подавалось на область истока. Область стока заземлялась через токовый входной канал одного из синхронных детекторов. Одновременно вторым синхронным детектором измерялось падение переменного напряжения между

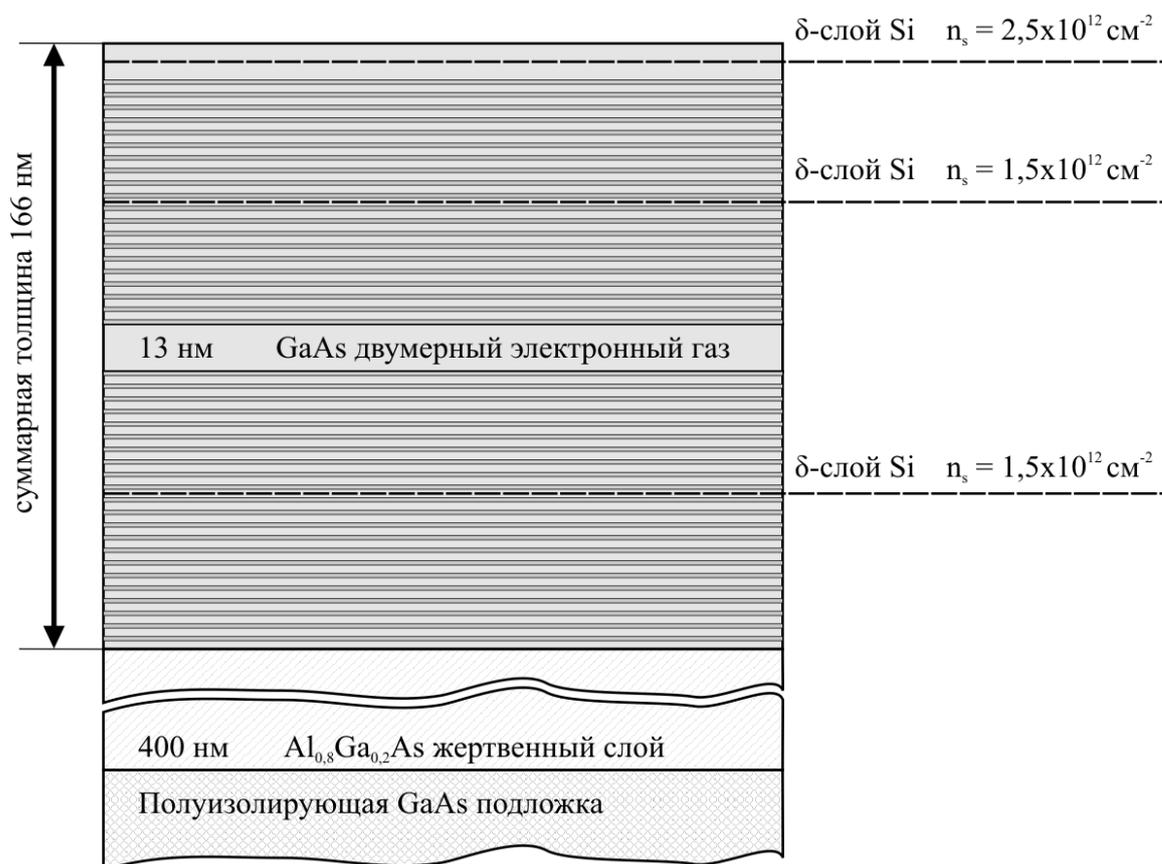


Рисунок 5.1. Схематичное изображение гетероструктуры, на основе которой изготавливался квантовый точечный контакт. Двумерный электронный газ ограничен в тонком слое арсенида галлия сверхрешеткой GaAs/AlAs с отношением толщин 2:1.

двумя дополнительным контактами, находящимися в областях истока и стока. Измерения проводились при температуре 500 мК при откачке паров He₃.

После проведения измерений на неподвешенных экспериментальных образцах производилось селективное вытравливание жертвенного слоя из-под сужений в водном растворе плавиковой кислоты концентрации 1:100, приводящее к их подвешиванию. После этого те же электрофизические измерения проводились уже на подвешенных квантовых точечных контактах.

5.1. Электронный транспорт в неподвешенном квантовом точечном контакте.

На рисунке 5.3 показана зависимость кондактанса неподвешенного квантового точечного контакта от напряжения, симметрично подаваемого на оба затвора. Видно, что до подвешивания квантовый точечный контакт демонстрировал плато при значениях кондактанса, предсказываемых одночастичной моделью не взаимодействующих электронов и равных $G = N \times 2e^2/h$. На рисунке 5.3 различимы шесть таких плато.

Рисунок 5.4 (а) демонстрирует эволюцию плато кондактанса при подаче постоянного напряжения V_{SD} между истоком и стоком. На графике для наглядности цветом показана величина транскондактанса, т. е. численно взятой производной кондактанса по затворному напряжению $\partial G/\partial V_G$. Темные области на рисунке соответствуют плато и близким к нулю значениям транскондактанса, а более светлые – переходам с плато на плато. Черная область слева на графиках отвечает полностью закрытому состоянию квантового точечного контакта. На рисунке 5.4 (а) различимы восемь темных областей, симметричных относительно оси $V_{SD} = 0$, по форме напоминающих ромбы (см. пояснения в первой главе) и соответствующих целочисленным плато кондактанса. С целочисленными плато граничат темные области, проявляющиеся при $|V_{SD}| > 3\text{ мВ}$, которые, согласно теории [83], [84], [85], соответствуют полуцелым значениям кондактанса

$G = (N - 1/2) \times 2e^2/h$. Особенно ярко выражены те из дополнительных плато, которые граничат с полностью закрытым состоянием. Следует обратить внимание, что значение кондактанса, которому соответствуют эти плато $G \approx 0.25 \times 2e^2/h$, не целочисленное и не полуцелое. Это области так называемой «0,25-аномалии» [86], во многих случаях наблюдающейся в эксперименте и имеющей не выясненную на настоящий момент природу.

На рисунке 5.4 (б) показано, каким образом изменяется вид зависимости кондактанса от затворного напряжения при приложении постоянного напряжения между истоком и стоком. На рисунке показан участок, соответствующий кондактансу от нуля до $2e^2/h$. Видно, что при приложении тянущего напряжения V_{SD} , по величине близкого к 3 мВ, становится видна особенность при значениях кондактанса, приблизительно равных $0,25 \times 2e^2/h$ («0,25-аномалия»), однако, особенность вблизи $0,7 \times 2e^2/h$ («0,7-аномалия») не выражена.

На рисунке 5.5 (а,б) показано, каким образом изменяется вид плато целочисленного квантования кондактанса при подаче на затворы различных по величине напряжений. Все показанные на графике зависимости измерены при $V_{SD} = 0$. Различные кривые на рисунке 5 (а) соответствуют различным значениям разности напряжений на затворах $V_{G1} - V_{G2}$. По оси абсцисс отложена сумма этих напряжений $V_{G1} + V_{G2}$. Видно, что значения кондактанса, соответствующие плато квантования, а также ширина плато остаются практически неизменными в широком диапазоне величины $V_{G1} - V_{G2}$. Лишь кривые, находящиеся на графике справа, демонстрируют небольшое уменьшение значений кондактанса для 2-го и 3-го плато.

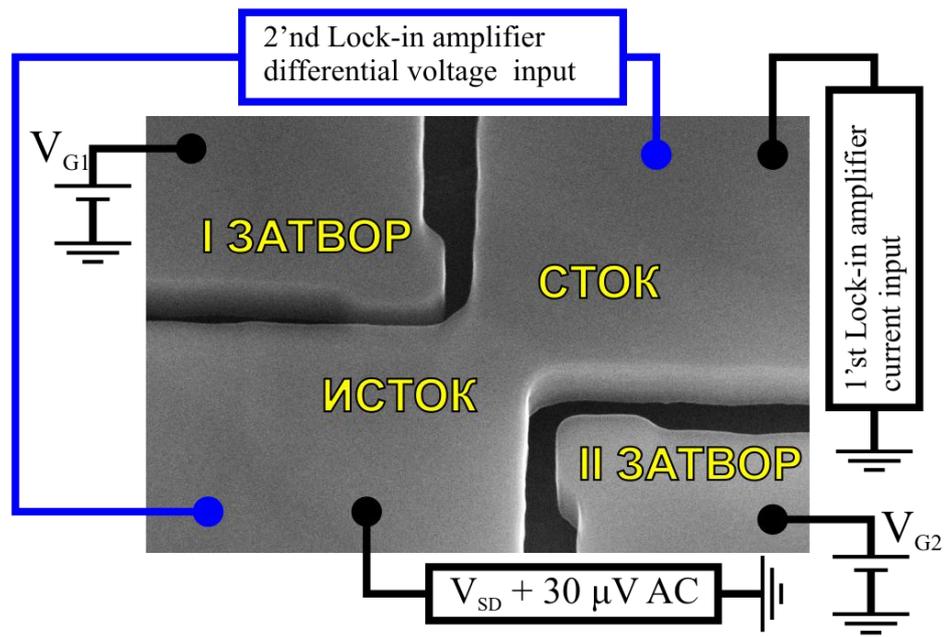


Рисунок 5.2. Изображение квантового точечного контакта, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа и схема измерений.

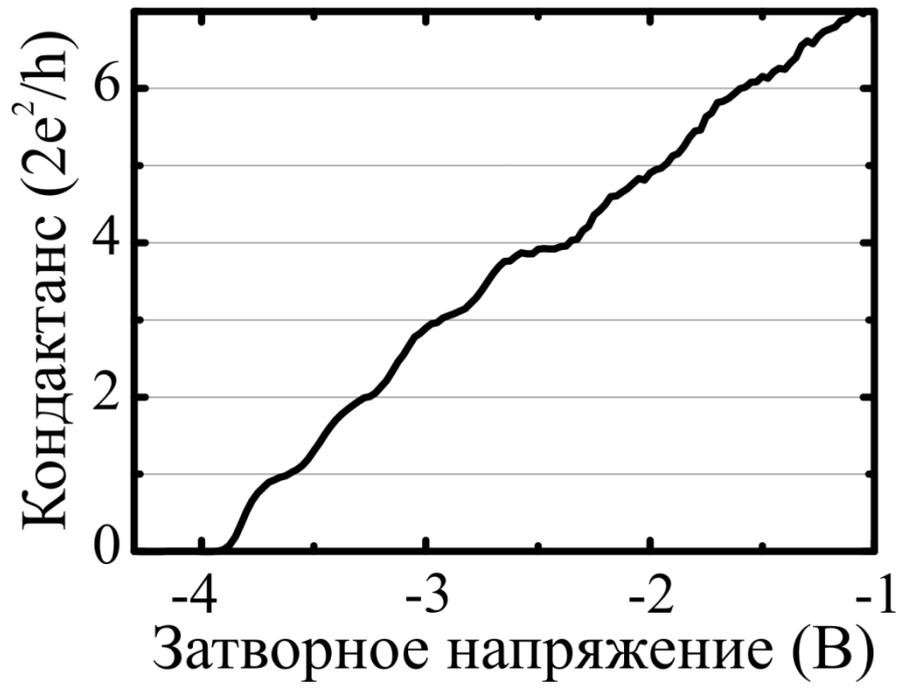


Рисунок 5.3. Квантование кондуктанса в неподвешенном квантовом точечном контакте

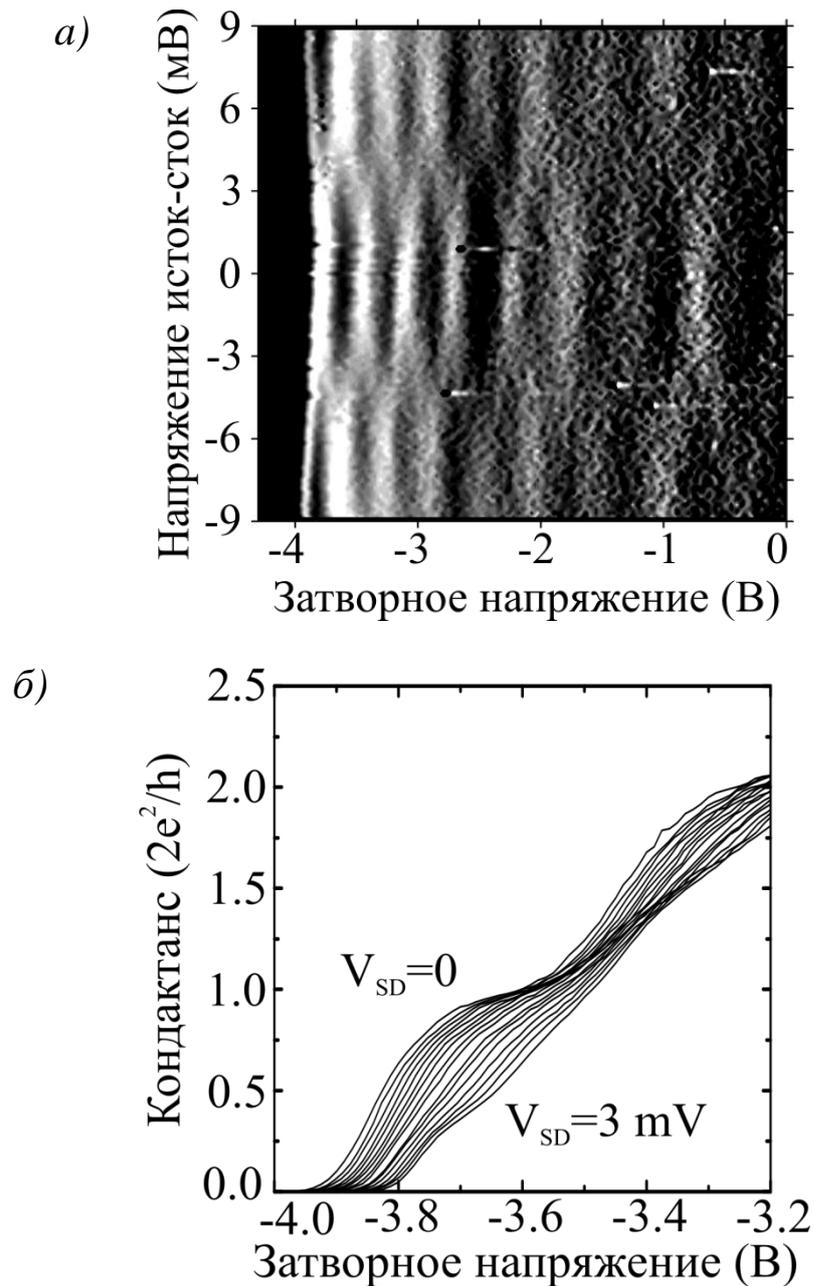


Рисунок 5.4. Изменение плато квантования кондактанса неподвешенного квантового точечного контакта при подаче постоянного напряжения между истоком и стоком. (а) Данные в виде тонового графика. Цветом показана величина производной кондактанса по затворному напряжению. Темные области соответствуют плато. б) Серия зависимостей кондактанса от затворного напряжения. Различные кривые, горизонтально смещенные друг относительно друга, соответствуют различным напряжениям исток-сток.

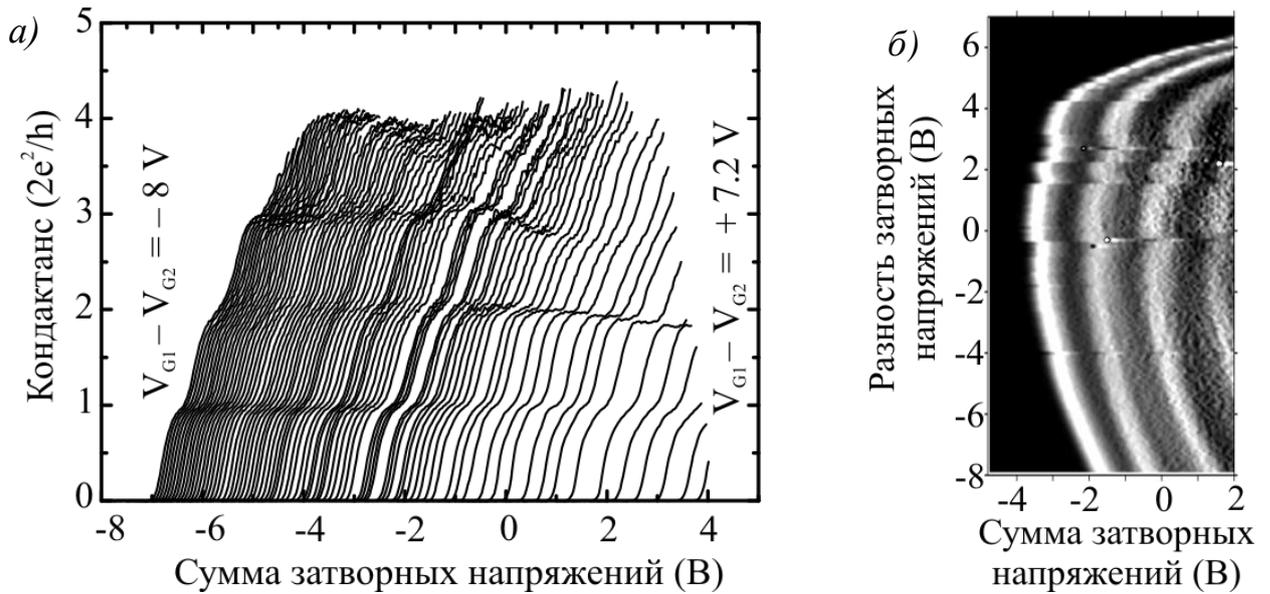


Рисунок 5.5. а) Влияние асимметричной подачи напряжения на затворы неподвешенного квантового точечного контакта. Различные кривые соответствуют различным величинам разницы напряжений на затворах. Кривые сдвинуты друг относительно друга на $0,1 \text{ В}$. б) Те же самые данные, представленные в виде тонового рисунка. Цветом показана величина транскондуктанса. Темные области соответствуют плато квантования.

5.2. Особенности электронного транспорта в подвешенном квантовом точечном контакте.

Рисунок 5.6 демонстрирует зависимость кондактанса подвешенного квантового точечного контакта от затворного напряжения, подаваемого симметрично на оба затвора. Видно, что квантование кондактанса после подвешивания сохраняется, однако, лишь два плато различимы на рисунке 5.6, причем значение кондактанса $G \approx 1.5 \times 2e^2/h$, соответствующее второму плато, нецелочисленное. В то же время значение кондактанса, отвечающее первому плато, осталось неизменным.

На рисунке 5.7 показано, каким образом на плато квантования кондактанса подвешенного квантового точечного контакта влияет приложение постоянного напряжения между истоком и стоком. Видно, что по сравнению со случаем неподвешенного квантового точечного контакта (см. рисунок 5.4 (а)) темные области, соответствующие плато квантования кондактанса, на рисунке более смазаны и хорошо различимыми остаются только области первых двух плато. При этом темная область, соответствующая второму плато, смыкается с областью полуцелого плато при $V_{SD} > 0$.

На рисунке 5.7 (б) показана серия зависимостей, аналогичная изображенным на рисунке 5.4 (б), но полученная на подвешенном квантовом точечном контакте. Помимо «0,25-аномалии», проявляющейся при подаче напряжения V_{SD} между истоком и стоком, на графике, соответствующем подвешенному квантовому точечному контакту, видна также особенность при значениях кондактанса, близких к $0,7 \times 2e^2/h$ («0,7-аномалия»). Отметим, что данные, изображенные на рисунке 5.7 (б), были получены при подаче на затворы различающихся напряжений, таких, что $V_{G1} - V_{G2} = 6$ В. При симметричной подаче напряжений на затворы подвешенного квантового точечного контакта «0,7-аномалия» оставалась неразличима.

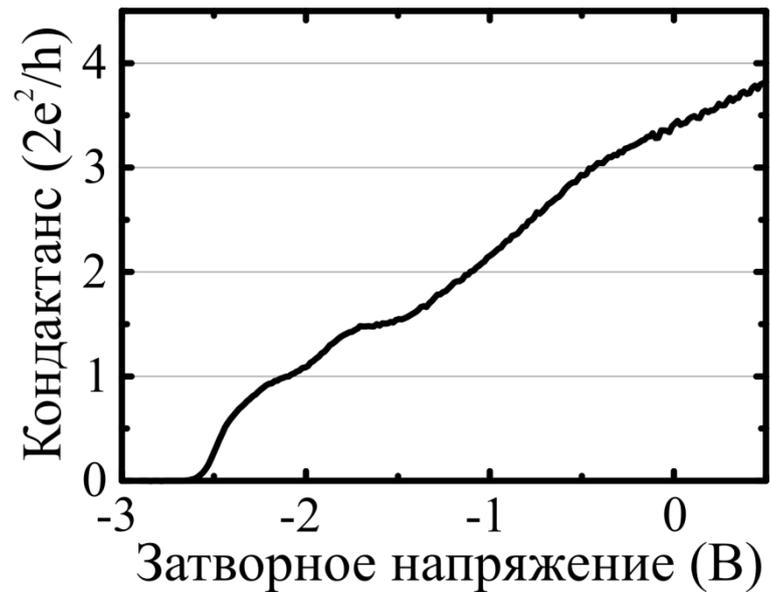


Рисунок 5.6. Кондактанс подвешенного квантового точечного контакта как функция затворного напряжения, демонстрирующий квантование.

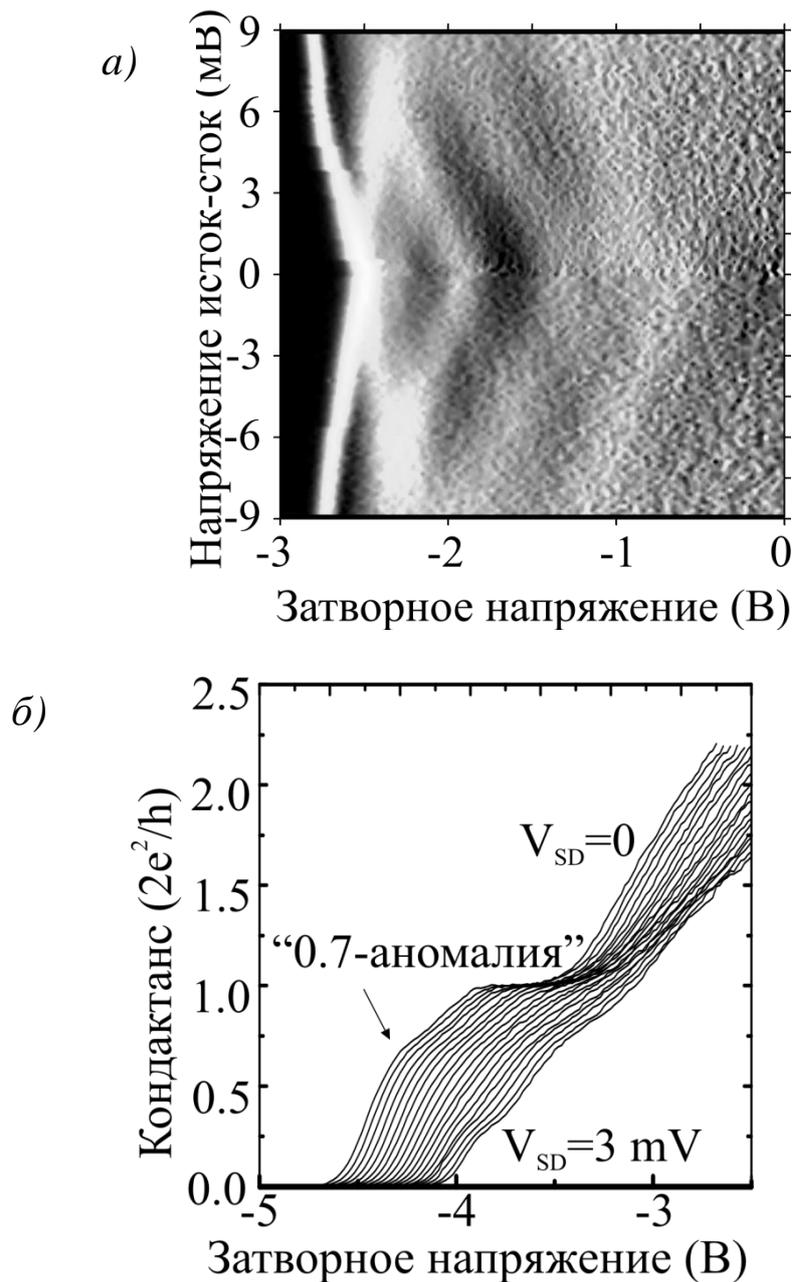


Рисунок 5.7. Влияние постоянного напряжения исток-сток на плато квантования кондактанса подвешенного квантового точечного контакта. (а) Данные в виде тонового графика. Цветом показана величина производной кондактанса по затворному напряжению. Темные области соответствуют плато. б) Серия зависимостей кондактанса от затворного напряжения. Различные кривые, горизонтально смещенные друг относительно друга, соответствуют различным напряжениям исток-сток.

Рисунок 5.8 (а,б) демонстрирует, каким образом изменяются плато квантования кондактанса подвешенного квантового точечного контакта при асимметричном приложении затворных напряжений. Тогда как на рисунке 5.5 (а), описывающем неподвешенный образец, можно видеть горизонтальные линии, соответствующие целым числам квантов кондактанса $G = N \times 2e^2/h$, на рисунке 5.8 (а) видны ступенчатые кривые. Иными словами, в случае неподвешенного квантового точечного контакта кривые $G(V_{G1} + V_{G2})$ демонстрируют как четные, так и нечетные плато вне зависимости от $(V_{G1} - V_{G2})$, в то время как после подвешивания такие кривые демонстрируют либо четные, либо нечетные плато в зависимости от $(V_{G1} - V_{G2})$ и, при фиксированных значениях $(V_{G1} - V_{G2})$, наблюдаются двойные скачки между плато (изменение кондактанса, соответствующее этим двойным скачкам, показано отрезками на рисунке 5.8 (а)).

В случае подвешенного квантового точечного контакта ширина плато изменяется с приложением различающихся напряжений, в то время как светлые области переходов между плато на рисунке 5.8 (б) изгибаются и приближаются друг к другу при определенных напряжениях. К примеру, первое плато имеет наибольшую ширину при $V_{G1} - V_{G2} \approx 5$ В, и этому же значению соответствует минимальная ширина второго плато.

На рисунке 5.9 показаны данные измерений, аналогичных тем, что описывает рисунок 5.7 (а), но полученные при подаче на подвешенный квантовый точечный контакт различных по величине затворных напряжений, таких, что $V_{G1} - V_{G2} = 6V$. Видно, что подаче различающихся напряжений на затворы становятся видны темные области, соответствующие как целым, так и полуцелым числам квантов кондактанса.

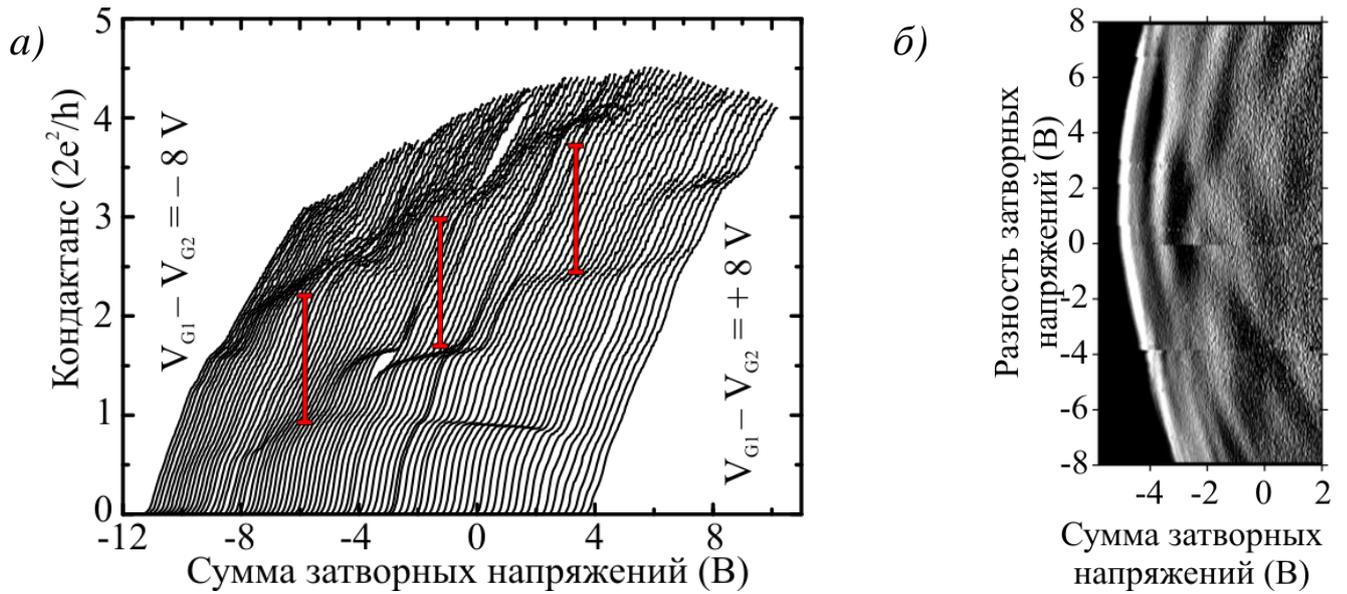


Рисунок 5.8. а) Влияние асимметричной подачи напряжения на затворы подвешенного квантового точечного контакта. Различные кривые соответствуют различным величинам разницы напряжений на затворах. Кривые сдвинуты друг относительно друга на 0,2 В. б) Те же самые данные, представленные в виде тонового рисунка. Цветом показана величина транскондуктанса. Темные области соответствуют плато квантования.

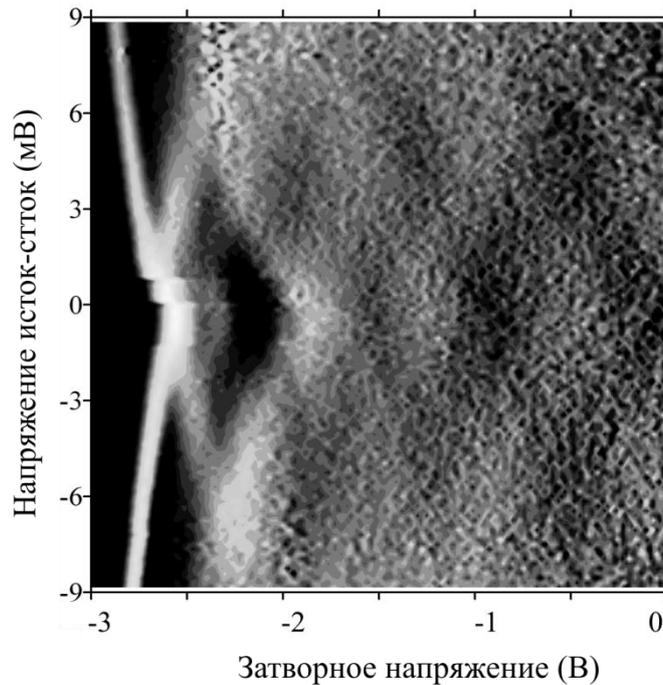


Рисунок 5.9. Влияние постоянного напряжения исток-сток на плато квантования кондактанса подвешенного квантового точечного контакта для случая асимметричной подачи напряжений на затворы ($V_{G1} - V_{G2} = 6$ В).

Полученные экспериментальные результаты показывают, что после подвешивания квантовый точечный контакт продолжает демонстрировать квантование кондактанса, но с двумя особенностями, не наблюдавшимися на том же экспериментальном образце до подвешивания. Первая особенность – это «0.7-аномалия», проявляющаяся при подаче на боковые затворы различных по величине напряжений V_{G1}, V_{G2} . Второй особенностью подвешенного квантового контакта является наличие чередующихся диапазонов величины $V_{G1} - V_{G2}$, в которых наблюдаются либо только четные, либо только нечетные плато квантования кондактанса, разделенные не одним, а двумя квантами кондактанса.

Учитывая, что на данный момент в научном сообществе нет единого мнения о конкретных физических механизмах появления «0.7-аномалии», мы в рамках настоящей работы не будем придерживаться ни одной из существующих моделей [12], [13], [14], [87] однако, примем во внимание тот факт, что в большинстве работ подчеркивается необъяснимость «0.7-аномалии» в рамках одночастичной

модели. В этом контексте проявление «0.7-аномалии» в нашем случае можно связывать с усилением электрон-электронного взаимодействия после отрыва квантового точечного контакта от массива полупроводника, обладающего высокой диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 13$, и с ограничением электрического поля между двумя поверхностями подвешенной мембраны.

Можно грубо оценить, насколько изменится энергия электрон-электронного взаимодействия между ближайшими соседями, сравнив потенциал электрона ϕ , находящегося в полупроводнике на расстоянии $t/2$ от его поверхности с потенциалом электрона, находящегося в мембране толщиной t посередине ее толщины (случаи, соответственно, неподвешенного и подвешенного образца). В первом случае потенциал электрона на расстоянии r в плоскости двумерного электронного газа будет складываться с потенциалом единственного изображения электрона (см. рисунок 5.10):

$$\phi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \left(1 + \frac{\epsilon-1}{\epsilon+1} \frac{r}{\sqrt{t^2 + r^2}} \right), \quad (5.1)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

В случае подвешенной мембраны, имеющей две поверхности, число изображений будет бесконечным:

$$\phi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\epsilon-1}{\epsilon+1} \right)^n \frac{r}{\sqrt{(nt)^2 + r^2}} \right). \quad (5.2)$$

Вид потенциалов, описываемых (1) и (2), а также отношение величин этих потенциалов как функция расстояния между электронами, показаны на рисунке 5.10. Видно, что на расстояниях $r \ll t$ подвешивание приводит лишь к небольшому выигрышу в величине потенциала и, соответственно, в величине энергии электрон-электронного взаимодействия, поскольку на таких расстояниях изображения зарядов играют малую роль из-за своей относительной удаленности.

Чтобы численно оценить эффект увеличения электрон-электронного взаимодействия при подвешивании, необходимо знать среднее расстояние между ближайшими электронами, или их одномерную концентрацию в канале проводимости. Концентрацию при величинах затворных напряжений, соответствующих началу заполнения второй подзоны размерного квантования, можно оценить исходя из одномерной плотности состояний [15] как $n_{1D} = 2\sqrt{2m\Delta E}/(\pi\hbar) \approx 6 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, где $m = 0,067 \times 9,1 \times 10^{-31} \text{ кг}$ – эффективная масса электрона в арсениде галлия, а $\Delta E \approx 5 \text{ meV}$ – расстояние между уровнями поперечного квантования, оцененное из размера ромбов на рисунках 5.4 (а) и 5.7 (а) с учетом сопротивления контактов. Подстановка численных значений дает величину $n_{1D} \approx 6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, соответствующую расстоянию между электронами $r_{ee} \approx 17 \text{ nm}$. Для неподвешенного квантового точечного контакта подстановка в (1) дает величину 7,2 мэВ, а для подвешенного с использованием (2) получаем 9,2 мэВ, т.е. при подвешивании следует ожидать увеличения энергии электрон-электронного взаимодействия приблизительно в 1,3 раза. Следует сразу отметить, что, согласно этим оценкам, и до, и после подвешивания энергия взаимодействия ближайших электронов составляет величину большую, чем расстояние между уровнями размерного поперечного квантования, что делает систему существенно не одночастичной и может приводить к переклассификации уровней. Возможно, этот факт в случае подвешенного образца отражает искривление, пересечение и анти-пересечение светлых областей на рисунке 5.8 (б).

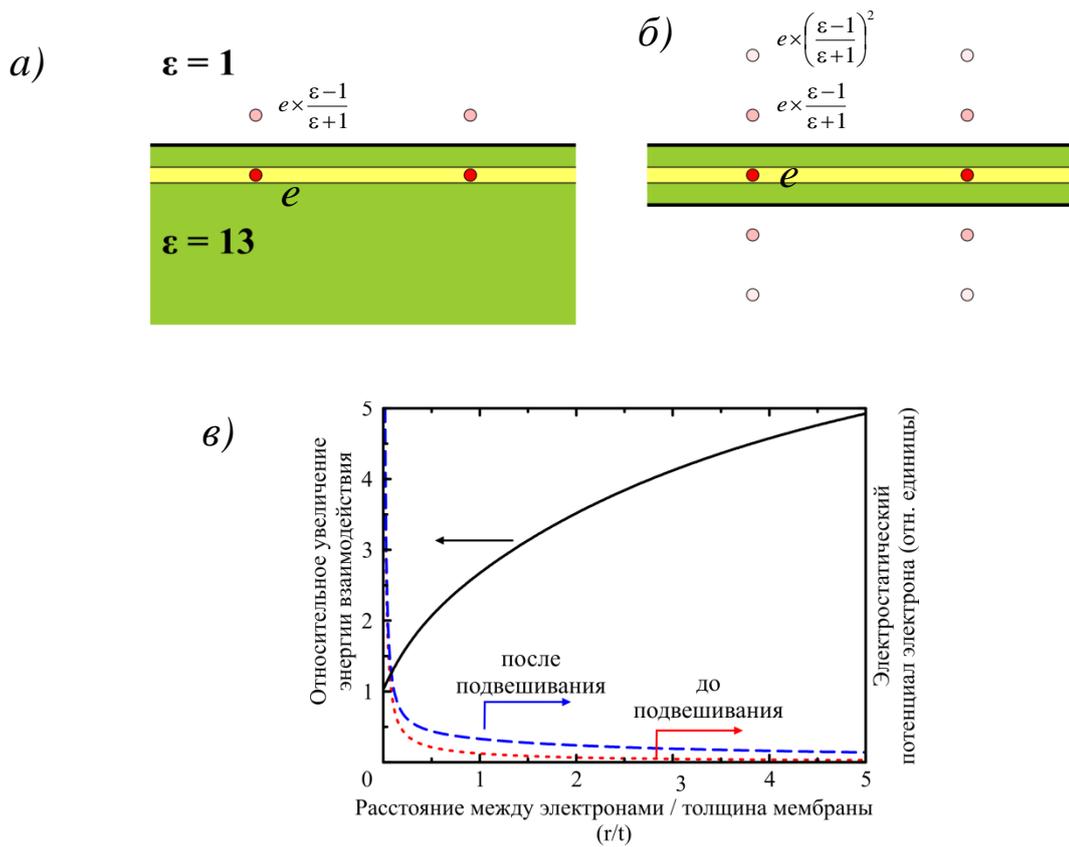


Рисунок 5.10. Изображения зарядов в двумерном электронном газе в случае неподвешенного (а) и подвешенного (б) квантового точечного контакта. в) вид потенциала точечного заряда в плоскости двумерного газа как функция расстояния от заряда (пунктирные линии), а также его относительное увеличение после подвешивания (сплошная линия).

Более существенный выигрыш можно получить, рассмотрев взаимодействие с более далекими соседями (максимум в $(\epsilon+1)/2 \approx 7$ раз при $r \gg t$). Эффект усиления электрон-электронного взаимодействия будет компенсироваться за счет экранирования, однако, поскольку в нашем случае двумерный электронный газ отделен от дельта-легирующих слоев спейсерными слоями, имеющими толщину $d = 30 \text{ nm}$, следует ожидать, что эффективность экранирования при расстоянии между электронами $r < d$ будет низкой. Дополнительного уменьшения влияния экранирования можно ожидать вследствие квазиодномерного характера электронной системы в квантовом точечном контакте [88]. Учитывая эти особенности, а также тот факт, что относительное увеличение энергии взаимодействия двух электронов после подвешивания растет с увеличением расстояния между ними, можно ожидать, что роль будут играть не только взаимодействия между ближайшими электронами, но и между более далекими соседями.

Известно, что при сильном электрон-электронном взаимодействии в одномерных сужениях можно ожидать пространственного упорядочения электронов и формирования вигнеровского кристалла [15]. Экспериментально было косвенным образом показано [18], [19], что это приводит к исчезновению первого плато квантования, соответствующего кондактансу $G = 2e^2/h$. Затворные характеристики квантового точечного контакта в этом случае демонстрируют прямой переход от нулевого кондактанса ко второму плато. Как утверждается в этих статьях, описываемые эффекты связаны с трансформацией одномерного вигнеровского кристалла в квазиодномерную зигзагообразную структуру и дальнейшей трансформацией в двурядный электронный кристалл. Чередования областей четных и нечетных плато (см. рисунок 5.8 (а)) в этих работах не наблюдалось, однако, возможность влияния подобных эффектов применительно к нашему случаю все же следует обсудить.

Как известно [15], вигнеровский кристалл может формироваться, если характерная энергия кулоновского взаимодействия электронов E_C становится

много больше величины их кинетической энергии T . Кинетическая энергия для одномерного случая пропорциональна квадрату концентрации $T \approx T \approx n_{1D}^2 (\pi \hbar)^2 / 8m$, а энергия кулоновского взаимодействия без учета действия поверхности – первой степени концентрации $E_C \approx \frac{e^2 n_{1D}}{4\pi \epsilon \epsilon_0}$. Пользуясь этими выражениями, условие образования вигнеровского кристалла можно записать как $n_{1D} a_B \ll 1$, где $a_B = 10.3 \text{ nm}$ - эффективный борковский радиус для арсенида галлия. С учетом зарядов изображения можно ожидать ослабления этого условия. В нашем случае $n_{1D} a_B \approx 0.62$ и нельзя с уверенностью утверждать, реализуется ли в каком-либо виде вигнеровский кристалл. Отметим лишь, что в работах [18] и [19] значения $n_{1D} a_B$ составляли 0,31 и 0,1 соответственно. Также отметим, что в упомянутых работах поверхность над квантовым точечным контактом целиком покрывалась металлом, что, как следует ожидать, должно приводить к некоторому ослаблению электрон-электронного взаимодействия из-за эффектов экранирования, в то время как в нашем случае вблизи квантового точечного контакта металлические затворы отсутствуют.

Как известно [15], [89], [90] одномерный вигнеровский кристалл трансформируется в квазиодномерную зигзагообразную структуру, когда характерная энергия кулоновского отталкивания электронов становится сравнима с энергией, связанной с поперечным движением электрона. Для случая обычного кулоновского взаимодействия это происходит при выполнении условия [15] $n_{1D} r_0 \geq 0.78$, где $r_0 = \sqrt[3]{e^2 \hbar^2 / (2\pi \epsilon \epsilon_0 m \Delta E^2)}$ - характерный масштаб. В нашем случае $r_0 \approx 22 \text{ nm}$, а $n_{1D} r_0 \approx 1.3$, т. е. описываемое условие перехода зигзаг-струна выполняется. Эффект подвешивания приводит к увеличению характерной энергии электрон-электронного взаимодействия по сравнению с обычным кулоновским потенциалом как относительно кинетической энергии электронов, так и относительно характерной энергии, связанной с поперечным ограничением. Иными словами, подвешивание делает более вероятным и образование вигнеровского кристалла, и переход зигзаг-струна.

Появление дополнительной поверхности при подвешивании должно приводить не только к усилению электрон-электронного взаимодействия, но также и к появлению потенциального барьера на границе подвешенных и неподвешенных областей двумерного электронного газа, вследствие взаимодействия каждого из электронов с его собственными изображениями. Величину этого потенциального барьера можно оценить, пользуясь (1) и (2), как $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 t} \left(2\ln\left(\frac{\epsilon+1}{2}\right) - \frac{\epsilon-1}{\epsilon+1} \right) \approx 2 \text{ meV}$. Существование такого потенциального барьера, по-видимому, подтверждается экспериментально в работе [91].

Чередование четных и нечетных плато квантования при латеральном сдвиге канала проводимости наблюдалось также в работе [92]. Объяснение, предложенное в этой статье, предполагало существование в центре квантового точечного контакта узкого и высокого потенциального пика, при латеральном сдвиге поочередно пересекающего пучности четных и нечетных волновых функций. Похожие результаты были получены в работах [93] и [94] на двух параллельных квантовых точечных контактах, находящихся друг от друга на расстоянии, меньшим длины фазовой когерентности, где переключение от четных к нечетным плато квантования происходило с течением времени на масштабах порядка нескольких дней. Однако, в нашем случае похожие эффекты наблюдались при изучении единичного квантового точечного контакта. Также линии, пересекающие плато кондтанса и сами по себе формирующие плато, были обнаружены в работе [95], где их существование объяснялось действием потенциала примеси. В этой работе было показано, что латеральный сдвиг канала проводимости приводил к исчезновению артефактных особенностей, что не похоже на наш случай (см. рисунок 5.8 (а)). Кроме того, дополнительные линии формировались из резонансных структур на затворных характеристиках, в то время как в нашем случае затворные характеристики были монотонны. Таким образом, описываемые в настоящей главе результаты, по-видимому, не объясняются действием случайной примеси.

Выводы

На основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs создан подвешенный квантовый точечный контакт, демонстрирующий квантование кондактанса при изменении затворного напряжения. Путем прямого экспериментального сравнения выявлены особенности электронного транспорта, специфичные для подвешенного образца и не наблюдавшиеся при изучении того же самого квантового точечного контакта до подвешивания. Показано, что «0,7-аномалия», невыраженная в случае неподвешенного образца, становится явно наблюдаемой после подвешивания. Также при изучении подвешенного квантового точечного контакта обнаружено чередование четных и нечетных плато при изменении разности напряжений между двумя затворами. Обнаруженные эффекты могут быть вызваны усилением электрон-электронного взаимодействия после подвешивания из-за ограничения электрического поля внутри подвешенной мембраны, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы и выводы:

1. Показано, что резонансные механические колебания подвешенных нанопроволок, создаваемых на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, можно эффективно возбуждать путем приложения высокочастотного сигнала к близлежащему боковому затвору, в том числе и в высокоамплитудном, существенно нелинейном режиме (с амплитудой до 20 нм). Продемонстрировано, что в случае широких нанопроволок (имеющих ширину 600 нм и толщину 90 нм) такие колебания возбуждаются в направлении, перпендикулярном подложке. Предложена физическая модель механизма возбуждения таких колебаний при приложении высокочастотного сигнала к боковому затвору за счет взаимодействия нанопроволоки и подложки. Продемонстрировано, что механические колебания подвешенных нанопроволок можно детектировать путем измерения их усредненного по времени кондактанса на частоте, много меньшей частоты колебаний, не проводя измерения сигналов на частоте возбуждения (то есть на высокой частоте).

2. Показано, что упругие напряжения в подвешенных наноструктурах, создаваемых на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, оказывают существенное влияние на механические свойства этих наноструктур, приводя к их деформациям, изменению собственных частот механических колебаний и изменению характера высокоамплитудных, нелинейных колебаний, а потому требуют обязательного учета при изготовлении наноэлектромеханических систем.

3. Продемонстрировано, что подвешивание одноэлектронного транзистора приводит к существенному увеличению его зарядовой энергии до 170 К в температурных единицах, что связано с отрывом от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью. Также показано, что подвешивание приводит к появлению особенностей явлений кулоновской блокады и одноэлектронного туннелирования. В частности, появление у системы

дополнительных степеней свободы приводит к тому, что в подвешенном одноэлектронном транзисторе, помимо кулоновской блокады, может наблюдаться дополнительная блокада туннелирования («упругая блокада»).

4. Показано, что при подвешивании квантового точечного контакта сохраняется квантование кондактанса, однако, подвешивание приводит также к проявлению особенностей баллистического электронного транспорта, свидетельствующих об усилении электрон-электронного взаимодействия из-за отрыва от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью. В частности, подвешивание делает более выраженной «0,7-аномалию» кондактанса, а также приводит возникновению двойных скачков между плато квантования и к чередованию четных и нечетных плато при изменении разницы затворных напряжений.

Нанoeлектромеханика является новым направлением в физике твердого тела, возникшим на стыке двух областей исследования – механики твердого тела и электронного транспорта в твердых телах. Закономерным образом синтез этих двух областей становится в настоящее время чем-то большим, чем их суммой, приводя к появлению новых объектов исследования – нанoeлектромеханических систем, – в целом не являющихся аналогами своих более крупноразмерных предшественников – микроелектромеханических систем, – поскольку электронный транспорт на наномасштабах требует квантового описания. Развитие этих систем приведет к тому, что они будут демонстрировать квантовую природу и с точки зрения своих механических свойств. Можно сделать прогноз, что в ближайшем будущем интенсивность исследований в области нанoeлектромеханики существенно возрастет и это в дальнейшем приведет не только к формированию целостной картины фундаментальных физических закономерностей, описывающих нанoeлектромеханические системы, но и к реализации их прикладного потенциала.

Список публикаций по результатам работы:

- [A1] A. A. Shevyrin, A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, A. K. Bakarov, A. I. Toropov, S. V. Ishutkin, E. V. Shesterikov, A. S. Kozhukhov, S. S. Kosolobov and T. A. Gavrilova. The role of Euler buckling instability in the fabrication of nanoelectromechanical systems on the basis of GaAs/AlGaAs heterostructures // *Appl. Phys. Lett.* – 2012 – vol. 101, p. 241916
- [A2] A. A. Shevyrin, A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, A. K. Bakarov, A. I. Toropov, S. V. Ishutkin, E. V. Shesterikov and A. S. Arakcheev. High-amplitude dynamics of nanoelectromechanical systems fabricated on the basis of GaAs/AlGaAs heterostructures // *Appl. Phys. Lett.* – 2013 – vol. 103, p. 131905
- [A3] А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, А. А. Шевырин, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров и А. И. Торопов. Блокада туннелирования в подвешенном одноэлектронном транзисторе // *Письма в ЖЭТФ* – 2008 – т. 87, с. 176.
- [A4] А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, А. А. Шевырин, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров и А. И. Торопов. Резонансный пробой кулоновской блокады механическими колебаниями квантовой точки // *Письма в ЖЭТФ* – 2009 – т. 90, с. 626
- [A5] А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, А. А. Шевырин, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров и А. И. Торопов. Высокотемпературная кулоновская блокада // *Вестник НГУ, серия Физика* – 2009 – т. 4, с. 53
- [A6] A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, A. A. Shevyrin, A. E. Plotnikov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov. Mechanical vibrations induced resonant breakdown of the Coulomb blockade // *AIP Conf. Proc.* – 2011 – vol. 1399, p. 395
- [A7] А.А. Шевырин, А.Г. Погосов, М.В. Буданцев и др. Эйлеровская неустойчивость нанoeлектромеханических систем, изготавливаемых на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Сборник тезисов XI Российской конференции по физике полупроводников (2013) (приглашенный доклад)

- [A8] A. A. Shevyrin, A. G. Pogosov, M. V. Budatsev et al. Mechanical stresses and Euler buckling instability in nanoelectromechanical systems fabricated on the basis of GaAs/AlGaAs heterostructures. 7th Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies Abstract Book (2013)
- [A9] А. А. Шевырин, А. Г. Погосов. Нанозлектромеханический одноэлектронный транзистор. 12 Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и нанозлектронике. Тезисы докладов. Санкт-Петербург, 2010.
- [A10] А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, А. А. Шевырин, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, А. Е. Плотников. Нанозлектромеханический одноэлектронный транзистор. Международный конкурс работ молодых ученых в области нанотехнологий. Тезисы докладов. Москва, 2010.
- [A11] A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. I. Toropov, A. E. Plotnikov. 30th International Conference on the Physics of Semiconductors Thesises. Seoul, Korea, 2010.
- [A12] Резонансный пробой кулоновской блокады механическими колебаниями одноэлектронного транзистора. Шевырин А.А.. XLVIII Международная студенческая научная конференция «Студент и научно-технический прогресс»: Тезисы докладов, с. 227. Новосибирск (2010).
- [A13] Пробой кулоновской блокады в одноэлектронном транзисторе, обусловленный возбуждением собственных мод его механических колебаний. А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, А. А. Шевырин, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Д. А. Насимов Сборник тезисов докладов участников IX Российской конференции по физике полупроводников, с. 126. Новосибирск (2009).
- [A14] Высокотемпературный подвешенный одноэлектронный транзистор. А. А. Шевырин, А. Г. Погосов, М. В. Буданцев. Сборник тезисов докладов участников Международного конкурса научных работ молодых ученых в области нанотехнологий (Международный форум по нанотехнологиям), с. 37-38. Москва (2008).

[A15] Кулоновская блокада в подвешенном одноэлектронном транзисторе. А. А. Шевырин. Материалы XLVI Международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс»: Физика, с. 174-175. Новосибирск (2008).

Апробация работы

Результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на лабораторных и институтских семинарах, на заседаниях Ученого совета ИФП СО РАН, а также на следующих российских и международных конференциях:

1. XI Российская конференция по физике полупроводников, приглашенный доклад (Санкт-Петербург, 2013)
2. 7th Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies (Novosibirsk, 2013)
3. International conference on the physics of semiconductors, Seoul (Korea, Republic of), 25-30 Jul 2010
4. III Международный форум по нанотехнологиям (Москва, 2010)
5. XII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2010)
6. IX Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск, 2009)
7. I Международный форум по нанотехнологиям (Москва, 2008)
8. Международная научная студенческая конференция “Студент и научно-технический прогресс” (Новосибирск, 2008)

Благодарности

Автор выражает искреннюю признательность за чуткое руководство научному руководителю Артуру Григорьевичу Погосову, благодарит за сотрудничество коллектив группы Квантового транспорта в низкоразмерных системах (Максима Владимировича Буданцева, Евгения Юрьевича Жданова, Дмитрия Александровича Похабова), коллектив лаборатории №24 ИФП СО РАН, и лично ее руководителя чл.-кор. РАН Анатолия Васильевича Двуреченского – за помощь и поддержку. Автор также выражает благодарность тем, кто принимал участие в изготовлении экспериментальных образцов и без кого выполнение этой работы было бы невозможно: Асхату Климовичу Бакарову, Александру Ивановичу Торопову, Дмитрию Александровичу Насимову, Федору Николаевичу Дульцеву, Сергею Сергеевичу Косолобову, Надежде Алексеевне Шалыгиной, Марине Михайловне Качановой, сотрудникам НПФ «Микран» Сергею Владимировичу Ишуткину, Евгению Викторовичу Шестерикову. Отдельная большая благодарность выражается химику лаборатории №24 Наталье Ивановне Морозовой как за технологическую помощь, так и за неизменно теплое отношение. Также автор благодарит за ценные дискуссии и обсуждение результатов Леонида Семеновича Брагинского, Матвея Вульфовича Энтина, Виктора Яковлевича Принца, Алексея Владимировича Ненашева, Алексея Сергеевича Аракчеева, Виталия Анатольевича Ткаченко и Александра Анатольевича Швырина. Наконец, автор хотел бы выразить глубокую признательность покойному Сергею Ильичу Чикичеву, которого ученики помнят как Учителя с большой буквы.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. A. Steele, A. K. Hüttel, B. Witkamp, M. Poot, H. B. Meerwaldt, L. P. Kouwenhoven, and H. S. J. van der Zant. Strong Coupling Between Single-Electron Tunneling and Nanomechanical Motion // *Science* – 2009 – vol. 325, no. 5944, pp. 1103-1107
- [2] D.V. Averin and K.K. Likharev. Coulomb blockade of single-electron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions // *J. Low Temp. Phys.* – 1986 – vol. 62 – 345
- [3] К.К. Лихарев. Одноэлектроника. В мире науки, том 8, с. 42 (1992)
- [4] J. M. Thijssen, Charge transport and single-electron effects in nanoscale systems / J. M. Thijssen et al. // *Physica Status Solidi (b)* – 2008 – vol. 245 – num. 8 – p. 1455-1470
- [5] L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, L. P. McEuen, S. Tarucha, R. M. Westervelt and N. S. Wingreen. Electron transport in quantum dots. *Mesoscopic Electron Transport: Proceedings of the NATO Advanced Study Institute*, vol. 345, p. 109 (1996)
- [6] M. Hofheinz, Capacitance enhancement in Coulomb blockade tunnel barriers /M. Hofheinz, X. Jehl, M. Sanquer, G. Molas, M. Vinet, and S. Deleonibus // *Phys. Rev. B* – 2007 – vol. 75 – 235301
- [7] H. van Houten, C. W. J. Beenakker and B. J. van Wees. Quantum point contacts in «Semiconductors and Semimetals», Vol. 35, edited by M.A. Reed (Academic Press, New York, 1992): pp. 9–112.
- [8] B. J. van Wees, Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas / B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon // *Phys. Rev. Lett.* – 1988 – vol. 60 – 848
- [9] D. A Wharam, One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance / D. A Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F.

Frost, D. G. Hasko, D. C Peacock, D. A. Ritchie and G. A. C. Jones // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1988 – vol. 21 – L209

[10] M. Büttiker. Four-Terminal Phase-Coherent Conductance // Phys. Rev. Lett. – 1986 – vol. 57 – 1761

[11] M. Büttiker, Traversal time for tunneling / M. Büttiker and R. Landauer // IBM. J. Res. And Devel. – 1986 – vol. 30 – 451

[12] A. P. Micholih, What lurks below the last plateau: experimental studies of the $0.7 \times 2e^2/h$ conductance anomaly in one-dimensional systems // J. Phys.: Condens. Matter – 2011 – vol. 23 – 443201

[13] K. J. Thomas, Possible Spin Polarization in a One-Dimensional Electron Gas / K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace, and D. A. Ritchie // Phys. Rev. Lett. – 1996 – Vol. 77 – 135

[14] S. M. Cronenwett, Low-Temperature Fate of the 0.7 Structure in a Point Contact: A Kondo-like Correlated State in an Open System / S. M. Cronenwett, H. J. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, K. Hirose, N. S. Wingreen, and V. Umansky // Phys. Rev. Lett.– 2002 – vol. 88 – 226805

[15] J. S. Meyer, Wigner crystal physics in quantum wires / J. S. Meyer and K. A. Matveev // J. Phys.: Condens. Matter – 2009 – vol. 21 – 023203

[16] C.C. Grimes, Evidence for a Liquid-to-Crystal Phase Transition in a Classical, Two-Dimensional Sheet of Electrons / C.C. Grimes and G. Adams // Phys. Rev. Lett. – 1979 – vol. 42 – 795

[17] Vikram V. Deshpande, The one-dimensional Wigner crystal in carbon nanotubes / Vikram V. Deshpande & Marc Bockrath // Nature Physics – 2008 – vol. 4 – 314 - 318

[18] W. K. Hew, Incipient Formation of an Electron Lattice in a Weakly Confined Quantum Wire / W. K. Hew, K. J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie // Phys. Rev. Lett. – 2009 – vol. 102 – 056804

- [19] L. W. Smith, Row coupling in an interacting quasi-one-dimensional quantum wire investigated using transport measurements / L. W. Smith, W. K. Hew, K. J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie // *Phys. Rev. B* – 2009 – vol. 80 – 041306(R)
- [20] K. L. Ekinci, Nanoelectromechanical systems / K. L. Ekinci and M. L. Roukes // *Review of Scientific Instruments* – 2005 – vol. 76 – 061101
- [21] Markus Aspelmeyer, Focus on Mechanical Systems at the Quantum Limit / Markus Aspelmeyer and Keith Schwab. // *New J. Phys.* – 2008 – vol. 10 – 095001
- [22] O'Connell, Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator / O'Connell, A. D. et al. // *Nature* – 2010 – vol. 464 – 697–703
- [23] Teufel, J. D. Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state / Teufel, J. D. et al. // *Nature* – 2011 – vol. 475 – 359–363
- [24] Chan, J., Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state / Chan, J. et al. // *Nature* – 2011 – vol. 478 – 89–92
- [25] M. D. LaHaye, Approaching the Quantum Limit of a Nanomechanical Resonator / M. D. LaHaye, O. Buu, B. Camarota, K. C. Schwab // *Science* – 2004 – vol. 304 – 74
- [26] A. Gaidarzhy, High quality factor gigahertz frequencies in nanomechanical diamond resonators / A. Gaidarzhy, M. Imboden, P. Mohanty, J. Rankin and B. W. Sheldon // *Appl. Phys. Lett.* – 2007 – vol. 91 – 203503
- [27] Y. T. Yang, Zeptogram-Scale Nanomechanical Mass Sensing / Y. T. Yang, C. Callegari, X. L. Feng, K. L. Ekinci, and M. L. Roukes // *Nano Lett.* – 2006 – vol. 6 – pp 583–586
- [28] A.R. Clawson, Guide to references on III±V semiconductor chemical etching // *Materials Science and Engineering* – 2001 – vol. 31 – 1– 438

- [29] Konagai, Makoto, High efficiency GaAs thin film solar cells by peeled film technology / Konagai, Makoto; Sugimoto, Mitsunori; Takahashi, Kiyoshi // Journal of Crystal Growth – 1978 – vol. 45 – p. 277-280
- [30] Eli Yablonovitch, Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films // Eli Yablonovitch, T. Gmitter, J. P. Harbison and R. Bhat // Appl. Phys. Lett. – 1987 – vol. 51 – 2222
- [31] P. Mohanty, Intrinsic dissipation in high-frequency micromechanical resonators / P. Mohanty et al. // Physical Review B – 2002 – vol. 66 – 085416
- [32] A. Erbe, Nanomechanical Resonator Shuttling Single Electrons at Radio Frequencies / A. Erbe et al. // Physical Review Letters – 2001 – vol. 87 – num. 9 – 096106
- [33] Y. T. Yang, Monocrystalline silicon carbide nanoelectromechanical systems / Y. T. Yang et al. // Applied Physics Letters – 2001 – vol. 78 – 162
- [34] I. Kozinsky, Tuning nonlinearity, dynamic range, and frequency of nanomechanical resonators / I. Kozinsky et al. // Applied Physics Letters – 2006 – vol. 88 – 253101
- [35] D. R. Koenig, Ultrasonically driven nanomechanical single-electron shuttle / D. R. Koenig et al // Nature Nanotechnology – 2008 – vol. 3 – p. 482-485
- [36] Mo Li, Ultra-sensitive NEMS-based cantilevers for sensing, scanned probe and very high-frequency applications / Mo Li et al. // Nature Nanotechnology – 2002 – vol. 2 – 114
- [37] A.N. Cleland and M.L. Roukes, Nanoscale mechanics, Proc. 24th ICPS (World Scientific Press, Singapore) 392, 261 (1999), A. N. Cleland. Foundations of nanomechanics: From Solid-State Theory to Device Applications. Springer-Verlag, New York, 2003.

- [38] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для ВУЗов. В 10 т. Т. VII. Теория упругости. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003
- [39] Я.С. Гринберг, Наномеханические резонаторы / Я.С. Гринберг, Ю.А. Пашкин, Е.В. Ильичёв // УФН – 2012 – т. 182 – 407–436
- [40] Н. Yamaguchi, Improved resonance characteristics of GaAs beam resonators by epitaxially induced strain / Н. Yamaguchi, К. Kato, Y. Nakai, К. Onomitsu, S. Warisawa and S. Ishihara // Appl. Phys. Lett. – 2008 – vol. 92 – 251913
- [41] A. Bokaian, Natural frequencies of beams under tensile axial loads // J. Sound Vib. – 1990 – vol. 142 – 481
- [42] D. R. Koenig, Voltage-sustained self-oscillation of a nano-mechanical electron shuttle / D. R. Koenig and E. M. Weig // Appl. Phys. Lett. – 2012 – vol. 101, 213111
- [43] Scott S. Verbridge, High quality factor resonance at room temperature with nanostrings under high tensile stress / Scott S. Verbridge, Jeevak M. Parpia, Robert B. Reichenbach, Leon M. Bellan and H. G. Craighead // J. Appl. Phys. – 2006 – vol. 99 – 124304
- [44] S. C. Jun, Electrothermal tuning of Al–SiC nanomechanical resonators / S. C. Jun, X. M. H. Huang, M. Manolidis, C. A. Zorman, M. Mehregany and J. Hone // Nanotechnology – 2006 – vol. 17 – 1506
- [45] A. H. Nayfeh, Investigation of natural frequencies and mode shapes of buckled beams / A. H. Nayfeh, W. Kreider and T. J. Anderson // AIAA Journal – 1995 – vol. 33 – 1121
- [46] Bin Huang and Tong-Yi Zhang, J. Micromech. Microeng. 16, 134 (2006)
- [47] К. L. Ekinici, Electromechanical transducers at the nanoscale: actuation and sensing of motion in nanoelectromechanical systems (NEMS) / К. L. Ekinici // Small – 2005 – vol. 1 – 786-797

- [48] D. W. Carr, Measurement of mechanical resonance and losses in nanometer scale silicon wires // D. W. Carr et al. // *Applied Physics Letters* – 1999 – vol. 75 – num. 7 – p. 920-922
- [49] Yu. A. Pashkin, Detection of mechanical resonance of a single-electron transistor by direct current / Yu. A. Pashkin et al. // *Applied Physics Letters* – 2010 – vol. 96 – 263513
- [50] L. Sekaric, J. M. Parpia, H. G. Craighead, T. Feygelson, B. H. Houston, J. E. Butler. *Appl. Phys. Lett.* 2002, 81, 4455-4457
- [51] A. Husain, Nanowire-based very-high-frequency electromechanical resonator A. Husain et al. // *Applied Physics Letters* – 2003 – vol. 83 – 1240
- [52] Silvan Schmid, Modeling the Kelvin polarization force actuation of micro- and nanomechanical systems / Silvan Schmid, Christofer Hierold and Anja Boisen // *J. Appl. Phys.* – 2010 – vol. 107 – 054510
- [53] T. Faust, Microwave cavity-enhanced transduction for plug and play nanomechanics at room temperature / T. Faust, P. Krenn, S. Manus, J.P. Kotthaus & E.M. Weig // *Nature Communications* – 2011 – vol. 3 – 728
- [54] H. X. Tang, Two-dimensional electron-gas actuation and transduction for GaAs nanoelectromechanical systems / H. X. Tang, X. M. H. Huang, M. L. Roukes, M. Bichler and W. Wegscheider. // *Appl. Phys. Lett.* – 2002 – vol. 81 – 3879
- [55] I. Mahboob, Bit storage and bit flip operations in an electromechanical oscillator / I. Mahboob and H. Yamaguchi // *Nat. Nanotech.* – 2008 – vol. 3 – 275
- [56] I. Bargatin, Efficient electrothermal actuation of multiple modes of high-frequency nanoelectromechanical resonators / I. Bargatin, I. Kozinsky, and M. L. Roukes // *Appl. Phys. Lett.* – 2007 – vol. 90 – 093116

- [57] A. Sampathkumar, Photothermal operation of high-frequency nanoelectromechanical systems / A. Sampathkumar, T. W. Murray and K. L. Ekinci // *Appl. Phys. Lett.* – 2006 – vol. 88 – 223104
- [58] Patrick A. Truitt, Efficient and Sensitive Capacitive Readout of Nanomechanical Resonator Arrays / Patrick A. Truitt, Jared B. Hertzberg, C. C. Huang, Kamil L. Ekinci, and Keith C. Schwab // *Nano Lett.* – 2007 – vol. 7 – pp. 120-126
- [59] D. W. Carr, Measurement of nanomechanical resonant structures in single-crystal silicon / D. W. Carr, L. Sekaric, H. G. Craighead // *J. Vac. Sci. Technol. B* – 1998 – vol. 16 – 3821
- [60] D. W. Carr, Parametric amplification in a torsional microresonator / D. W. Carr, S. Evoy, L. Sekaric, A. Olkhovets, J. M. Parpia, H. G. Craighead // *Appl. Phys. Lett.* – 2000 – vol. 77 – 1545
- [61] C. Meyer, Optical detection of quasi-static actuation of nanoelectromechanical systems / C. Meyer, H. Lorenz, K. Karrai // *Appl. Phys. Lett.* – 2003 – vol. 83 – 2420
- [62] T. Kouh, Diffraction effects in optical interferometric displacement detection in nanoelectromechanical systems / T. Kouh, D. Karabacak, D. H. Kim, K. L. Ekinci // *Appl. Phys. Lett.* – 2005 – vol. 86 – 013106
- [63] N. Nishiguchi, Elastic deformation blockade in a single-electron transistor / N. Nishiguchi // *Phys. Rev. B* – 2003 – vol. 68 – 121305(R)
- [64] A. N. Cleland, Nanomechanical displacement sensing using a quantum point contact / A. N. Cleland, J. S. Aldridge, D. C. Driscoll and A. C. Gossard // *Appl. Phys. Lett.* – 2002 – vol. 81 – num. 9 – 1699-1701
- [65] Y. Okazaki, Quantum point contact displacement transducer for a mechanical resonator at sub-Kelvin temperatures / Y. Okazaki, I. Mahboob, K. Onomitsu, S. Sasaki and H. Yamaguchi // *Appl. Phys. Lett.* – 2013 – vol. 103 – 192105

- [66] C. Rössler, Freely suspended quantum point contacts / C. Rössler, M. Herz, M. Bichler, S. Ludwig // *Solid State Communications* – 2010 – vol. 150 – 861-864
- [67] C. J. Muller, Quantization effects in the conductance of metallic contacts at room temperature / C. J. Muller, J. M. Krams, T. N. Todorov, and M. A. Reed // *Phys. Rev. B* – 1996 – vol. 53 – 1022
- [68] Nikolaos Tombros, Quantized conductance of a suspended graphene nanoconstriction / Nikolaos Tombros, Alina Veligura, Juliane Junesch, Marcos H. D. Guimarães, Ivan J. Vera-Marun, Harry T. Jonkman and Bart J. van Wees // *Nature Physics* – 2011 – vol. 7 – 697-700
- [69] S. Mendach, Preparation of curved two-dimensional electron systems in InGaAs/GaAs-microtubes / S. Mendach, O. Schumacher, Ch. Heyn, S. Schnull, H. Welsch, and W. Hansen // *Physica E* – 2004 – vol. 23 – 274
- [70] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/AlGaAs/basic.html>
- [71] M. Boutry, Characterization of residual stress in metallic films on silicon with micromechanical devices / M. Boutry, A. Bosseboeuf, and G. Coffignal // *SPIE Proc.* – 1996 – vol. 2879 – 126
- [72] M. M. A. J. Voncken, Etching AlAs with HF for Epitaxial Lift-Off Applications / M. M. A. J. Voncken, J. J. Schermer, A. T. J. van Niftrik, G. J. Bauhuis, P. Mulder, P. K. Larsen, T. P. J. Peters, B. de Bruin, A. Klaassen, and J. J. Kelly // *J. Electrochem. Soc.* – 2004 – vol. 151 – G347
- [73] <http://www.mindat.org/min-3453.html>
- [74] W. Fang, On the buckling behavior of micromachined beams / W. Fang, C.-H. Lee, and H.-H. Hu // *J. Micromech. Microeng.* – 1999 – vol. 9 – 236
- [75] A. Kraus, Nanomechanical vibrating wire resonator for phonon spectroscopy in liquid helium / A. Kraus, A. Erbe, and R. H. Blick // *Nanotechnology* – 2000 – vol. 11 – 165

- [54] H. X. Tang, Two-dimensional electron-gas actuation and transduction for GaAs nanoelectromechanical systems / H. X. Tang, X. M. H. Huang, M. L. Roukes, M. Bichler, and W. Wegscheider // *Appl. Phys. Lett.* – 2002 – vol. 81 – 3879
- [48] D. W. Carr, Measurement of mechanical resonance and losses in nanometer scale silicon wires / D. W. Carr, S. Evoy, L. Sekaric, H. G. Graighead, and J. M. Parpia // *Appl. Phys. Lett.* – 1999 – vol. 75 – 920
- [76] L. G. Villanueva, Surpassing Fundamental Limits of Oscillators Using Nonlinear Resonators / L. G. Villanueva, E. Kenig, R. B. Karabalin, M. H. Matheny, R. Lifshitz, M. C. Cross, and M. L. Roukes // *Phys. Rev. Lett.* – 2013 – vol. 110 – 177208
- [77] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика, том I. Механика. М.: Наука (1988)
- [78] M. A. Sillanpää, Accessing nanomechanical resonators via a fast microwave circuit / M. A. Sillanpää, J. Sarkar, J. Sulkko, J. Muhonen, and P. J. Hakonen // *Appl. Phys. Lett.* – 2009 – vol. 95 – 011909
- [79] L. Nicu, Experimental and theoretical investigations on nonlinear resonances of composite buckled microbridges / L. Nicu and C. Bergaud // *J. Appl. Phys.* – 1999 – vol. 86 – 5835
- [80] S. Neukirch, Vibrations of post-buckled rods: The singular inextensible limit / S. Neukirch, J. Frelat, A. Goriely, and C. Maurini // *J. Sound Vib.* – 2012 – vol. 331 – 704
- [81] Q. P. Unterreithmeier, Universal transduction scheme for nanomechanical systems based on dielectric forces / Q. P. Unterreithmeier, E. M. Weig, and J. P. Kotthaus // *Nature* – 2009 – vol. 458 – 1001
- [82] E. M. Weig, Single-Electron-Phonon Interaction in a Suspended Quantum Dot Phonon Cavity / E. M. Weig, R. H. Blick, T. Brandes, J. Kirschbaum, W. Wegscheider, M. Bichler, and J. P. Kotthaus // *Phys. Rev. Lett.* – 2004 – vol. 92 – 046804

- [83] N. K. Patel, Evolution of half plateaus as a function of electric field in a ballistic quasi-one-dimensional constriction / N. K. Patel, J. T. Nicholls, L. Martín-Moreno, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie and G. A. C. Jones // *Physical Review B* – 1991 – vol. 44 – 13549
- [84] N. K. Patel, Ballistic transport in one dimension: additional quantisation produced by an electric field / N. K. Patel, L. Martin-Moreno, M. Pepper, R. Newbury, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. Jones, J. T. M. B. Janssen, J. Singleton and A. A. J. Perenboom // *J. Phys.: Condens. Matter* – 1990 – vol. 2 – 7247
- [85] C. Rössler, Transport properties of clean quantum point contacts / C. Rössler, S. Baer, E. de Wiljes, P-L. Ardel, T. Ihn, K. Ensslin, C. Reichl and W. Wegscheider // *New Journal of Physics* – 2011 – vol. 13 – 113006
- [86] S. Ihnatsenka, Origin of the “0.25 anomaly” in the nonlinear conductance of a quantum point contact / S. Ihnatsenka and I. V. Zozoulenko // *Phys. Rev. B* – 2009 – vol. 79 – 235313
- [87] O. A. Tkachenko, Temperature dependence of conductance and thermopower anomalies of quantum point contacts / O. A. Tkachenko and V. A. Tkachenko // *JETP Lett.* – 2013 – vol. 96 – 719
- [88] J. A. Reyes, Screened Coulomb potential for a quantum wire in the Thomas-Fermi approximation / J. A. Reys and M. del Castillo-Mussot // *Phys. Rev. B* – 1998 – vol. 57 – 9869
- [89] Julia S. Meyer, Screened Coulomb potential for a quantum wire in the Thomas-Fermi approximation / Julia S. Meyer, K. A. Matveev and A. I. Larkin // *Phys. Rev. Lett.* – 2007 – vol. 98 – 126404
- [90] A. V. Chaplik, Instability of quasi-one-dimensional electron chain and the "string-zigzag" structural transition / A. V. Chaplik // *JETP Letters* – 1980 – vol. 31 – 252

- [91] A. G. Pogosov, Electron transport in suspended semiconductor structures with two-dimensional electron gas / A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, E. Yu. Zhdanov, D. A. Pokhabov, A. K. Bakarov, and A. I. Toropov // *Appl. Phys. Lett.* – 2012 – vol. 100 – 181902
- [92] G. Williamson, Quantum point contact as a local probe of the electrostatic potential contours / G. Williamson, C. E. Timmering, C. J. P. M. Harmans, J. J. Harris and C. T. Foxon // *Phys. Rev. B* – 1990 – vol. 42 – 7675
- [93] C. G. Smith, One-dimensional quantised ballistic resistors in parallel configuration / C. G. Smith, M. Pepper, R. Newbury, H. Ahmed, D. G. Hasko, D. C. Peacock, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones and G. Hill // *J. Phys.: Condens. Matter* – 1989 – vol. 1 – 6763
- [94] P. J. Simpson, Aharonov–Bohm effect and one-dimensional ballistic transport through two independent parallel channels / P. J. Simpson, D. R. Mace, C. J. B. Ford, I. Zailer, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, M. P. Grimshaw and G. A. C. Jones // *Appl. Phys. Lett.* – 1993 – vol. 63 – 3191
- [95] L. W. Smith, Disorder and Interaction Effects in Quantum Wires / L. W. Smith, K. J. Thomas, M. Pepper, D. A. Ritchie, I. Farrer, J. P. Griffiths and G. A. C. Jones // *Journal of Physics: Conf. Series* – 2012 – vol. 376 – 012018