

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Наномеханические резонаторы

Я.С. Гринберг, Ю.А. Пашкин, Е.В. Ильичёв

Представлен обзор современного состояния исследований в области разработки и применения наномеханических резонаторов в составе наноэлектромеханических и оптомеханических систем для высокочувствительного детектирования и визуализации структуры материалов. Описаны методы изготовления и измерения параметров резонаторов нанометровых размеров и их характеристики. Обсуждаются квантовые свойства наномеханических резонаторов. Описаны схемы динамического охлаждения оптомеханических и наноэлектромеханических систем, направленные на снижение флуктуаций с целью повышения пороговой чувствительности этих устройств.

PACS numbers: 61.46. – w, 62.25. – g, 81.07. – b, 81.07.Oj

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201204c.0407

Содержание

1. Введение (407).
2. Применение наноэлектромеханических систем (408).
 - 2.1. Вводные замечания. 2.2. Характеристики наномеханических резонаторов. 2.3. Методы изготовления наномеханических резонаторов. 2.4. Методы измерения характеристик наномеханических резонаторов. 2.5. Уровень рассеиваемой наномеханическими резонаторами мощности. 2.6. Собственные флуктуации наномеханических резонаторов. 2.7. Детектирование малых масс. 2.8. Детектирование сверхмалых перемещений. 2.9. Применение углеродных нанотрубок и графена в качестве наноэлектромеханических устройств.
3. Применение микро- и наноразмерного кантилевера для визуализации структуры материалов (421).
 - 3.1. Вводные замечания. 3.2. Способы детектирования сигнала магнитно-резонансного силового микроскопа. 3.3. Разрешение магнитно-резонансного силового микроскопа по измеряемой силе и магнитному моменту. 3.4. Детектирование индивидуальных ядерных спинов. 3.5. Применение наномеханического кантилевера в качестве биосенсора.
4. Квантовые свойства наномеханического резонатора (425).
 - 4.1. Общие замечания. 4.2. Стандартный квантовый предел измерений. 4.3. Динамическое охлаждение наномеханических

резонаторов. 4.4. Динамическое охлаждение в оптомеханических системах. 4.5. Охлаждение наноэлектромеханических систем.

5. Заключение (432).

Список литературы (434).

1. Введение

Развитие нанотехнологий вновь вызвало интерес к механическим устройствам, которые ещё на заре зарождения научного метода применялись в фундаментальных физических экспериментах. В качестве примеров можно упомянуть крутильный маятник, с помощью которого Кулон в 1785 г. установил закон взаимодействия электрических зарядов, носящий его имя, а также механическое устройство Кавендиша, позволившее Кавендишу в 1798 г. измерить силу гравитационного притяжения между двумя свинцовыми шарами.

Сегодня микро- и наноэлектромеханические системы широко применяются в фундаментальных исследованиях. Однако их пороговая чувствительность по измеряемой силе и массе по сравнению с таковой вышеупомянутых механических устройств является беспрецедентно высокой: по силе — на уровне нескольких пептоньютон (1 цН = 10^{-21} Н) и по массе — на уровне нескольких пептограмм (1 цг = 10^{-21} г). С помощью этих миниатюрных датчиков можно исследовать процессы на атомарном уровне: измерять силы между индивидуальными биомолекулами, исследовать магнитное поле индивидуальных ядерных спинов, измерять массы отдельных молекул и атомов и т.д.

Настоящая статья имеет следующую структуру. В разделе 2 представлен аналитический обзор актуального состояния разработок и применения наноэлектронных и наномеханических систем в фундаментальных и прикладных исследованиях. Описаны основные технологические методы изготовления наномеханических резонаторов, методы измерения их физических характеристик. Проанализированы динамические и флуктуационные свойства наномеханических резонаторов, а также их

Я.С. Гринберг. Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса 20, 630092 Новосибирск, Российская Федерация
E-mail: yakovgreenberg@yahoo.com

Ю.А. Пашкин. NEC Green Innovation Research Laboratories and RIKEN Advanced Science Institute, Tsukuba, Ibaraki 305-8501, Japan; Department of Physics, Lancaster University, Lancaster, LA1 4YB, UK; Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: pashkin@zp.jp.nec.com

Е.В. Ильичёв. Institute of Photonic Technology (IPHT), D-07702, Jena, Germany. E-mail: evgeni.ilichev@ipht-jena.de

Статья поступила 21 мая 2011 г.,
после доработки 4 ноября 2011 г.

применение для детектирования сверхмалых масс и сверхмалых перемещений. Представлены результаты недавних исследований по применению углеродных нанотрубок и графена в качестве наномеханических резонаторов.

В разделе 3 приводятся примеры применения микро- и наноразмерного кантилевера для визуализации структуры материалов. Особое внимание уделено принципам работы и разрешению магнитно-резонансного силового микроскопа. Описаны примеры применения кантилевера в качестве сверхчувствительного биосенсора, а также для детектирования сверхслабых магнитных полей, генерируемых ядерными спинами.

Квантовые свойства механических нанорезонаторов являются предметом обсуждения в разделе 4, в котором рассматриваются термодинамические и квантовые флуктуации и их влияние на пороговую чувствительность детекторов. Представлены схемы измерений, позволяющие достичь так называемого стандартного квантового предела, и обсуждается возможность его преодоления. Описаны различные методы охлаждения микро- и наномеханических резонаторов в нанoeлектромеханических и оптомеханических системах.

2. Применение нанoeлектромеханических систем

2.1. Вводные замечания

Создание новых твердотельных структур с размерами от нескольких сотен до нескольких единиц нанометров открывает новую область научных и технологических исследований. Механические и электронные наноструктуры, такие как углеродные нанотрубки, нанопроволоки и нанорезонаторы на основе полупроводниковых и металлических материалов, представляют собой основу для будущих интегрированных нанoeлектронных, нанoeлектромеханических и фотонных сетей, для создания сверхчувствительных датчиков, приборов для квантовой обработки информации и других устройств с очень широкой областью применения: от сверхбыстрой и надёжной связи до биомедицины. Для реализации этих идей необходимо прежде всего изучить свойства механических нанобъектов и научиться контролируемым образом манипулировать ими. Для того чтобы достичь этого, необходимо разработать такую систему измерений и контроля, которая позволяла бы преобразовывать изменение положения нанобъектов в электрические сигналы и наоборот. Системы, содержащие электронные и механические компоненты, которые обычно состоят из электронного модуля и набора механоэлектрических нанодатчиков и/или электромеханических преобразователей (актуаторов), получили название нанoeлектромеханических систем (НЭМС).

В области создания НЭМС в настоящее время достигнут существенный прогресс. Входящие в их структуру наномеханические резонаторы, размеры которых в плане, как правило, находятся в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сотен нанометров, являются уникальными по характеристикам: их фундаментальные частоты лежат в полосе от нескольких мегагерц до нескольких десятков гигагерц, механическая добротность составляет несколько десятков тысяч, активная масса порядка нескольких фемтограммов (10^{-15} г),

поглощаемая мощность порядка нескольких аттоватт (10^{-17} Вт) [1]. В настоящее время по некоторым параметрам достигнуты следующие пороговые чувствительности НЭМС: по перемещению — 2×10^{-15} м Гц $^{-1/2}$ [2]; по массе — $(10^{-18} - 10^{-19})$ г Гц $^{-1/2}$ [3, 4]; по силе — 10^{-16} Н Гц $^{-1/2}$ [5]; по электрическому заряду — 10^{-1} е Гц $^{-1/2}$ ($e \approx 1,6 \times 10^{-19}$ Кл — заряд электрона) [6]; по пространственному разрешению — менее 100 нм [7].

Как следует из приведённых выше данных, уникальные свойства НЭМС позволяют создавать сверхчувствительные измерительные приборы в таких областях, как квантовая метрология, сканирующая силовая микроскопия, ядерный магнитный резонанс (ЯМР) и др. Кроме того, из ведущихся сейчас разработок в этой области следует, что возможные применения НЭМС включают в себя также ряд методик по определению электронной структуры отдельных молекул и управлению их перемещением, в частности, для анализа атомной структуры наноматериалов и биомолекул.

Эти свойства вызвали поток идей и предложений интересных экспериментов и применений НЭМС в разнообразных областях: от поиска гравитационных волн до манипулирования структурой биомолекул. Но вместе с тем изучение НЭМС порождает ряд фундаментальных вопросов, на которые до сих пор нет исчерпывающих ответов. К таким вопросам относятся проблемы наномасштабной технологии (воспроизводимость, контроль объёмных и поверхностных свойств), создание измерительных систем, позволяющих исследовать механику нанобъектов, характеризовать их свойства практически на атомном уровне. С теоретической точки зрения важен анализ применимости континуального подхода для расчёта механических характеристик резонатора (для определения того, насколько механическое поведение нанобъектов определяется их молекулярной и атомной структурой). Отсюда видно, что исследования НЭМС проходят на переднем крае физических и инженерных наук, затрагивая одновременно несколько направлений в каждой из них.

На рисунке 1 приведена типичная блок-схема НЭМС. Основным элементом НЭМС является наномеханический резонатор (НМР), возбуждаемый электрическими сигналами через входной преобразователь, который преобразует электрическую энергию в энергию механических колебаний резонатора (на его основной гармонике или субгармониках). Одновременно на НМР через отдельный преобразователь подаётся контрольный сигнал, который связан с изучаемым объектом. Этот сигнал

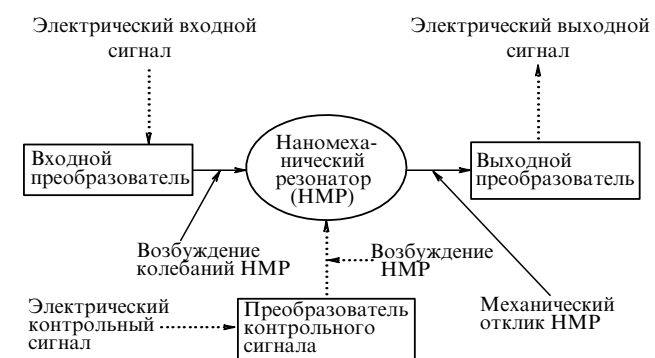


Рис. 1. Блок-схема нанoeлектромеханической системы.

может содержать информацию об измеряемом параметре (например, о смещении объекта или его магнитном моменте). Результирующий сигнал механических колебаний НМР, несущий информацию об измеряемой величине, на выходе вновь преобразуется в электрический сигнал, который после надлежащего усиления поступает в регистрирующее устройство.

Необходимо отметить, что большинство разработок в этой области пока находится на уровне экспериментальных исследований и ещё не вышло за пределы исследовательских лабораторий. В лучшем случае можно говорить о разработке прототипов соответствующих приборов. Одним из таких приборов является магнитно-резонансный силовой микроскоп (МРСМ), который позволяет получить пространственное разрешение на уровне нескольких десятков нанометров (что примерно в 100 раз лучше пространственного разрешения традиционного ЯМР-спектрометра) и имеет пороговую чувствительность по магнитному моменту порядка 1000 ядерных спинов [7].

Как известно, основным фактором, ограничивающим пределы измерений любого прибора, являются флуктуации, вызванные различными причинами. Например, до тех пор пока выполняется условие $\hbar\omega \ll k_B T$, где $\hbar$ — постоянная Планка, ω — характерная частота резонатора, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, пороговая чувствительность НМР будет определяться его тепловыми флуктуациями. Однако при $\hbar\omega \geq k_B T$ тепловые флуктуации уже не играют определяющей роли и на первое место выходят флуктуации, обусловленные квантовыми свойствами датчиков. Частота в 1 ГГц соответствует энергии, вполне достижимой экспериментально при температуре 50 мК. Поэтому с появлением наноразмерных резонаторов, фундаментальные частоты которых лежат в гигагерцевой области, появилась принципиальная возможность достичь флуктуационного предела, определяемого их квантовыми свойствами. Более того, в данной области ведутся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования, направленные на разработку методов, позволяющих в той или иной степени повысить порог чувствительности этих датчиков, обойдя указанные выше стандартные флуктуационные квантовые ограничения. К таким методам относятся квантовые неразрушающие измерения, радиационное и электромагнитное охлаждение, использование запутанных и сжатых состояний и ряд других методов.

2.2. Характеристики наномеханических резонаторов

В последнее время наномеханические резонаторы привлекают особое внимание, поскольку они могут стать более чувствительными и менее энергозатратными детекторами по сравнению с их микромеханическими аналогами [1, 8]. Следует также отметить, что добротность механических резонаторов намного превышает добротность электрических (несверхпроводящих) резонаторов. Встраивание НМР в одноэлектронные транзисторы [2, 9, 10], сверхпроводниковые интерферометры [11, 12], сверхпроводниковые зарядовые [13] и потоковые кубиты [14], полосковые сверхвысокочастотные (СВЧ) резонаторы [15] открывает новые возможности изучения богатой динамики интегрированных электромеханических систем, имеющих как механические, так и электромагнитные степени свободы. Связь между этими

степенями свободы может контролироваться внешним сигналом. Такие эксперименты позволяют изучать квантовые явления в подобных гибридных электромеханических системах.

В большинстве случаев НМР представляет собой кантилевер (балка, закреплённая на одном конце) или мостик (балка, закреплённая на обоих концах), изготовленный с помощью субмикронной (электронной) литографии из монокристаллических материалов, таких как, например, Si [16–18] или SiC [19, 20].

Впервые радиочастотный механический резонатор нанометровых размеров из монокремния был продемонстрирован в работе [16]. Резонатор длиной 7,7 мкм, шириной 0,33 мкм и толщиной 0,8 мкм имел основную резонансную частоту 70,72 МГц и добротность $Q = 1,8 \times 10^4$, определённую из подгонки резонансной кривой. Через несколько лет был реализован кремниевый НМР с размерами $2 \times 0,2 \times 0,1$ мкм и частотой 380 МГц [21]. Однако добротности всех кремниевых НМР, исследованных в работе [21], оказались существенно ниже ($Q \sim 10^3$), чем было продемонстрировано ранее [16]. Авторы работы [21] отмечают, что, хотя точная причина такого разброса добротностей не ясна, качество поверхности НМР играет важную роль. В частности, в [21] показано, что при уменьшении отношения поверхности к объёму (для образцов, изготовленных в одном технологическом цикле) добротность возрастает. Несколько лет назад был преодолен "психологический" частотный барьер в 1 ГГц для НМР на основе полупроводниковых материалов: был продемонстрирован резонатор на основе карбида кремния с размерами $1,1 \times 0,12 \times 0,075$ мкм, частотой 1,029 ГГц и $Q \sim 10^4$ [22].

Исследовались также и другие материалы для НМР: арсенид галлия (GaAs) [23, 24] (частота ≈ 10 МГц, размеры $6 \times 0,5 \times 0,1$ мкм, $Q \sim 10^3$; параметры взяты из [24]), нитрид кремния (Si_xN_y) [25] (частота ≈ 100 МГц, размеры $\approx 4 \times 0,5 \times 0,2$ мкм, $Q \sim 10^3$), нитрид алюминия (AlN) [26] (частота ≈ 100 МГц, размеры $\approx 2 \times 0,2 \times 0,2$ мкм, $Q \sim 10^4$), монокристаллический алмаз (NCD) [27] (частота ≈ 10 МГц, размеры $\approx 1 \times 0,2 \times 0,05$ мкм, $Q \sim 10^3$; позднее в работе [28] при низких температурах были получены добротности $Q \sim 10^4$).

Упругие деформации твёрдых тел описываются теорией Эйлера – Бернулли. Рассмотрим мостик, закреплённый с обоих концов, длиной L , поперечным сечением A , изготовленный из материала плотностью ρ с модулем Юнга E . Направим ось z вдоль основной оси мостика. Смещение мостика $U(z, t)$ от положения равновесия в отсутствие внешней силы описывается уравнением

$$\rho A \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}(z, t) + EI_y \frac{\partial^4 U}{\partial z^4}(z, t) = 0, \quad (2.1)$$

где I_y — геометрический момент инерции относительно оси y . Полагая, что временная зависимость смещения имеет гармонический характер, $U(z, t) = U(z) \exp(-i\omega t)$, получаем, что пространственная зависимость смещения должна удовлетворять уравнению

$$\frac{d^4 U}{dz^4}(z) = \left(\frac{\rho A}{EI_y} \right) \omega^2 U(z). \quad (2.2)$$

Общее решение для смещения мостика имеет вид

$$U(z, t) = a \cos(\beta z) + b \sin(\beta z) + c \cosh(\beta z) + d \sinh(\beta z), \quad (2.3)$$

где $\beta = (\rho A / EI_y)^{1/4} \omega^{1/2}$. Решение (2.3) должно удовлетворять четырём граничным условиям. Для закреплённого на концах мостика (при $z = 0$ и $z = L$) смещения $U(0)$ и $U(L)$, а также наклоны $dU/dz(0)$ и $dU/dz(L)$ равны нулю. Из этих граничных условий следует, что $a = -c$ и $b = -d$ и параметр β принимает только дискретные значения, удовлетворяющие соотношению

$$\cos \beta_n L \cosh \beta_n L - 1 = 0. \quad (2.4)$$

Решения уравнения (2.4), которые находятся численно, следующие: $\beta_n L = 0; 4,730; 7,853; 10,996; 14,137; \dots$ Отбрасывая тривиальное решение $\beta_n L = 0$, получаем выражение для смещения

$$U_n = a_n [\cos(\beta_n z) - \cosh(\beta_n z)] + b_n [\sin(\beta_n z) - \sinh(\beta_n z)], \quad (2.5)$$

где для первых нескольких мод отношение амплитуд a_n/b_n находится из граничных условий: $a_n/b_n = 1,018; 0,999; 1,000; \dots$ Значения $U_n(z)$ удовлетворяют условию нормировки

$$\int_0^L U_n(z) U_m(z) dz = L^3 \delta_{nm}. \quad (2.6)$$

Условие нормировки (2.6) даёт $a_n = L$, при этом b_n находится из отношений, приведённых выше.

Частоты соответствующих мод определяются выражением

$$\omega_n = \sqrt{\frac{EI_y}{\rho A}} \beta_n^2. \quad (2.7)$$

Как правило, в экспериментах измеряют основную изгибную моду колебаний мостика, поскольку она даёт наибольший сигнал. Для основной моды $\beta_1 = 4,73/L$, поэтому её резонансная частота определяется следующим образом:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \frac{(4,73)^2}{L^2} \sqrt{\frac{EI_y}{\rho A}} \approx \frac{3,56}{L^2} \sqrt{\frac{EI_y}{\rho A}}. \quad (2.8)$$

Для резонатора с прямоугольным поперечным сечением $A = wt$, где w и t — соответственно ширина и толщина (в направлении колебаний) полоски резонатора, момент инерции $I_y = wt^3/12$, отсюда для резонансной частоты основной моды получим

$$f_1 = 1,03 \sqrt{\frac{E}{\rho}} \frac{t}{L^2}. \quad (2.9)$$

Частоты следующих мод находятся из отношения $f_n/f_1 = 2,756; 5,404; 8,933$ для $n = 2, 3$ и 4.

Из выражения (2.9) следует, что увеличения частоты можно достичь, увеличивая отношение t/L^2 , а также выбирая более жёсткие (с большим E) и более лёгкие (с малой плотностью ρ) материалы.

Выражение (2.8) получено в отсутствие натяжения резонатора. Учёт натяжения даёт следующее выражение для частоты основной изгибной моды [29]:

$$f_0 = \frac{2\pi}{L^2} \sqrt{\frac{EI}{3\rho A} \left(1 + \frac{L^2 T_0}{4\pi^2 EI} \right)}, \quad (2.10)$$

где T_0 — остаточное натяжение, вызванное, например, различием коэффициентов теплового расширения материалов резонатора и подложки.

Если резонатор закреплён с одного конца (при $z = 0$), а второй его конец свободен ($z = L$) (кантилевер), то граничные условия имеют следующий вид: $U(0) = 0$, $dU/dz(0) = 0$, $d^2U/dz^2(L) = 0$ и $d^3U/dz^3(L) = 0$. Последние два условия обеспечивают отсутствие на свободном конце поперечной силы и вращающего момента. В этом случае резонансные частоты находятся из уравнения

$$\cos \beta_n L \cosh \beta_n L + 1 = 0,$$

решениями которого являются $\beta_n L = 1,875; 4,694; 7,855; 10,996; \dots$ Так же как и в случае резонатора, закреплённого с двух концов, форма гармоник $U_n(z)$ описывается уравнением (2.5) с отношением коэффициентов $a_n/b_n = -1,3622; -0,9819; -1,008; -1,000; \dots$ Легко увидеть, например, что резонансная частота резонатора, закреплённого с обоих концов, в $(4,730/1,875)^2 \approx 5,62$ раза выше частоты такого же резонатора, закреплённого с одного конца.

2.3. Методы изготовления наномеханических резонаторов

Переход от микроразмеров к наноразмерам практически всегда требует применения качественно новых технологических подходов. Основными технологическими инструментами для наноразмерных объектов становятся электронная литография и сухое травление. Как правило, НМР сначала изготавливается с использованием маски на так называемом жертвенном слое, который впоследствии вытравливается из-под резонатора, благодаря чему происходит отделение последнего от подложки. При этом зажимы резонатора остаются связанными с подложкой.

Процесс изготовления НМР состоит из нескольких этапов, которые мы сначала кратко опишем на примере НМР на основе Si [16]. Технология изготовления НМР из других материалов рассматривается далее (подробный обзор технологических методов изготовления НМР приведён в монографии [30]).

На рисунке 2а схематически показаны основные технологические этапы изготовления НМР (этапы 1–7) на основе кремния [16]. На начальном этапе (этап 1) на подложке монокристалла кремния (Si(100)) выращивается слой SiO_2 толщиной 1 мкм, играющий роль маски на этапе травления Si. Поверх SiO_2 наносится двуслойный позитивный электронный резист двух моди-

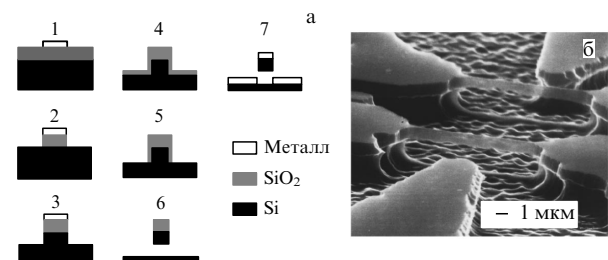


Рис. 2. (а) Схема основных технологических этапов изготовления НМР на основе Si. (б) Изображение НМР на основе Si, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа [16].

фикаций: полиметилметакрилат-495 (ПММА-495) в качестве нижнего слоя и ПММА-950 в качестве верхнего. На следующем этапе в резисте с помощью электронной литографии формируется окно, форма которого определяет структуру будущего НМР, после чего на подложку испарением наносится слой никеля (Ni). После удаления резиста никель покрывает только область окна, сформированного ранее в электронном резисте на этапе 1. Слой никеля играет роль маски при последующем травлении SiO_2 . Рисунок никелевой маски переносится в слой SiO_2 с помощью анизотропного реактивного ионного травления в атмосфере C_2F_6 (этап 2 на рис. 2а). Вследствие разной скорости травления SiO_2 и Si процесс травления практически останавливается при удалении SiO_2 . Далее происходит процесс анизотропного травления Si в смеси NF_3 и CCl_2F_2 (этап 3). Именно на этапе 3 формируется будущий Si-мостик, толщина которого определяется глубиной травления. После удаления слоя никеля происходит пирогенное окисление вертикальных стенок кремниевой структуры, при этом образуется оксид кремния и на горизонтальной поверхности кремния (этап 4). Для удаления последнего вновь используется анизотропное реактивное ионное травление (этап 5), после чего наступает заключительный технологический этап: вытравливание кремния из-под мостика изотропным реактивным ионным травлением в атмосфере NF_3 (этап 6). При этом скорость травления Si практически совпадает со скоростью травления верхнего SiO_2 , поэтому на этапе 6 очень важен контроль времени травления. После отделения мостика от подложки, что подтверждается наблюдением структуры в сканирующем электронном микроскопе, оставшийся слой SiO_2 удаляется разбавленной плавиковой кислотой с последующим промыванием готовых образцов в деионизованной воде. Часто для измерительных целей полученную структуру подвергают дополнительной металлизации, для чего НМР покрывают адгезионным слоем из Cr или Ti толщиной 5–10 нм, на который затем наносят более толстый слой золота или алюминия (этап 7). Микрограф готового НМР из кремния показан на рис. 2б. Видно, что нижняя часть мостика имеет неровности, что, возможно, связано с неравномерным окислением Si. Кроме того, видно, что поверхность Si, вытравленная из-под резонатора, имеет возвышение под резонатором, что объясняется тем фактом, что сам резонатор служит маской на последнем этапе изотропного травления.

Несколько проще выглядит метод, использовавшийся для изготовления НМР из нитрида кремния [25] (рис. 3). На начальном этапе (этап 1) на подложке монокристалла кремния ($\text{Si}(100)$) выращивается слой SiO_2 толщиной несколько сотен нанометров. Поверх него наносится слой нитрида кремния примерно такой же толщины, который затем покрывается слоем резиста ПММА. На следующем этапе в резисте с помощью электронной литографии вырезается геометрическая структура будущего НМР, после чего на всю подложку испарением наносится слой хрома. После удаления резиста хром покрывает только область, вырезанную на этапе 1 в резисте электронной литографией. Слой Cr играет роль маски при последующем травлении SiN. Нитрид кремния удаляется с помощью плазменного травления в $\text{CH}_4\text{--H}_2$, при этом слой SiN остаётся только под маской Cr (этап 2). На заключительном этапе 3 химическим селективным травлением удаляется

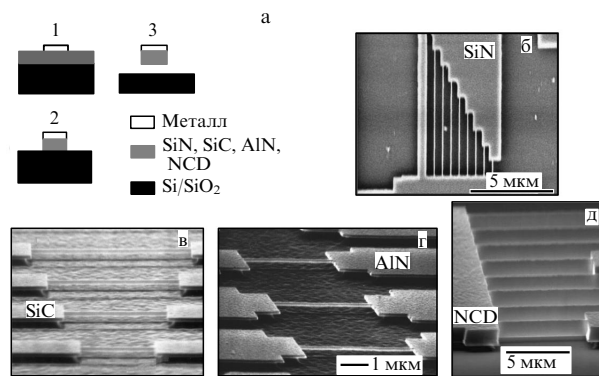


Рис. 3. (а) Схема основных технологических этапов изготовления НМР на основе SiN, SiC, AlN и NCD [25]. Электронные микрографы НМР на основе SiN [25] (б), SiC [19] (в), AlN [26] (г), NCD [32] (д).

слой SiO_2 , тем самым структура НМР отделяется от подложки. Поскольку нитрид кремния является диэлектриком, готовый НМР подвергают металлизации для измерительных целей.

На рисунке 3б приведено изображение НМР из нитрида кремния, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа [25]. Размеры НМР: длина 8 мкм, ширина 200 нм, толщина 100 нм; резонансная частота 19,7 МГц. Сверху на НМР нанесено покрытие из Au толщиной 20 нм.

Ещё одним привлекательным для НМР материалом на основе кремния является монокристаллический карбид кремния (SiC) [19, 20], в котором скорость звука $\sqrt{E/\rho}$ примерно в два раза больше, чем в кремнии. Технологические этапы формирования резонатора из SiC весьма схожи с теми, которые используются для резонаторов из SiN, поэтому мы будем ссылаться на рис. 3а.

Создание НМР из карбида кремния требует выращивания эпитаксиальной плёнки этого материала на кремниевой пластине методом химического осаждения из газовой фазы высокого давления. Далее с помощью электронной литографии поверх SiC наносится слой хрома толщиной 30–60 нм, рисунок которого определяет форму будущего резонатора (см. структуру 1 на рис. 3а). На следующем этапе полученный рисунок переносится в слой SiC анизотропным травлением в смеси NF_3 , O_2 и Ar в установке электронного циклотронного резонанса (см. структуру 2 на рис. 3а). Узкие полоски, сформированные в слое SiC, далее освобождаются от подложки изотропным травлением Si в той же установке в смеси NF_3 и Ar, которые в отсутствие кислорода не травят SiC. Служащий маской слой хрома удаляется либо аргоновой плазмой, либо стандартным жидким травителем. Высокая химическая стабильность и механическая прочность полученных мостиков позволяет осуществлять дальнейшие литографические операции с целью их металлизации для проведения измерений. Металлический слой состоит из слоя золота толщиной 200 нм и 5-нанометрового подслоя Cr (структура, подобная структуре 3 на рис. 3а). Полученные таким образом НМР показаны на рис. 3в.

С использованием металлической маски также изготавливают НМР из монокристаллического нитрида алюминия [26]. Интерес к этому материалу объясняется его

лёгкостью ($\rho = 3255 \text{ кг м}^{-3}$) и достаточно высоким значением модуля Юнга ($E = 345 \text{ ГПа}$), что при одинаковых геометрических размерах даёт более высокие резонансные частоты.

Технологические этапы формирования резонатора из AlN также схожи с теми, которые используются для резонаторов из SiN, поэтому мы опять будем ссылаться на рис. 3а. Сначала пластину Si/AlN покрывают двухслойным электронным резистом. В окно, сформированное в резисте электронной литографией, напыляется 3-нанометровый адгезионный слой Ti, слой Au толщиной 35 нм и слой Ni толщиной 60 нм. После удаления резиста с металлическими слоями структура выглядит так, как структура 1, показанная на рис. 3а. Слой Ni служит маской при анизотропном реактивном ионном травлении AlN, в то время как Au служит проводящим слоем для магнитодвижущих измерений. Травление AlN проводится в атмосфере хлора (см. структуру 2 на рис. 3а), после чего слой Ni удаляется стандартным жидким травителем. Отделение резонатора от кремниевой подложки осуществляется изотропным жидким травителем с последующей промывкой в этаноле (см. структуру 3 на рис. 3а).

Привлекательным материалом для изготовления НМР является алмаз, в котором звук распространяется с самой большой скоростью $\sqrt{E/\rho}$, что при одинаковых геометрических размерах резонаторов даёт более высокие резонансные частоты. Например, при тех же размерах резонансная частота алмазных резонаторов выше резонансной частоты кремниевых примерно в три раза. Алмаз также обладает высокой теплопроводностью при низких температурах по сравнению с теплопроводностью других изоляторов, что позволяет эффективно термализовать механические резонаторы.

Изготовление резонаторов из нанокристаллического алмаза происходит следующим образом. Плёнка из нанокристаллического алмаза осаждается на подложку из чистого кремния или оксида кремния [31]. Поверхности подложек обоих типов покрываются затравочным алмазным нанопорошком. Это делается в три этапа, которые в случае чистого кремния включают в себя: 1) очистку подложки в ультразвуковой ванне ацетона; 2) погружение подложки в ультразвуковую ванну ацетона, содержащую алмазный нанопорошок; 3) промывку подложки в ацетоне. Осаждение алмазной плёнки проводится при температуре подложки 800°C методом плазмо-химического осаждения из газовой фазы смеси (1 % CH_4 , 2 % – 10 % H_2 и Ar). Толщина алмазной плёнки 400–600 нм. Следующие этапы можно проследить по рис. 3а.

На сформированную таким образом алмазную плёнку вначале с помощью электронной обратной литографии наносится металлический рисунок. Металлический слой, состоящий из Au с подслоем Ti и Cr, подобен структуре 1 на рис. 3а. Слой хрома, который служит маской при дальнейшем травлении алмазной плёнки, удаляется в конце процесса изготовления. Слой золота остаётся на поверхности алмаза для измерения резонаторов магнитодвижущим методом. Затем в алмазной плёнке методом реактивного ионного травления вырезается структура, которая в дальнейшем становится наномеханическим резонатором [32, 33]. Анизотропное травление алмаза осуществляется через хромовую маску в смеси O_2 и CF_4 , что даёт структуру, подобную

структуре 2 на рис. 3а. На последней стадии изготовления проводится подвешивание алмазных мостиков посредством вытравливания материала подложки из-под алмазной плёнки в буферированной плавиковой кислоте (см. структуру 3 на рис. 3а).

Большой интерес вызывают также металлические НМР. Это связано с тем, что многие преобразователи, такие, например, как одноэлектронные транзисторы и сквиды, также изготавливаются из металлов, поэтому создание НМР в едином цикле с такими устройствами представляется вполне естественным.

Ниже описывается один из способов изготовления НМР из металлов, имеющих сравнительно невысокую температуру плавления. Этим способом были изготовлены резонаторы из алюминия, золота и титана [34, 35, 39]. Ограничение на температуру плавления связано с использованием в процессе изготовления органического полимера, что несовместимо с тугоплавкими металлами типа ниобия.

Основные этапы изготовления металлических нанорезонаторов представлены на рис. 4. Сначала на подложку наносят слой каликсарена — негативного резиста — и формируют с помощью электронной литографии площадку, на которой впоследствии изготавливается металлическая структура (структура 1 на рис. 4а). Далее вся подложка покрывается трёхслойной структурой, состоящей (снизу вверх) из резиста LOR3A, германия и ПММА. В слое ПММА под действием электронного луча и последующего проявления формируется рисунок будущего резонатора, который затем переносится в слой Ge с помощью метода реактивного ионного травления в CF_4 . После этого кислородной плазмой удаляется слой ПММА, покрывающий Ge. Затем через открытые окна в Ge производится подтравливание LOR3A в специальном растворе RPG (remover PG), который не взаимодействует с каликсареном. После металлизации подложка помещается в RPG, нагретый до температуры 80°C , для удаления всех слоёв, кроме слоя металла, напылённого через Ge-маску. При этом структура выглядит так, как структура 2 на рис. 4а. Процесс изготовления резонатора завершается вытравливанием каликсарена из-под резонатора в кислородной плазме (структура 3 на рис. 4а). Каликсарен удаляется полностью только из-под резонатора, наиболее узкой части металлического слоя, но остаётся в качестве подпорки под более широкими зажимами резонатора.

В качестве примера на рис. 4б показан готовый резонатор из Al длиной 3 мкм, шириной 100 нм и толщиной 200 нм. Расстояние до подложки, определяемое толщиной слоя каликсарена, составляет 50–100 нм. Это накладывает ограничения на размеры резонаторов.

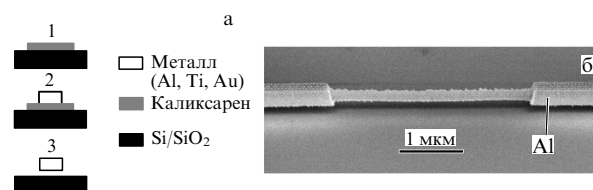


Рис. 4. (а) Схема основных технологических этапов изготовления металлических НМР [35]. (б) Электронный микрограф НМР на основе Al [35].

Например, при толщине 200 нм максимальная длина резонатора обычно не превышает 5 мкм, поскольку более длинные резонаторы проседают и прилипают к подложке.

Разработанная технология не только даёт возможность изготавливать однослойный металлический рисунок, включающий в себя наномеханические резонаторы, но и позволяет создавать интегрированные многослойные, в частности двуслойные, структуры [36]. Такие структуры, состоящие из наномеханического резонатора и электронного преобразователя, представляют собой устройства типа два-в-одном. Примером подобного устройства служит одноэлектронный транзистор с подвешенным островом и расположенным под островом нижним затвором. Механическим резонатором служит часть острова между истоком и стоком, а зажимами являются электроды истока и стока, которые для этого делаются существенно толще острова. Преобразование механических колебаний в электрический сигнал, которое основано на высокой чувствительности одноэлектронного транзистора к изменению заряда острова, описано в разделе 2.4.4.

2.4. Методы измерения характеристик наномеханических резонаторов

Для измерения характеристик резонаторов нанометровых размеров существует набор методов, часть которых заимствована из исследований резонаторов больших размеров. Наиболее чувствительные методы позволяют измерять механические колебания резонаторов без их раскачки внешней силой, т.е. колебания, вызванные, например, тепловыми флуктуациями. В противном случае необходимо возбуждение резонатора внешней силой. В любом случае требуется преобразование механических колебаний в колебания электрического сигнала. Таким преобразователем может служить, например, расположенное рядом с резонатором специальное устройство, связанное с ним тем или иным образом. Кроме того, сам резонатор может быть частью электронного (наноэлектронного) устройства. Наконец, преобразование механических колебаний в электрические может происходить и без участия расположенных вблизи или встроенных электронных устройств. Примером такого преобразования является магнитодвижущий метод. Это наиболее распространённый и простой метод измерения механических колебаний, который изначально использовался для больших резонаторов [37], а впоследствии стал применяться для резонаторов нанометровых размеров [16, 35, 38].

2.4.1. Магнитодвижущий метод. Принципиальная схема магнитодвижущего метода показана на рис. 5. Резонатор вставляется в высокочастотную линию и помещается в постоянное однородное магнитное поле $\mathbf{B}$, перпендикулярное основной оси резонатора. Через резонатор пропускается высокочастотный переменный ток $\mathbf{I}$. При этом на единицу длины резонатора с током действует сила Лоренца

$$\mathbf{F}_L(z) = \mathbf{I} \times \mathbf{B}, \quad (2.11)$$

перпендикулярная направлению магнитного поля и направлению протекания тока. Динамика изгибных колебаний резонатора описывается уравнением движе-

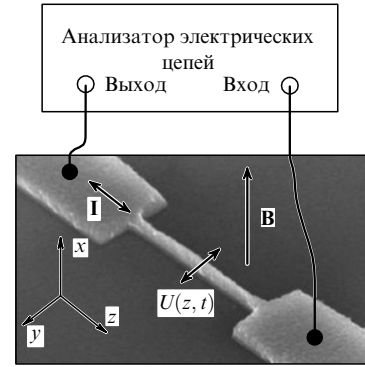


Рис. 5. Схема измерения НМР магнитодвижущим методом [35].

ния [30, 39]

$$\rho A \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}(z, t) + EI_y \frac{\partial^4 U}{\partial z^4}(z, t) = F_L(z) \exp(-i\omega t). \quad (2.12)$$

Форма основной гармоники изгибных колебаний $U_1(z, t)$, соответствующей резонансу на половине длины волны, для мостика, зажатого с обоих концов, находится из уравнения (2.5) для $n = 1$ [40]. Отклонение резонатора $U_1(z)$ от положения равновесия для частоты переменного тока ω , близкой к резонансной частоте мостика ω_0 , хорошо описывается выражением $U_1(z, t) = a_1 U_1(z) \exp(-i\omega t)$ [40], где a_1 — безразмерная амплитуда колебаний первой гармоники,

$$a_1 = \frac{1}{\rho AL^3} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega_0^2/Q} \int_0^L U_1(z) F_L(z) dz. \quad (2.13)$$

В случае однородной силы $F_L(z) = F_L$ получим

$$a_1 = \frac{\eta_1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega_0^2/Q} \frac{F_L}{m},$$

где $\eta_1 = (1/L^2) \int_0^L U_1(z) dz \approx 0,8309$, $m = \rho AL$ — масса мостика. Как видно из приведённого выражения, амплитуда колебаний мостика пропорциональна амплитуде приложенной силы, которая в свою очередь пропорциональна амплитуде протекающего тока. Это справедливо для линейного режима (при малых отклонениях мостика).

Перемещение мостика в магнитном поле приводит к появлению электродвижущей силы (э.д.с.) V , которая выражается через производную магнитного потока по времени:

$$\begin{aligned} V(\omega) &= \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L B U_1(z, t) dz = \\ &= -i \frac{\omega \eta_1^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega_0^2/Q} \frac{I_0 B^2 L^2}{m} \exp(-i\omega t). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Согласно выражению (2.14), э.д.с. квадратично зависит от магнитного поля B и линейно — от амплитуды переменного тока I_0 . Такие зависимости подтверждаются в экспериментах.

Сравнивая (2.14) с выражением для напряжения на резонансном контуре с параллельным соединением эффективной ёмкости C_m , индуктивности L_m и сопротивления R_m , легко убедиться в их полной эквивалентности.

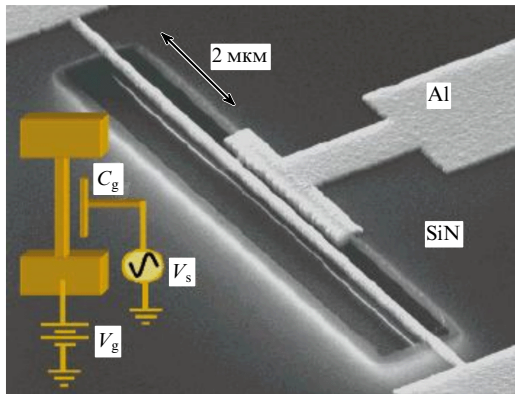


Рис. 6. Схема измерения НМР электродвижущим методом [41].

При этом на частоте резонанса

$$C_m = \frac{m}{\eta_1^2 L^2 B^2}, \quad L_m = \frac{\eta_1^2 L^2 B^2}{\omega_0^2 m}, \quad R_m = \frac{\eta_1^2 L^2 B^2}{\omega_0 m} Q,$$

так что $\omega_0^2 = 1/(L_m C_m)$. Измеряя прохождение высокочастотного сигнала через мостик с помощью анализатора электрических цепей, получают коэффициент прохождения с характерным провалом на резонансной частоте мостика.

2.4.2. Электродвижущий (емкостной) метод. Принципиальная схема электродвижущего метода показана на рис. 6 [41]. Наномеханический резонатор связан емкостным образом с затвором, на который подается высокочастотный сигнал, вызывающий колебания резонатора с амплитудой, зависящей от частоты приложенного сигнала. Можно показать, что в резонансе НМР эквивалентен последовательному соединению емкости, индуктив-

ности и сопротивления с эффективными значениями

$$C_m = \frac{V_g^2 C_g^2}{\omega_0^2 d^2 M}, \quad L_m = \frac{d^2 M}{V_g^2 C_g^2}, \quad R_m = \frac{d^2 M \omega_0}{V_g^2 C_g^2 Q}.$$

Импеданс зазора между НМР и затвором Z зависит от смещения резонатора: $|Z| = 1/(\omega C_g)$ вне резонанса и $|Z| \approx R_m$ в резонансе. В измерениях для согласования высокого импеданса $|Z|$ (как правило, превышающего 100 кОм) с 50-омной измерительной цепью применяют резонансный контур, включенный параллельно с НМР. В таком случае при условии, что частота резонансного контура подобрана равной частоте НМР, полный импеданс цепи на резонансной частоте $Z_{\text{tot}} \approx Z_{LC}^2/R_m + R_T$, где $Z_{LC} = \sqrt{L_T/C_T}$ — характерный импеданс резонансного контура, R_T — его омические потери. В идеальном случае, когда значение Z_{tot} близко к 50 Ом, практически вся высокочастотная (ВЧ) мощность передается НМР, что приводит к появлению характерной особенности в сигнале, отраженном от ВЧ-цепи. По этой особенности определяется резонансная частота и добротность НМР.

К достоинствам такого метода измерений следует отнести тот факт, что он позволяет измерять сразу несколько НМР, частота которых попадает в рабочую полосу резонансного контура. Пороговая чувствительность к механическому смещению $4,1 \times 10^{-12}$ м Гц $^{-1/2}$ при $V_g = 15$ В, продемонстрированная в работе [41], определялась потерями в резонансном контуре.

2.4.3. Исследование тепловых флуктуаций наномеханического резонатора с помощью атомного точечного контакта. В данном методе преобразователем механических колебаний в электрические служит туннельный переход между механическим резонатором и иглой атомного точечного контакта. Схема измерений с помощью такого метода показана на рис. 7. Применение

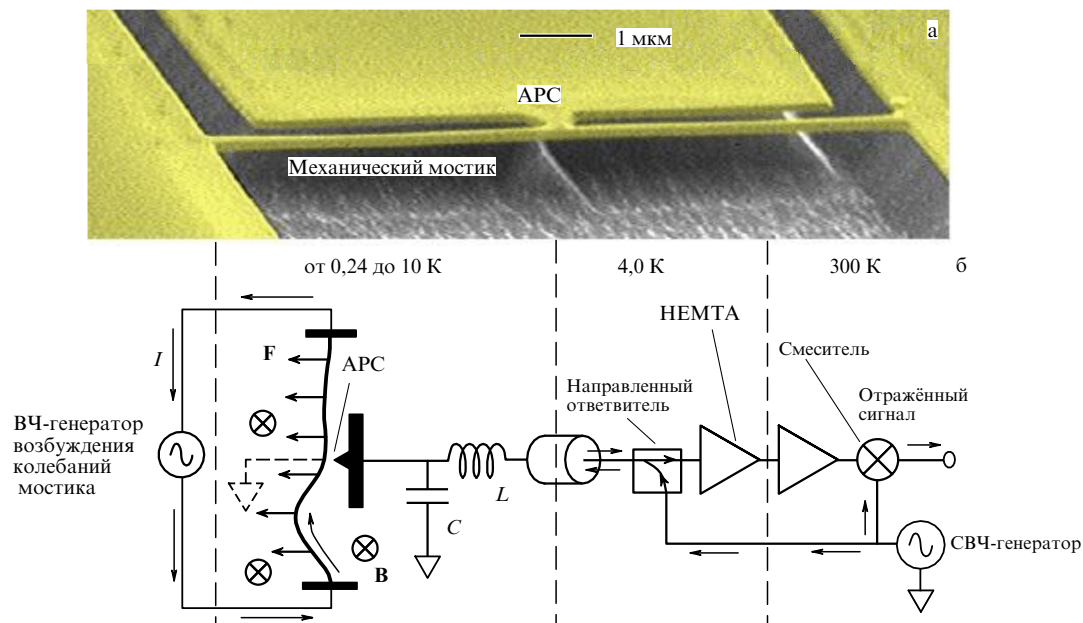


Рис. 7. (а) Электронный микрограф наномеханического резонатора на основе золота. (б) Схема измерения его колебаний с помощью атомного точечного контакта (APC — Atomic Point Contact); HEMTA (High Electron Mobility Transistor Amplifier) — усилитель на основе транзистора с высокой подвижностью электронов [39].

метода ограничено материалами, которые хорошо проводят электрический ток, а также не образуют оксидов на поверхности. Единственный эксперимент [39], в котором использовался данный метод, проводился на НМР из золота, к середине которого через туннельный переход подсоединялся другой золотой электрод. Пороговая чувствительность такого метода по механическому смещению составила $2,3 \times 10^{-15}$ м Гц $^{-1/2}$, что сравнимо с чувствительностью, получаемой с помощью одноэлектронного транзистора [2, 9], чего, однако, нельзя сказать о динамическом диапазоне.

2.4.4. Детектирование механических колебаний НМР с помощью одноэлектронного транзистора. Вследствие своей уникально высокой чувствительности к электрическому заряду одноэлектронный транзистор может использоваться в качестве преобразователя механических колебаний в электрический сигнал. Для этого нужно найти способ преобразования механических колебаний в изменение электрического заряда, что легко сделать, например, связав емкостным образом НМР и остров одноэлектронного транзистора (рис. 8) и подав на первый постоянное напряжение V_{dc} [9]. При смещении центра НМР на x изменение заряда на острове одноэлектронного транзистора $\Delta q = V_{dc} \Delta C(x)$, где $\Delta C(x)$ — изменение ёмкости между затвором и островом. Полагая, что затвор образует с островом плоскопараллельный конденсатор, что фактически реализуется в двуслойной конфигурации [36], можно получить следующее выражение для изменения электрического заряда вследствие механического смещения: $\Delta q \approx (x/d)C_0 V_{dc}$, где C_0 — равновесное значение ёмкости, d — равновесное расстояние между затвором и островом. При заданных размерах всей структуры преобразование механического отклонения в электрический сигнал тем эффективнее, чем выше V_{dc} . Однако постоянное напряжение ограничено напряжением пробоя. Пороговая чувствительность транзистора к механическому смещению определяется его шумовыми свойствами. В случае высокочастотной версии одноэлектронного транзистора с измеренным зарядовым шумом $6 \times 10^{-6} e$ Гц $^{-1/2}$ [42]

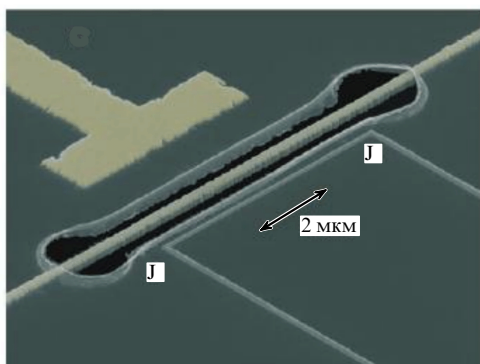


Рис. 8. Увеличенный электронный микрограф наномеханического резонатора (8 мкм $\times$ 200 нм), выполненного из плёнки SiN толщиной 100 нм, на поверхность которой напылён проводящий слой Au толщиной 20 нм. Остров сверхпроводящего одноэлектронного транзистора (длина 5 мкм, ширина 50 нм), расположенного на расстоянии 600 нм от резонатора, образует два туннельных перехода J с истоком и стоком и является связанным емкостным образом с резонатором, смещённым высоким постоянным напряжением [9].

получаем оценку его порога чувствительности к смещению $\delta x = 4 \times 10^{-6}$ Å Гц $^{-1/2}$ при $d = 100$ нм, $C_0 = 5 \times 10^{-17}$ Ф и $V_{dc} = 5$ В. Для сравнения, среднеквадратичное отклонение от равновесия вследствие нулевых колебаний 5-микрометрового Al-резонатора толщиной 39 нм, массой $m = 2,7 \times 10^{-16}$ кг и резонансной частотой $\omega_0/2\pi = 40$ МГц равняется $\sqrt{\hbar/(2m\omega_0)} \approx 7 \times 10^{-4}$ Å.

2.4.5. Оптический метод исследования характеристик НМР [43–45]. При оптическом детектировании используется, как правило, метод оптической интерферометрии, смысл которого заключается в следующем: отражённый от НМР пучок фотонов, проинтерферировав с пробным сигналом, поступает на фотодетектор. Анализ интерференционной картины позволяет восстановить характеристики НМР. Однако, поскольку диаметр сфокусированного пучка ограничен снизу его дифракционными свойствами, очевидно, что при уменьшении размеров НМР чувствительность измерений снижается. Возможным решением здесь может быть изготовление волноводов с субмикрометровым сечением, расположенных на подложке рядом с НМР.

2.4.6. Измерение смещения НМР с помощью сквида. Сверхпроводящий квантовый интерферометр (сквид) является наиболее чувствительным детектором измерения магнитного потока [46]. Датчик сквида постоянного тока (ПТ) представляет собой сверхпроводящую петлю, в которой находятся два джозефсоновских контакта. В процессе работы прибора через петлю датчика пропускается ток и измеряется полученное напряжение. При определённых значениях тока это напряжение является функцией внешнего магнитного потока. Таким образом, датчик чувствителен к изменению не только внешнего магнитного поля, но и площади петли. Это означает, что в постоянном магнитном поле сквид может детектировать колебания НМР, который является частью сверхпроводящей петли его датчика. Недавно в этом направлении были продемонстрированы первые успешные эксперименты [47].

Порог чувствительности сквида к механическому смещению можно оценить исходя из достигнутой потоковой чувствительности сквида $\delta\Phi \approx 10^{-6}\Phi_0$ Гц $^{-1/2}$ [46]. Рассмотрим петлю сквида в виде квадрата со стороной L . Пусть одна из сторон образует резонатор, т.е. является подвешенной над плоскостью подложки и поэтому может смещаться параллельно ей, изменяя таким образом площадь петли. Если петлю сквида пронизывает постоянное магнитное поле B , то отклонение x от положения равновесия резонатора вызывает изменение площади петли $(1/2)xL$, что в свою очередь приводит к изменению потока $\Delta\Phi \approx (1/2)xLB$. Отсюда получаем пороговую чувствительность к механическому смещению $\delta x = 2\delta\Phi/(BL)$. Эта величина тем лучше, чем больше величина постоянного магнитного поля. Полагая $B = 0,01$ Тл, $L = 1$ мкм, получаем $\delta x = 4 \times 10^{-7}$ Å Гц $^{-1/2}$. Большие магнитные поля заметно подавляют сверхпроводимость в плёнках алюминия, однако для повышения порога чувствительности могут быть пригодны структуры из ниобия (см. [47]). Кроме того, порог чувствительности по смещению увеличивается, если использовать более длинные резонаторы, однако это происходит за счёт понижения резонансной частоты. Экспериментально достигнутая пороговая чувствительность, кото-

Таблица 1. Фундаментальные частоты и добротности некоторых НМР

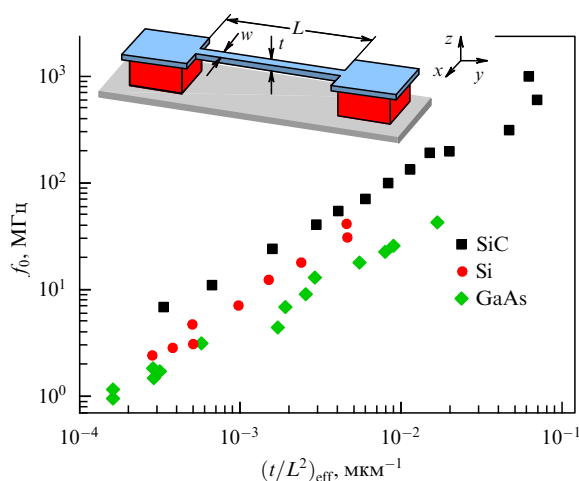
Материал НМР	Температура, К	Частота основной гармоники f_0 , МГц	Добротность Q	Литература
Si	4,2	70	2×10^4	[16]
Si	25	80	$1,3 \times 10^4$	[17]
Si	20	25,598	3×10^4	[18]
SiC	4,2	198	1×10^3	[18]
SiC	20	71,91	4000	[19]
SiC	4,2	190–1029	500–5200	[20]
Pt	4	105,3	8500	[34]
Au	4	39	5000	[41]
Au	4,2	54,38	7510	[35]
Ti	4,2	194,47	3180	[35]
Al	4,2	180,86	5320	[35]
SiN	293	0,133	$1,1 \times 10^6$	[48]

рая определялась шумами усилителя, для резонатора длиной 50 мкм с резонансной частотой около 2 МГц составила $10^{-4} \text{ А Гц}^{-1/2}$ [47].

2.4.7. Параметры современных НМР. В таблице 1 приведены экспериментальные значения частоты основной гармоники и добротности НМР для неметаллических и металлических материалов. Во второй колонке таблицы указана температура, при которой проводились измерения. В последней строке табл. 1 приведены данные при $T = 293 \text{ К}$ для вибрационных колебаний квадратной мембраны из нитрида кремния толщиной 50 нм [48].

Основная задача, которая сейчас стоит перед разработчиками НЭМС, заключается в достижении как можно большей частоты основной гармоники НМР при сохранении высокой добротности Q . С точки зрения приложений, добротность определяет шумовую (флуктуационную) полосу прибора, непосредственно связанную с пороговой чувствительностью НМР к внешнему измеряемому сигналу. Кроме того, величина Q определяет минимальный уровень поглощаемой НМР мощности.

На рисунке 9 из работы [1] показана характерная зависимость частоты основной гармоники НМР на основе Si, SiC и GaAs от размеров НМР. Как видно из

**Рис. 9.** Зависимость частоты основной гармоники НМР от геометрического параметра t/L^2 , где t — толщина, L — длина НМР [1].**Таблица 2.** Характеристики НМР на основе SiC [20]

Резонансная частота, МГц	Длина L , мкм	Ширина w , нм	Толщина t , нм	Масса НМР, фг	Добротность
190	2,35	150	100	145,0	5200
200	3,1	180	100	229,5	7500
241	1,8	150	100	111,1	1500
295	2,66	170	80	160,2	3000
339	1,6	140	75	71,3	3600
357	1,55	160	75	78,9	3000
395	1,75	129	80	74,4	2500
411	1,7	120	80	72,3	2500
420	1,8	150	100	111,1	1200
428	1,65	120	80	75,5	2300
480	1,32	140	75	61,3	1600
482	1,55	120	80	70,9	2000
488	1,31	150	75	60,8	1600
590	1,6	140	75	71,2	1700
712	1,55	160	75	78,9	900
1014	1,11	120	75	44,2	500
1029	1,09	120	75	43,4	500

Таблица 3. Характеристики НМР на основе Al [35, 38]

Lwt , мкм ³	$T = 4,2 \text{ К}$		$T = 100 \text{ мК}$	
	f_0 , МГц	Q	f_0 , МГц	Q
$0,6 \times 0,06 \times 0,1$			770	2400
$1 \times 0,06 \times 0,1$			360	30000
$1 \times 0,1 \times 0,2$	544,93	1730		
$2 \times 0,1 \times 0,2$	180,86	5320	187	16000
$3 \times 0,1 \times 0,2$	87,00	7140	110	41000
$5 \times 0,1 \times 0,2$	39,44	9420	40,5	120000

рисунка, наибольшие частоты достигнуты для НМР на основе SiC. Что касается добротности, то с увеличением частоты она уменьшается. Причины этого явления до конца не выяснены. Среди возможных причин называют потери, связанные со взаимодействием НМР и входных и выходных преобразователей, а также потери в местах прикрепления НМР к основному материалу. Во всяком случае, эксперименты с НМР, имеющим незакрепленные концы, позволили увеличить его добротность более чем в два раза [20].

В таблицах 2 и 3 приведены характеристики НМР соответственно на основе карбида кремния (SiC) и алюминия, из которых видно, что при увеличении резонансной частоты НМР его добротность уменьшается.

На рисунке 10, взятом из [20], показана зависимость добротности от частоты для НМР на основе карбида кремния, изготовленных по одинаковой технологии. Данные приведены для трёх значений толщины НМР: 75, 80 и 100 нм. Ширина НМР изменялась в пределах 120–150 нм, длина составляла от 1 до 3 мкм. Изменение частоты от 200 МГц до почти 1 ГГц осуществлялось изменением длины НМР. На вставке рис. 10 показана полученная с помощью атомно-силового микроскопа структура поверхности плёнки SiC (толщиной 80 нм), из которой изготовлялись НМР.

2.5. Уровень рассеиваемой наномеханическими резонаторами мощности

Как и для любого резонатора, ширина полосы НМР может быть записана в виде $\Delta\omega = \omega_0/Q$. Тогда при внешней температуре T уровень тепловых флуктуаций

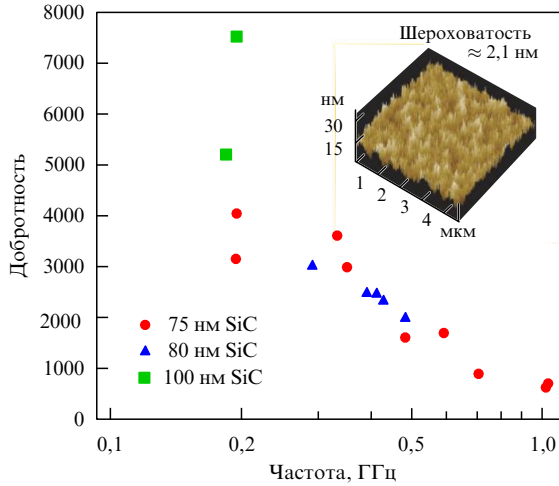


Рис. 10. Зависимость добротности от частоты основной гармоники для закреплённого на концах НМР на основе карбида кремния. На вставке — изображение поверхности SiC, полученное с помощью сканирующего атомно-силового микроскопа [20].

можно представить следующим выражением:

$$P_{\min} \approx k_B T \frac{\omega_0}{Q}. \quad (2.15)$$

Оценим $P_{\min}$ для следующих параметров: $T = 300$ К, $\omega_0/2\pi = 1$ ГГц, $Q = 10^4$. В результате получим $P_{\min} \approx 2,6 \times 10^{-15}$ Вт. Если для надёжного отношения сигнал/шум увеличить последнее значение, например, в 10^4 раз и предположить, что на чипе одновременно работает один миллион таких устройств, то мы получим потребляемую мощность порядка 10^{-5} Вт, что почти на пять порядков меньше мощности, рассеиваемой в современных системах подобного уровня сложности, целиком состоящих из электронных компонентов.

2.6. Собственные флуктуации наномеханических резонаторов

Затухание колебаний в НМР, его добротность связаны с обменом энергией между механическими модами резонатора и другими степенями свободы, такими как фононы, электроны, дефекты в объёме и на поверхности резонатора, а также с потерями энергии резонатора в местах его крепления с основным объёмом материала.

Наиболее важным источником собственных флуктуаций в НМР являются термомеханические флуктуации, представляющие собой аналог шума Джонсона–Найквиста в электрических цепях. В классическом пределе спектральную плотность флуктуаций n -й гармоники можно представить следующим образом [40]:

$$S_{fn}(\omega) = \frac{2k_B T m \omega}{\pi Q L^2}, \quad \omega \approx \Omega_n, \quad (2.16)$$

где T — температура, m — масса резонатора, L — его длина, Ω_n — частота n -й гармоники, определяемая выражением (2.7).

Величина $\sqrt{S_{fn}(\omega)}$ представляет собой флуктуационную силу, действующую на единицу длины резонатора в единичной полосе частот. Таким образом, спектральную плотность амплитудных флуктуаций можно записать в

виде, удобном для проведения простых оценок:

$$S_x(\omega) = \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega \omega_0 / Q)^2} \frac{S_{fn}(\omega)}{m^2}. \quad (2.17)$$

Амплитудные флуктуации можно также записать в эквивалентных выражениях флуктуаций фазы или частоты, которые часто бывают полезны в конкретных экспериментах. Однако следует помнить, что все эти выражения являются эквивалентными представлениями одних и тех же амплитудных флуктуаций и не описывают дополнительных флуктуационных источников.

Например, спектральную плотность частотных флуктуаций $S_\omega(\omega)$ можно выразить через спектральную плотность термомеханических флуктуаций амплитуды $S_x(\omega)$ следующим образом [40, 49]:

$$S_\omega(\omega) = \left(\frac{\omega_0}{2Q} \right)^2 \frac{S_x(\omega)}{\langle x_0^2 \rangle} \approx \frac{\omega_0^5}{Q^3} \frac{k_B T}{E_{\max}} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \omega_0^2 / Q^2}, \quad (2.18)$$

где $\langle x_0^2 \rangle$ — максимальное среднеквадратичное значение амплитуды, $E_{\max} = M_{\text{eff}} \omega_0^2 \langle x_0^2 \rangle$ — максимальная энергия колебаний.

Флуктуационная ширина резонанса $\delta\omega_0$ определяется как

$$\delta\omega_0 \approx \left[\int_{\omega_0 - \pi\Delta f}^{\omega_0 + \pi\Delta f} S_\omega(\omega) d\omega \right]^{1/2},$$

откуда при $Q \gg 1$ и $2\pi\Delta f \ll \omega_0/Q$, где Δf — измерительная полоса частот, с учётом (2.18) получим

$$\delta\omega_0 \approx \left[\frac{k_B T}{E_{\max}} \frac{\omega_0 \Delta f}{Q} \right]^{1/2}. \quad (2.19)$$

Ещё один источник собственных флуктуаций в НМР связан с термодинамическими флуктуациями температуры вследствие конечных значений теплопроводности и теплоёмкости. Поскольку теплоёмкость нанорезонатора ввиду его малых размеров тоже очень мала, это приводит к сравнительно большим температурным флуктуациям, которые в свою очередь вызывают флуктуации частоты резонатора, поскольку геометрические размеры и параметры материала резонатора зависят от температуры.

Спектральную плотность температурных флуктуаций можно записать следующим образом [40]:

$$S_T(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{k_B T^2}{g} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_T^2}, \quad (2.20)$$

где g — теплопроводность, $\tau_T = c/g$ — характерное время установления теплового равновесия (c — теплоёмкость). Как показано в [40], эти флуктуации можно пересчитать во флуктуации резонансной частоты резонатора:

$$S_\Omega(\omega) = \left(\frac{1}{\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial T} \right)^2 S_T(\omega) = \left(-\frac{c_s^2 k_n^2}{\Omega_n^2} \alpha_T + \frac{2}{c_s} \frac{\partial c_s}{\partial T} \right)^2 S_T(\omega), \quad (2.21)$$

где $c_s = \sqrt{E/\rho}$ — скорость звука в материале, α_T — коэффициент теплового расширения.

Кроме того, имеются и другие источники шумов в НМР, из которых следует упомянуть флуктуации, свя-

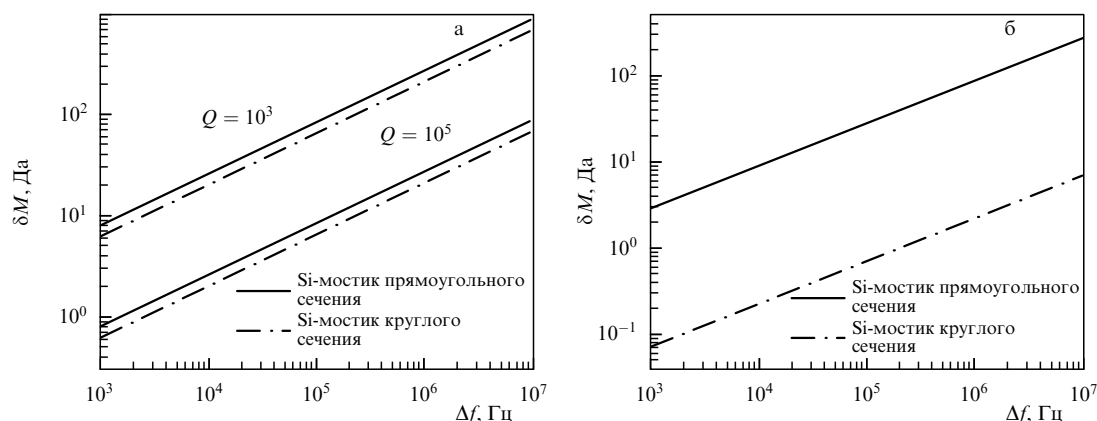


Рис. 11. Зависимость чувствительности НЭМС по массе от измерительной полосы частот, обусловленная термомеханическими (а) и температурными (б) флуктуациями [49].

занные с адсорбцией–десорбцией остаточных газовых молекул на поверхности резонатора, а также шум, обусловленный кристаллическими дефектами в объёме резонатора [1, 40, 49].

2.7. Детектирование малых масс

Сверхчувствительные измерители масс, в основе которых лежит резонансный эффект, применяются во многих областях науки и техники. Наиболее чувствительные сенсоры массы основаны на регистрации акустических вибрационных колебаний в кристаллах, тонких плёнках и кантилеверах микрометровых размеров. Во всех этих случаях метод основан на детектировании изменения резонансной частоты датчика или его добротности при прилипании к нему какой-либо частицы, массу которой нужно измерить.

Благодаря своей очень малой массе НЭМС является весьма перспективным сенсором для детектирования малых масс, и в принципе его чувствительность позволяет достичь разрешения по массе, сравнимого с массой одной молекулы [3, 49].

Детектирование массы с помощью НЭМС производится по измерению сдвига частоты резонанса, обусловленного прилипанием измеряемой массы к НМР. При этом изменение массы связано с изменением частоты следующим очевидным соотношением:

$$\delta M \approx \frac{\partial M_{\text{eff}}}{\partial \omega_0} \delta \omega_0 = -2 \frac{M_{\text{eff}}}{\omega_0} \delta \omega_0, \quad (2.22)$$

где M_{eff} — эффективная масса НМР, которую для НМР с прямоугольным сечением можно записать в виде $M_{\text{eff}} = 0,735 L t w \rho$ [49], где L , t , w — геометрические размеры НМР (см. вставку на рис. 9), ρ — плотность вещества НМР. Последнее выражение после знака равенства в (2.22) следует из соотношения $\omega_0 = \sqrt{k_{\text{eff}}/M_{\text{eff}}}$, где k_{eff} — эффективная жёсткость НМР, $k_{\text{eff}} = 32 E t^3 w / L^3$.

Основной причиной, ограничивающей порог чувствительности НЭМС при измерении массы, являются его термомеханические флуктуации, приводящие к флуктуации резонансной частоты.

Для пороговой чувствительности по массе получим с учётом (2.19) следующее выражение:

$$\delta M \approx 2 M_{\text{eff}} \left(\frac{k_B T}{E_{\text{max}}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta f}{\omega_0 Q} \right)^{1/2}. \quad (2.23)$$

На рисунке 11а [49] показано рассчитанное по формуле (2.23) разрешение НЭМС по массе, обусловленное термомеханическими флуктуациями. Величина δM выражена в дальтонах (Да) ($1 \text{ Да} = 1 \text{ а.е.м.} = 1,66 \times 10^{-24} \text{ г}$). Расчёт проведён при резонансной частоте 1 ГГц для двух типов кремниевых НМР: с прямоугольным сечением (сплошная линия, $w \times t \times L = 50 \times 80 \times 780 \text{ нм}^3$) и с круглым сечением (штрихпунктирная линия, $w \times t \times L = 15 \times 15 \times 340 \text{ нм}^3$).

Ещё одним источником погрешностей при измерении малых масс являются термодинамические флуктуации температуры. Погрешность измерения массы в этом случае имеет вид [49]

$$\delta M \approx 2 M_{\text{eff}} C \left(\frac{k_B T^2 \Delta f}{\pi g} \right)^{1/2}, \quad (2.24)$$

где размерная константа C определяется физическими свойствами материала нанорезонатора. Для мостика из кремния $C = 1,26 \times 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ [49].

На рисунке 11б представлена рассчитанная по формуле (2.24) зависимость разрешения НЭМС по массе от измерительной полосы частот [49], обусловленная термодинамическими температурными флуктуациями. Расчёты проведены для двух типов НМР при $T = 300 \text{ К}$ и тех же параметрах, что и в случае рис. 11а.

В работе [49] проанализированы ещё два источника погрешностей, а именно: адсорбция–десорбция остаточных газовых молекул на поверхности резонатора, а также упругие столкновения газовых молекул с поверхностью резонатора. Все эти источники погрешностей измерения массы позволяют сделать вывод о том, что диапазон пороговой чувствительности НЭМС по массе лежит в пределах от нескольких долей дальтона до нескольких десятков дальтонов, что соответствует массе отдельных молекул. Подобные эксперименты проводятся, как правило, следующим образом [50]: в высоковакуумной камере на НМР направляется поток молекул, которые прилипают к резонатору, изменяя его резонансную частоту. Как мы обсуждали выше, это изменение частоты и измеряется в эксперименте.

В течение последних нескольких лет порог чувствительности НЭМС как датчиков массы повышается примерно на порядок за год и в настоящее время приближается к 100 а.е.м., что пока ещё превышает теоретиче-

Таблица 4. Результаты измерения масс молекул с помощью НЭМС

Наименьшая измеренная масса, а.е.м.	Чувствительность по сдвигу частоты $\delta f_0/\delta M$, Гц $(10^{-21} \text{ г})^{-1}$	Резонансная частота f_0 , МГц	Добротность резонатора	Литература
$4,9 \times 10^4$	12	428		[50]
$1,52 \times 10^6$	3×10^{-3}	32,8	3000	[3]
$4,0 \times 10^3$	1	133 190	5000	[114]
15×10^3 (300 К) 840 (5 К)	11×10^3	143	50 (300 К) 865 (5 К)	[52]
200 (300 К)	0,104	328,5	1000 (300 К)	[53]
$2,35 \times 10^5$		13,36	8500	[4]
50 (6 К)		300	200	[54]
$1,8 \times 10^9$	0,01		10000	[117]

ский предел, который меньше 1 а.е.м. [49, 51]. В таблице 4 приведены результаты, полученные к настоящему времени при измерении масс молекул с помощью НЭМС.

Исследования по применению НЭМС для детектирования малых масс позволяют сделать заключение, что результаты получаются тем лучше, чем меньше размеры резонатора при как можно меньшем отношении L/t . Как следует из табл. 4, наилучшие результаты получаются при использовании в качестве НМР углеродных нанотрубок [52–54]. Для того чтобы приблизиться к порогу чувствительности, равному массе одного протона, необходимо повысить резонансную частоту до 1 ГГц при добротности $Q \approx 10000$ и массе резонатора порядка 1×10^{-16} г. Благодаря достижениям современной технологии изготовления механических нанорезонаторов такая задача представляется вполне выполнимой в ближайшем будущем.

2.8. Детектирование сверхмалых перемещений

Исторически исследования в области детектирования сверхмалых перемещений были связаны с экспериментами по поиску гравитационных волн, а также с исследованием слабых пьезо- и магнитострикционных эффектов и фазовых переходов в образцах малых размеров при низких температурах [55–59]. На этом пути ещё в 1981 г. была получена рекордно высокая пороговая чувствительность, $6 \times 10^{-9} \text{ Å Гц}^{-1/2}$, при измерении с помощью емкостного преобразователя смещения механического резонатора на частоте 40 кГц [59]. Затем пороговая чувствительность была улучшена до значения $2 \times 10^{-9} \text{ Å Гц}^{-1/2}$ при измерении с помощью лазерного интерферометра флуктуаций механического резонатора, помещённого в оптическую полость, на частоте 2 МГц [60].

Однако такие высокие пороговые чувствительности не обязательно будут сохраняться при переходе к наноразмерным датчикам. Например, при нанометровых размерах сигнал емкостного датчика будет неразличимым на фоне шумов от паразитных ёмкостей проводников, связывающих датчик с усилителем. Кроме того, имеющие рекордно высокое (в субангстремной области) разрешение волоконно-оптические интерферометры не могут быть использованы для изучения структур с размерами, меньшими диаметра оптического волокна. Од-

Таблица 5. Результаты измерения смещений с помощью НЭМС

Разрешение по смещению, фм $\text{Гц}^{-1/2}$	Среднеквадратичное смещение (в единицах СКП)	Разрешение по силе, аН $\text{Гц}^{-1/2}$	Температура, мК	Тип преобразователя	Литература
2,3	42	78	250	Атомный точечный контакт	[41]
200	30	3	200	Полосковый резонатор	[60]
10	36 (133 фм)		20	ПТ-сквид	[47]
2	100 (23 фм)		30	Одноэлектронный транзистор	[2]
3,8	4,3 (114 фм)		35	Одноэлектронный транзистор	[9]

ним из методов, которые не имеют геометрических ограничений, является магнитодвижущий метод [16], описанный в разделе 2.4.1. С помощью этого метода достигнута пороговая чувствительность порядка $3 \times 10^{-5} \text{ Å Гц}^{-1/2}$ для механического резонатора с частотой 1 МГц [61].

В последние несколько лет достигнут значительный прогресс в области применения НЭМС для регистрации малых перемещений, что позволило приблизиться по этому параметру к стандартному квантовому пределу (СКП). Для достижения этой цели использовались различные экспериментальные методики: регистрация амплитудного профиля НМР с помощью атомного точечного контакта [39], включение НМР в цепь полоскового резонатора [62], интегрирование механического резонатора в петлю сверхпроводникового квантового интерферометра [47], применение в качестве устройства, регистрирующего амплитудные колебания НМР, одноэлектронного транзистора [2, 9] и др. Достигнутые в этой области результаты отражены в табл. 5.

2.9. Применение углеродных нанотрубок и графена в качестве наноэлектромеханических устройств

Интересной альтернативой традиционным наномеханическим резонаторам являются углеродные нанотрубки [63]. Углеродные нанотрубки (УНТ), огромный интерес к которым возник после опубликования работы [64] (многослойные нанотрубки) и работ [65, 66] (однослойные нанотрубки), в настоящее время являются предметом активных исследований [67]. Однослойные нанотрубки представляют собой полый цилиндр графена, состоящий из одного слоя углеродных атомов. Длина такой трубки может достигать нескольких микрометров, а её диаметр составляет порядка нескольких нанометров. В идеальном случае (в отсутствие дефектов) такая нанотрубка может переносить электрический ток плотностью до 10^9 А см^{-2} [68]. В зависимости от типа симметрии УНТ может иметь металлические или полупроводниковые свойства. УНТ в высокой степени упруги, их модуль Юнга лежит в пределах 1 ТПа [69], что приводит к достаточно высокой резонансной частоте, более 3 ГГц [70]. Практически сразу после открытия УНТ начались исследования по их применению в качестве сверхчувствительных наномеханических сенсоров [71, 72]. Известны

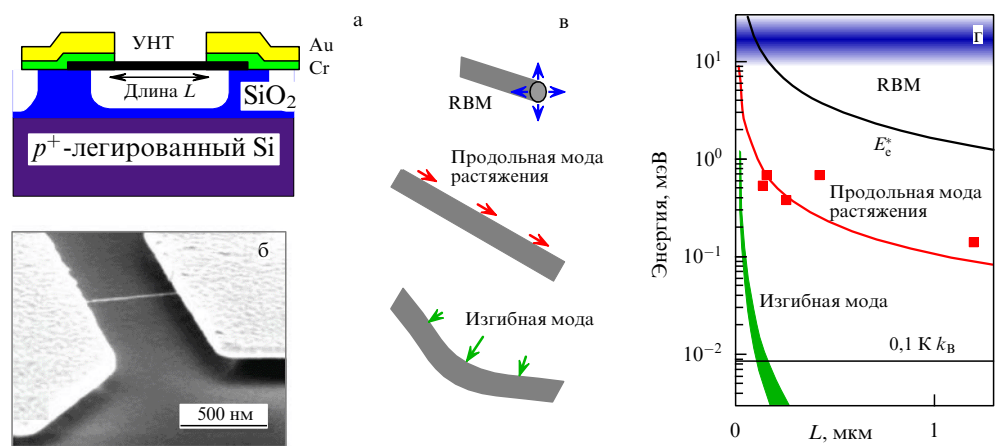


Рис. 12. Схематическое изображение УНТ (а), её электронный микрограф (б), колебательные моды (в) и вибрационный спектр (г) [82]. RBM (Radial Breathing Mode) — радиальная мода колебаний УНТ, E_e^* — энергия электронных возбуждений.

также другие идеи по применению УНТ в качестве механических структурных элементов: ячеек памяти [73], релейных структур [74], осцилляторов [75, 76], переключателей [77], сенсоров различного типа [78–80].

Уже сейчас ясно, что благодаря своим уникальным электрическим и механическим свойствам УНТ являются многообещающими кандидатами на роль сверхчувствительных элементов при создании НЭМС. Чрезвычайно малая масса УНТ (порядка 10^{-21} кг на 1 мкм длины) даёт среднеквадратичную амплитуду нулевых колебаний порядка 1 пм, что делает возможным прямое детектирование этих флуктуаций. Кроме того, такая малая масса УНТ делает их чрезвычайно чувствительными сенсорами при детектировании массы [53, 54] и силы [81].

Схематическое изображение устройства на основе УНТ показано на рис. 12а. УНТ закреплена на концах металлизированных площадок, играющих роль туннельных контактов, и через ёмкость связана с управляющим затвором, в качестве которого используется высоколегированный кремний. Колебания УНТ в направлении, перпендикулярном её оси, вызывают изменение ёмкости между УНТ и затвором, что приводит к изменению импеданса измерительной цепи.

Вибрационный спектр УНТ гораздо богаче колебательного спектра НМР на основе диэлектриков или металлов. Кроме того, особенности взаимосвязи электрических и механических свойств УНТ приводят к значительным трудностям в измерении вибрационных мод УНТ [70].

На рисунке 12б приведено изображение УНТ, полученное в электронном сканирующем микроскопе. Вибрационные моды УНТ показаны на рис. 12в, а на рис. 12г приведены зависимости энергии вибрационных мод от длины УНТ. Радиальная колебательная мода (RBM) (показанная в верхней части рис. 12в) является обратно пропорциональной диаметру УНТ d и не зависит от длины УНТ L , а поперечная изгибная мода (в нижней части рис. 12в) зависит как от диаметра, так и от натяжения и является обратно пропорциональной L^2 . Обе эти моды характеризуются сплошным частотным спектром, показанным уширенными полосами в верхней и нижней части рис. 12г. Энергия электронных возбуждений E_e^* (верхняя кривая на рис. 12г) и вибрационная мода растяжения обратно пропорциональны L . Эксперимен-

тальные точки (квадраты на рис. 12г для моды растяжения–сжатия, изображённой в средней части рис. 12в) соответствуют измеренным квантованным модам вибрационных колебаний [82].

В проведённых по нескольким методикам экспериментах были исследованы изгибные колебательные [83, 84] и радиальные колебательные [85] моды, для которых получена наиболее высокая добротность $Q \approx 10^4$. В таблице 6 приведены результаты измерения основной гармоники изгибных колебаний УНТ [70]. Эти результаты показывают, что резонансная частота сильно зависит от параметров УНТ. Резонансные частоты для многослойных УНТ являются более воспроизводимыми и гораздо лучше согласуются с теорией упругой консоли, закреплённой на обоих концах. Что касается добротности резонансов, то она в работе [70] оказалась довольно низкой: от 3 до 20, что заметно отличается от полученных ранее результатов для УНТ с аналогичной геометрией. В работах [83, 86] добротность УНТ-резонатора была заметно выше: от 10 до 200. Недавно были разработаны механические резонаторы на основе сверхчистых УНТ с частотой основной гармоники несколько сотен мегагерц и добротностью, превышающей 10^5 [87]. Эксперименты, проведённые с этими УНТ-резонаторами, обнаружили наличие сильной связи между механическими колебаниями и электронным транспортом через нанотрубки [88, 89].

Таблица 6. Экспериментальные значения основной гармоники изгибных колебаний УНТ [70]

Тип УНТ	Длина УНТ, нм	Радиус УНТ, нм	Число слоёв	Частота основной гармоники, МГц
МС *	770	4,2	9	154
МС	1370	5	12	51
МС	650	5	12	264
МС	785	8	21	276
МС	195	5	12	2850
МС	265	10	27	3124
ОС **	640	1,0		30
ОС	465	0,6		260
ОС	572	2,0		290
ОС	193	0,7		573

* МС — многослойная.
** ОС — однослойная.

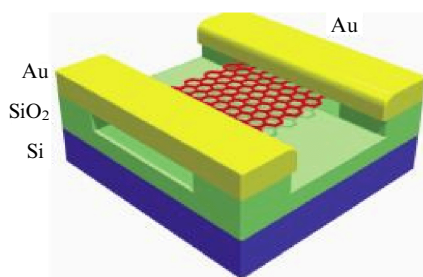


Рис. 13. Схематическое изображение наномеханического резонатора на основе графеновой плёнки [90].

Следует также упомянуть совсем недавнее исследование по использованию графена в качестве материала для НМР [90]. На рисунке 13 показано схематическое устройство графенового нанорезонатора. В работе [90] получена добротность графеновой плёнки $Q = 14000$ при $T = 5$ К на частоте 130 МГц. При времени интегрирования сигнала 300 мс измеренная пороговая чувствительность по массе составила порядка 2 цг. Последняя величина ненамного выше пороговой чувствительности, полученной для нанотрубок в работах [53, 54], но она может быть улучшена за счёт изменения шумовых параметров считывающей электроники. Графеновый резонатор имеет лучше воспроизводимые электрические характеристики и большую поверхность по сравнению с таковыми для УНТ, что важно при детектировании малых масс. Поскольку свойства графена чрезвычайно чувствительны к адсорбции молекул различных веществ, при дальнейшем развитии этого направления возможно создание прибора, способного детектировать отдельные молекулы. Кроме того, по сравнению с другими материалами, которые используются для НМР, графен обладает важным и ещё не до конца изученным свойством: он может выдерживать чрезвычайно высокие напряжения: величина прочности на разрыв составляет (130 ± 10) ГПа при предельном значении относительного растяжения 0,25 [91]. Это свойство является чрезвычайно важным, поскольку позволяет в принципе достичь гигагерцевых частот при сохранении уровня измеряемого сигнала.

В заключение этого раздела необходимо отметить, что УНТ, благодаря своим малым диаметру и массе и бездефектной структуре на молекулярном уровне, в настоящее время являются наиболее перспективными для создания НЭМС разнообразного применения.

3. Применение микро- и наноразмерного кантилевера для визуализации структуры материалов

3.1. Вводные замечания

Изобретение в 1982 г. сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) [92, 93], с помощью которого можно рассматривать отдельные атомы на поверхности, явилось значимым событием в истории развития физики поверхности. Измеряемой величиной в СТМ является туннельный ток между поверхностью исследуемого образца и чувствительным элементом микроскопа, представляющим собой иглу микрометрового размера. Принцип работы СТМ и определяет область его применения:

с помощью этого прибора можно изучать только проводящие материалы. Это ограничение мотивировало последующее создание атомного силового микроскопа (АСМ) [94], модификации которого сегодня представляют наибольший интерес для исследователей.

Принцип действия АСМ основан на использовании сил, действующих между атомами веществ двух тел. В АСМ такими телами служат исследуемая поверхность и расположенная над нею наноразмерная консоль, закреплённая на одном конце (кантилевер). При изменении силы, действующей между поверхностью и остриём кантилевера, последний отклоняется, и это отклонение регистрируется с помощью методов, описанных в разделе 2. Величина отклонения несёт информацию как о топографии поверхности, так и о межатомных взаимодействиях. Таким образом, в АСМ при сканировании исследуемого образца движение кантилевера происходит по поверхности постоянной силы, тогда как в СТМ кантилевер движется по поверхности постоянного туннельного тока. Принципы обратной связи, улавливающей самые ничтожные изменения рельефа поверхности, в обоих микроскопах практически одинаковы.

Современные АСМ достигают пороговой чувствительности по силе в $10^{-14} - 10^{-15}$ Н, что недостаточно, в частности, для детектирования спина одиночного электрона. Для увеличения пороговой чувствительности АСМ был предложен магнитно-резонансный силовой микроскоп (МРСМ) [5, 44, 95–97], главным отличием которого от АСМ является использование механических свойств кантилевера.

Впервые идея детектирования ядерного магнитного резонанса не индуктивно, как было принято в то время, а механически была предложена в 1991 г. [95]. В рамках этого подхода основная мода механического резонатора связывается с внешней силой, определённой динамикой исследуемого объекта. На практике кремниевый нанокантилевер, к свободному концу которого прикреплена частица ферромагнетика субмикрометровых размеров, возбуждается переменным магнитным полем на частоте, равной частоте его механического резонанса. Спиновый магнитный момент исследуемого объекта взаимодействует с кантилевером, что приводит к смещению частоты его колебаний. Эта идея получила экспериментальное подтверждение в 1994 г., когда с помощью МРСМ впервые был механически детектирован ЯМР у ядер водорода в нитрате аммония [44]. Достигнутая в этом эксперименте пороговая чувствительность в 10^{13} спинов при комнатной температуре в поле величиной 2,3 Тл существенно превышает возможности традиционного индуктивного ЯМР. Позднее подобным способом был измерен магнитный момент, связанный со спином единичного электрона [98]. Отметим, что в эксперименте [98] сила взаимодействия между нанокантилевером и спином составляла 10^{-18} Н.

В настоящее время МРСМ представляет собой мощный инструмент для визуализации поверхностной структуры материалов [5, 99–102] с трёхмерным пространственным разрешением менее чем 10 нм [45]. Это более чем на два порядка превосходит разрешение обычной магнитно-резонансной томографии в сильном поле. Кроме того, благодаря применению МРСМ достигнут существенный прогресс в детектировании ядерных спинов [7, 44, 103–105].

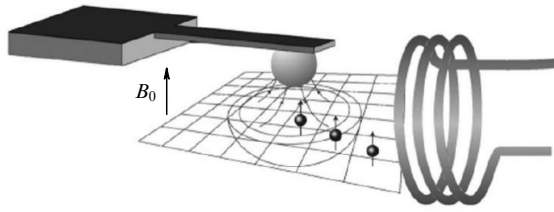


Рис. 14. Схема, поясняющая принцип действия магитно-резонансного силового микроскопа [100].

Принцип действия МРСМ иллюстрируется на рис. 14. На свободный конец кантилевера наносится слой ферромагнитного вещества, создающего в исследуемом материале сильнонеоднородное магнитное поле $B_1(r)$. Одновременно к исследуемому материалу прикладывается внешнее поляризующее поле B_0 . Таким образом, ядерные спины исследуемого образца находятся в суммарном неоднородном магнитном поле

$$B(r) = B_0 + B_1(r) \quad (3.1)$$

с зависящей от r частотой ЯМР $\omega(r) = \gamma B(r)$, где γ — гиромагнитное отношение исследуемых ядер. Дополнительно, на образец накладывается (с помощью катушки, показанной в правой части рис. 14) высокочастотное переменное магнитное поле B_{rf} с частотой ω_{rf} , близкой к ЯМР-частоте ядерных спинов при конкретном значении r . Таким образом, переменное поле воздействует только на те спины, ЯМР-частота $\omega(r)$ которых совпадает с ω_{rf} . По известной пространственной конфигурации неоднородного магнитного поля $B_1(r)$ можно восстановить пространственное расположение исследуемых ядер.

Отметим, что показанное на рис. 14 взаимное расположение кантилевера и исследуемого образца, которое исторически было первым, не является единственно возможным. Недостаток такого расположения состоит в том, что при невысокой жёсткости кантилевера и его очень близком расположении к поверхности (несколько сотен ангстрем) электростатические силы и силы Ван-дер-Ваальса могут превысить жёсткость кантилевера и его конец прилипнет к поверхности образца. Поэтому довольно часто используется другая схема (рис. 15), в которой кантилевер располагается перпендикулярно к поверхности [106]. В вертикальном направлении эта

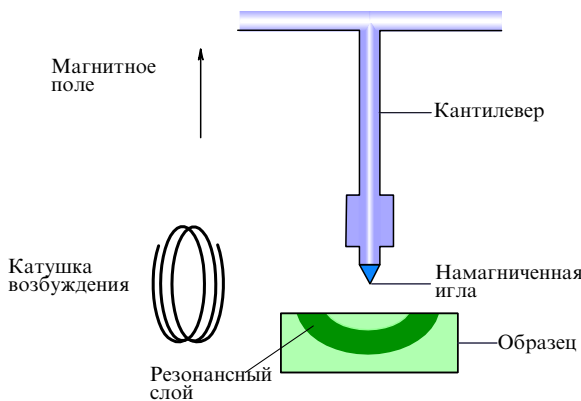


Рис. 15. Вертикальное расположение кантилевера со слоем магнитного материала на его свободном конце в схеме магитно-резонансного силового микроскопа.

конструкция обладает чрезвычайно высокой жёсткостью, что исключает возможное касание кантилевером исследуемой поверхности. Такая конструкция позволяет устанавливать свободный конец кантилевера на расстоянии примерно 10 нм от исследуемой поверхности. Здесь также возможны два варианта. В одном из них магнитный слой, создающий градиент магнитного поля, наносится на свободный конец кантилевера, а исследуемый образец располагается непосредственно под его свободным концом (как на рис. 15). В другом варианте на свободный конец кантилевера наносится слой исследуемого вещества, а магнитный материал, создающий неоднородное магнитное поле, помещается непосредственно под свободным концом кантилевера.

3.2. Способы детектирования сигнала магитно-резонансного силового микроскопа

Уравнение для колебаний кантилевера в направлении поляризующего поля B_0 , которое будем считать направленным по оси z , имеет следующий вид:

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \Gamma \frac{dz}{dt} + \omega_0^2 z = \frac{F_z}{m}, \quad (3.2)$$

где Γ — затухание резонатора, F_z — средняя сила, действующая на кантилевер со стороны всех спинов образца,

$$F_z = M_z \frac{dB_z(r)}{dz}, \quad (3.3)$$

M_z — продольная составляющая намагниченности ядерного спина, зависящая от поляризующего (B_0) и высокочастотного (B_{rf}) магнитных полей, а также от релаксационных ядерных времён T_1 и T_2 .

Поскольку амплитуда колебаний кантилевера много меньше расстояния от кантилевера до поверхности образца, магнитное поле в (3.3) можно разложить по малой амплитуде колебаний до второго порядка:

$$B_z(r) \approx B_z(r_0) + \frac{dB_z(r_0)}{dz} z + \frac{1}{2} \frac{d^2B_z(r_0)}{dz^2} z^2, \quad (3.4)$$

где r_0 — расстояние от кантилевера до спина в стационарном состоянии.

С учётом (3.3) и (3.4) уравнение колебаний кантилевера (3.2) примет вид

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \Gamma \frac{dz}{dt} + \left(\omega_0^2 - \frac{M_z}{m} \frac{d^2B_z(r_0)}{dz^2} \right) z = \frac{M_z}{m} \frac{dB_z(r_0)}{dz}. \quad (3.5)$$

Из уравнения (3.5) следует, что взаимодействие со спинами приводит к сдвигу резонансной частоты кантилевера на величину

$$\Delta f = \frac{M_z f_0}{2k} \frac{d^2B_z(r_0)}{dz^2}, \quad (3.6)$$

где k — коэффициент жёсткости кантилевера.

Колебания кантилевера возбуждают не только низкочастотной (на частоте кантилевера) модуляцией внешнего поляризующего поля B_0 , но и модуляцией частоты ω_{rf} высокочастотного возбуждения. Это приводит к низкочастотным колебаниям магнитного момента спина M_z , которые в свою очередь вызывают низкочастотные колебания кантилевера. Следует подчеркнуть, что в отличие от традиционного ЯМР-метода, в котором измеряются высокочастотные колебания поперечной намаг-

Таблица 7. Характеристики некоторых МРСМ

Параметры \ Литература	[109]	[110]	[107]	[98]
Масса, пг	$3,9 \times 10^4$	$6,4 \times 10^3$	$2,0 \times 10^3$	92
Жёсткость, мН м ⁻¹	100	15	0,06	0,11
Частота, Гц	$8,0 \times 10^3$	$7,7 \times 10^3$	850	$5,5 \times 10^3$
Добротность	2000	$2,2 \times 10^4$	$4,4 \times 10^4$	$3,0 \times 10^4$
Градиент магнитного поля, мТл нм ⁻¹	$1,0 \times 10^{-5}$	0,25	0,028	0,20
Температура, К	300	77	4	1
Чувствительность по амплитуде, пм Гц ^{-1/2}	1	1	1	10
Чувствительность по силе, пН Гц ^{-1/2}	$4,1 \times 10^6$	$2,4 \times 10^5$	$7,8 \times 10^3$	$6,7 \times 10^3$
Сигнал от одного спина, цН	$1,4 \times 10^{-4}$	3,5	0,39	2,8

ниченности образца, МРСМ детектирует низкочастотные колебания продольной компоненты намагниченности.

В соответствии с уравнением (3.5) применяются два способа детектирования колебаний кантилевера под воздействием ядерных спинов. Первый способ состоит в непосредственном детектировании амплитуды этих колебаний, которые вызываются действующей на кантилевер со стороны спинов образца силой, описываемой членом, стоящим в правой части (3.5). Амплитуда этих колебаний, которая обычно не превышает нескольких пикометров, детектируется с помощью лазерной интерферометрической схемы [103, 104]. Второй способ состоит в измерении сдвига резонансной частоты кантилевера, определяемого уравнением (3.6) [107]. Этот сдвиг частоты, который, как следует из (3.6), пропорционален градиенту силы, обычно порядка нескольких миллигерц.

3.3. Разрешение магнитно-резонансного силового микроскопа по измеряемой силе и магнитному моменту

Основным фактором, ограничивающим порог чувствительности МРСМ, являются термомеханические флуктуации кантилевера, имеющие при экспериментальных параметрах применяемых кантилеверов спектральную плотность белого шума $S_f = 4k_B T m \Gamma$. Эти флуктуации приводят к флуктуациям амплитуды колебаний кантилевера на его резонансной частоте ω_0 [99]:

$$\langle \Delta z^2 \rangle = \frac{4k_B T}{k \Gamma} \Delta f, \quad (3.7)$$

где k — коэффициент жёсткости кантилевера, Δf — измерительная полоса, $\Gamma = \omega_0 / Q$.

С другой стороны, амплитуду колебаний кантилевера в резонансе под действием силы, действующей на кантилевер со стороны спинов, можно записать следующим образом:

$$\Delta z_f = \frac{\langle M_z \rangle |\nabla B|}{m \omega_0 \Gamma}. \quad (3.8)$$

Сравнивая (3.7) и (3.8), получим для минимального возможного детектируемого магнитного момента [99]

$$\langle M_z \rangle_{\min} = \frac{1}{|\nabla B|} \sqrt{\frac{4k_B T \Gamma k}{\omega_0^2}} \Delta f = \frac{1}{|\nabla B|} \sqrt{\frac{2k_B T k}{\pi Q f_0}} \Delta f. \quad (3.9)$$

Выражение (3.9) можно переписать через геометрические и материальные параметры кантилевера [106]:

$$\langle M_z \rangle_{\min} = \frac{1}{|\nabla B|} \left(\frac{w t^2}{L Q} \right)^{1/2} (E \rho)^{1/4} (k_B T \Delta f)^{1/2}. \quad (3.10)$$

Последнее выражение можно представить в терминах минимальной обнаружимой силы [106]

$$F_{\min} = \left(\frac{w t^2}{L Q} \right)^{1/2} (E \rho)^{1/4} (k_B T \Delta f)^{1/2}. \quad (3.11)$$

В таблице 7 приведены характеристики кантилеверов и выходные пороговые чувствительности некоторых магнитно-резонансных силовых микроскопов, а также характеристики приборов МРСМ, применявшихся для детектирования ядерных спинов. Что касается шумовых и флуктуационных параметров кантилевера в тестовых измерениях (когда, например, кантилевер возбуждается внешней силой), то здесь были получены более высокие пороговые чувствительности.

Основной путь повышения порога чувствительности — это уменьшение жёсткости кантилевера и понижение его температуры. В работе [106] описана технология изготовления кантилевера толщиной 60 нм из монокристалла кремния с жёсткостью $k = 6,5 \times 10^{-6}$ Н м⁻¹. МРСМ с этим кантилевером показал при температуре $T = 4,8$ К разрешение по силе $5,6 \times 10^{-18}$ Н Гц^{-1/2}, что более чем в 1000 раз превосходит типичное разрешение для АСМ. Понижая температуру, можно добиться гораздо большей пороговой чувствительности, даже используя кантилевер с не слишком малой жёсткостью. В работе [108] получено разрешение по силе $8,2 \times 10^{-19}$ Н Гц^{-1/2} при жёсткости кантилевера $k = 260 \times 10^{-6}$ Н м⁻¹ и температуре $T = 110$ мК.

Последним достижением в этой области явилась экспериментальная демонстрация возможности применения МРСМ совместно с методами реконструктивной томографии для построения двумерного [7] и трёхмерного [45] изображений распределения плотности спинов с недостижимо высоким для традиционной ЯМР-томографии пространственным разрешением. Поскольку пространственное разрешение связано с величиной градиента магнитного поля G как $\Delta x = \Delta \omega / \gamma G$, где $\Delta \omega$ — разрешение прибора по частоте, высокого пространственного разрешения удалось достичь благодаря исполь-

зованию в качестве магнитного материала, создающего градиент магнитного поля, сплава CoFe. При этом был получен самый большой в такого рода экспериментах градиент магнитного поля: $G = 1,4 \times 10^6$ Тл м⁻¹. При построении двумерного изображения (эксперимент [7] проводился при $T = 0,6$ К, детектировался магнитный момент ядер ¹⁹F) пространственное разрешение оказалось порядка 100 нм, что при известной плотности распределения исследуемых ядер по образцу соответствует порогу чувствительности в 1200 ядерных спинов. Дальнейшее усовершенствование этой методики позволило построить трёхмерное изображение распределения ядер водорода в молекуле вируса табачной мозаики [45]. Было достигнуто пространственное разрешение порядка 10 нм, почти в 100 млн раз лучше, чем у традиционных ЯМР-томографов.

3.4. Детектирование индивидуальных ядерных спинов

Одной из основных целей развития методов магнитно-резонансной силовой микроскопии является детектирование отдельных ядерных спинов. Если этого удастся достичь (МРСМ не имеет здесь принципиальных ограничений), то учёные получают мощный инструмент для исследования структуры биомолекул, а в более широком смысле — вещества на атомном и молекулярном уровнях. Кроме того, это позволит исследовать динамику квантовой эволюции отдельного спина при измерении, что является очень важной проблемой при разработке структурных элементов квантового процессора — квантовых битов. Сейчас эта цель кажется не слишком близкой, но не надо забывать, что с 1992 г. чувствительность МРСМ по спиновому магнитному моменту увеличилась в 10^6 – 10^7 раз. В первых экспериментах по механическому детектированию электронного спинового резонанса пороговая чувствительность по магнитному моменту составляла всего $1,5 \times 10^{-17}$ Дж Тл⁻¹ [109]. При существенном увеличении градиента магнитного поля эту величину удалось понизить до $1,7 \times 10^{-21}$ Дж Тл⁻¹ [110]. Сейчас с помощью метода магнитно-резонансной силовой микроскопии при детектировании электронных спинов достигнуты значения чувствительности $9,3 \times 10^{-24}$ Дж Тл⁻¹, что соответствует магнитному моменту одного электрона [98], и $1,6 \times 10^{-23}$ Дж Тл⁻¹ при детектировании резонанса ядерного спина [7], что по числу детектируемых частиц (протонов) составляет всего немногим более 3000.

3.5. Применение наномеханического кантилевера в качестве биосенсора

Уникальная чувствительность нанокантилевера делает его очень привлекательным устройством для проведения различных исследований в биофизике и биохимии. В этом разделе описаны основные области применения нано- и микрокантилеверов как эффективных химических датчиков и ультрачувствительных биосенсоров. Если на поверхность кантилевера нанести химический реагент и поместить его в соответствующую среду, то можно наблюдать изменение механических свойств кантилевера при протекании химической реакции между веществами поверхности кантилевера и среды. Такая реакция в общем случае может приводить к изменению механического напряжения в материале кантилевера, его нагреванию и изменению его массы. Работы в этом направлении начались ещё в 1994 г., когда кантилевер

впервые был использован в качестве теплового сенсора для регистрации химической реакции [111, 112].

Различают три сенсорных режима кантилевера: статический, динамический и тепловой.

В статическом режиме исследуется изменение изгиба кантилевера под действием химических или физических реакций на одной из его поверхностей, на которую предварительно наносится слой реагента. Поглощение реагентом на верхней поверхности кантилевера молекул из окружающей среды приводит к его изгибу вниз. Кроме того, электростатическое взаимодействие между реагирующими молекулами на поверхности кантилевера вызывает увеличение напряжения материала в продольном направлении [113]. Основной недостаток статического режима связан с тем, что регистрируемый сигнал является результатом коллективного действия многих молекул. Кроме того, в этом режиме невозможно определить число молекул, вызывающих измеренный сигнал. Эту проблему можно решить, используя динамический режим, в котором изменение резонансной частоты связано с числом молекул, вызвавших это изменение.

В динамическом режиме регистрируется изменение резонансной частоты кантилевера, обусловленное изменением его массы в результате происходящей на его поверхности химической реакции. В настоящее время наилучшее значение пороговой чувствительности нанокантилевера при изменении его массы составляет несколько пептограммов [114]. В 1995 г. динамический режим впервые был применён для детектирования паров ртути [115]. Впоследствии были разработаны сверхчувствительные нанокантилеверы, способные детектировать изменение массы на уровне ≈ 1 аг [4] и ≈ 1 цг [114]. Были предложены также и другие структуры нанокантилеверов, обладающих чрезвычайно высокой чувствительностью при измерении массы [1, 3, 116]. С помощью этих детекторов впервые были измерены массы некоторых вирусов [117, 118]. Как сверхчувствительные детекторы массы исследовались также кантилеверы, выполненные из алюминия [119] и на основе полимеров (для измерения массы молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК)) [120]. Следует также отметить работу [121], в которой показано, что порог чувствительности кантилевера по массе возрастает при работе на более высоких колебательных модах кантилевера.

Поверхность кантилевера, работающего в тепловом режиме, с одной стороны асимметрично покрывается материалом с коэффициентом теплового расширения, отличным от коэффициента расширения материала кантилевера. Для кремниевых кантилеверов применяются покрытия из золота, алюминия или каталитически активной платины, коэффициенты теплового расширения которых существенно выше, чем у кремния. Под действием внешних температурных изменений такой кантилевер будет изгибаться. Изгиб, соответствующий изменению температуры в несколько микрокельвинов, можно сравнительно легко детектировать.

Интересная идея была продемонстрирована в работе [122], в которой исследовался полый кантилевер. Исследуемое вещество протекало через полость кантилевера, изменяя его резонансные характеристики. Пороговая чувствительность по массе, полученная в [122], составляет 1 аг. Такая конструкция кантилевера позволяет взвешивать биомолекулы и одиночные клетки.

Первый эксперимент по применению кантилевера для изучения экзотермической химической реакции с энергией порядка 1 пДж был осуществлён в тепловом режиме [111] в 1994 г. Проводился также тепловой анализ фазовых переходов с малым временем релаксации (порядка 1 мс) [123]. Были также детально изучены связи поверхностного механического напряжения кантилевера с молекулярной структурой водных растворов химических реагентов в основном методом рН-титрования. При этом были детектированы изменения механического напряжения порядка $1,2 \pm 0,3$ мН м⁻¹ при рН = 6,0, что соответствует силе притяжения между исследуемыми молекулами порядка 1 пН [124]. Дальнейшие работы в этом направлении привели к созданию так называемого *искусственного носа* — линейки из многих кантилеверов с различными функциональными характеристиками, — который применялся для идентификации газообразных веществ [125], а также для определения состава духов. Концепция искусственного носа получила дальнейшее развитие в работах, где одновременно измерялись частота и амплитуда колебаний кантилеверов, что позволило одновременно исследовать физические и химические свойства среды, их окружающей [126, 127].

Эксперименты по изучению влияния гибридизации молекулы ДНК на поверхности кантилевера на его наномеханический изгиб привели к новому направлению исследований в геномике [128]. Дальнейшее развитие этого направления дало возможность детектировать с помощью кантилевера несколько фемтомолей ДНК, при этом в растворе содержалось 75 наномолей ДНК [129]. Последним достижением в данной области явилось детектирование биомаркёров рибонуклеиновой кислоты (РНК). Причём для получения результата на пикомольном уровне затрачивается всего несколько минут [130].

Исследовались также возможные применения этой методики в протеомике. Так, была показана клинически значимая диагностика при детектировании кантилевером антигена рака простаты ПСА (простатоспецифического антигена) в широкой области концентраций: от 0,2 нг мл⁻¹ до 60 мкг мл⁻¹ [131]. Поскольку механическая реакция кантилевера возникает вследствие изменения свободной энергии биомолекул на его поверхности, то этот способ может дать общий подход к свободному от меток анализу белково-белковых и белково-нуклеиновых взаимодействий и гибридизации, а также к обнаружению наркотических веществ. С помощью линейки кантилеверов удалось одновременно детектировать до семи различных реакций антиген–антитело, включая дополнительные термомеханические и химические референтные точки. Была доказана возможность непрерывного детектирования двух биомаркерных белков сердечной мышцы, креатинкиназы и миоглобулина, с разрешением до 20 мкг мл⁻¹ [132]. Уменьшив толщину кантилевера, удалось повысить его пороговую чувствительность до одного наномоля при детектировании молекул антигена [133].

Прогресс в области детектирования ДНК и белков позволил провести интересный эксперимент по изучению транскрипционных свойств при взаимодействии белков с олигонуклеотидами ДНК [134]. В этом эксперименте транскрипционные факторы SP1 (SP — от англ. specificity protein) и NF-κB были независимо детектированы при содержании в растворе от 80 до 100 наномолей.

Конформационные изменения в молекулах сопровождаются изменением их механических свойств, что в свою очередь вызывает механико-биохимические реакции. В одном из экспериментов микрокантилевер, покрытый монослоем азобензольных молекул, периодически изгибался вверх и вниз в результате взаимной конверсии двух конфигураций азобензольных молекул под воздействием периодического ультрафиолетового излучения [135].

Взаимодействие лигандов с белками мембраны приводит к их конформационным изменениям, неся в себе информацию о процессах в клетке. Эти конформационные процессы исследовались с помощью нанокантилеверов в работах [136–138].

Микрокантилеверы использовались также для изучения наномоторного движения, вызываемого контролируемыми конформационными изменениями ДНК [139]. Это движение вызывает поверхностное натяжение порядка 32 мН м⁻¹, соответствующее силе элементарного молекулярного мотора 11 пН м⁻¹, которая почти на порядок ниже величин, измеренных ранее. Исследования по преобразованию биохимической энергии в микромеханическую работу открывают совершенно новый подход к созданию механических биосенсоров и микромашинных устройств на наноразмерном уровне.

Микромеханические осцилляторы также использовались как быстрые биосенсоры для детектирования скорости роста бактерий *Escherichia coli* [140, 141] и некоторых бактериальных спор [142, 143]. Принцип измерения основывался на определении изменения резонансной частоты кантилевера при увеличении его массы. Была получена пороговая чувствительность в 1000 бактерий *Escherichia coli* за 1 час.

Была также продемонстрирована возможность применения микрокантилеверов для детектирования взрывчатых веществ [144]. В работе [144] изучалась адсорбция тринитротолуола на поверхности кантилевера, покрытого слоем 4-меркаптобензойной кислоты.

В заключение этого раздела следует упомянуть применение нанокантилеверов для изучения жидких биологических сред. Функционирование нанокантилевера в жидкости предъявляет более высокие требования к эксперименту [145]. Последние достижения позволяют надеяться на быстрый прогресс и в этой области [146, 147].

4. Квантовые свойства наномеханического резонатора

4.1. Общие замечания

Одной из давно стоящих перед физиками фундаментальных проблем является обнаружение квантового поведения макроскопических механических объектов [56, 148, 149]. Решение этой проблемы связано с последними достижениями в твердотельной нанотехнологии, которые позволяют говорить о том, что в ближайшем будущем порог чувствительности НМР будет определяться законами квантовой механики. Как правило, квантово-механические ограничения вытекают из принципа неопределённости Гейзенберга, согласно которому точность одновременных измерений наблюдаемых параметров, операторы которых не коммутируют, конечна. Простейшим примером является измерение координаты x и импульса p объекта: $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$.

Обычно НМР состоит из $\sim 10^{10} - 10^{11}$ атомов. Поэтому проявление квантовых свойств таким, *макроскопическим* с традиционной квантовой точки зрения, телом существенно отодвигает в сторону классической механики границу, отделяющую её от квантовой механики. Важно отметить, что НМР — это не единственный макроскопический квантовый объект, привлекающий сейчас внимание исследователей. Сравнительно недавно созданные и уже хорошо исследованные сверхпроводящие зарядовый [150] и потоковый [151] кубиты тоже являются макроскопическими квантовыми объектами. Переход между классическим и квантовым режимами потокового кубита наблюдался экспериментально [152]. Отметим, что для измерения сверхпроводящих кубитов часто используются электромагнитные осцилляторы, такие как резонансный контур [153, 154] или полосковый резонатор [155, 156]. Поэтому свойства системы осциллятор–кубит, а следовательно и НМР–кубит, привлекают внимание специалистов.

4.2. Стандартный квантовый предел измерений

Как известно, точность измерения наблюдаемой величины, оператор которой не коммутирует с полным гамильтонианом измеряемой системы, *принципиально* ограничена соотношением неопределённостей Гейзенберга. Такое ограничение называется стандартным квантовым пределом (СКП) (Standard Quantum Limit, SQL). Например, при амплитудно-фазовом детектировании точность измерения координаты квантового осциллятора даётся следующим выражением [55]:

$$(\Delta x)_{\text{SQL}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_0}}, \quad (4.1)$$

что совпадает с флуктуационной амплитудой его нулевых колебаний. В (4.1) m — масса осциллятора, ω_0 — его резонансная частота, которая, в частности, для НМР выражается через параметр жёсткости k , $\omega_0^2 = k/m$.

В реальных экспериментах с НМР достижение СКП принципиально ограничено обратным влиянием флуктуаций детектора на наномеханический резонатор. Квантовая механика налагает строгие ограничения на минимальный уровень флуктуационного влияния линейного детектора на измеряемый объект [55, 56, 157, 158]. При непрерывном измерении координаты и оптимальном согласовании линейного детектора с измеряемым объектом минимальная достижимая точность измерения координаты будет почти в $\sqrt{2}$ раз больше величины СКП (4.1) [157]. Это ограничение является столь же фундаментальным, как и (4.1), поскольку относительно детектора предполагается только линейная связь его "координаты" с координатой осциллятора.

Получение величины погрешности измерения перемещений наномеханического резонатора на уровне СКП представляет собой сложную экспериментальную задачу. Наиболее близко к СКП удалось подойти в схемах, где в качестве преобразователя смещения НМР использовались одноэлектронные транзисторы [2, 9, 159], сквиды [47] или квантовые точечные контакты [41, 160].

В принципе преодоление СКП возможно при использовании интерферометрических схем измерения, в которых информация об амплитуде смещения осциллятора содержится в фазе сигнала интерферометра, или схем, основанных на подсчёте числа квантов [55, 161]. При-

менительно к НМР это означает, что информацию о квантовом состоянии механического резонатора можно получить, детектируя квантовое состояние связанного с ним микроволнового поля [162]. Существенный прогресс в этом направлении оказался возможным благодаря разработке нового поколения субквантовых микроволновых усилителей на основе джозефсоновских метаматериалов [163], что позволило опуститься на 20 % ниже СКП [164]. Другой подход основан на взаимодействии НМР с кремниевым тороидальным микроволновым резонатором [165, 166]. В этой схеме реализуется взаимодействие между НМР и микроволновым полем мод так называемой шепчущей галереи в тороидальном резонаторе. При этом НМР располагается вне тороида и его взаимодействие с микроволновым резонатором осуществляется вследствие проникновения микроволнового поля резонатора за стенки тороида. Информация об амплитуде смещения и флуктуациях НМР содержится в ширине резонансной линии и частотном смещении микроволнового поля. Эта схема позволила получить самую низкую на сегодняшний день погрешность измерения смещения НМР при комнатной температуре, равную 0,5 СКП [166]. Причём вклад дробового шума, который часто является основной помехой в такого рода экспериментах, оказался значительно ниже — на уровне 0,08 СКП.

Как видно из (4.1), величина СКП зависит от свойств НМР: чем больше произведение $m\omega_0$, тем меньше величина СКП. Подставив в (4.1) выражение (2.9) для частоты фундаментальной гармоники, получим выражение СКП через параметры НМР:

$$(\Delta x)_{\text{SQL}} = \frac{0,389}{t} \sqrt{\frac{L}{w}} \sqrt{\frac{\hbar}{(E\rho)^{1/2}}}. \quad (4.2)$$

Из выражения (4.2) для кремния ($E = 1,5 \times 10^{11}$ Н м $^{-2}$, $\rho = 2,33 \times 10^3$ кг м $^{-3}$) имеем

$$(\Delta x)_{\text{SQL}} = 2,36 \times 10^{-5} \frac{1}{t} \sqrt{\frac{L}{w}} [\text{Å}], \quad (4.3)$$

где геометрические параметры НМР выражены в микрометрах. Для НМР с размерами $Ltw = 1 \times 0,1 \times 0,1$ мкм 3 из (4.3) получим $(\Delta x)_{\text{SQL}} = 7,4 \times 10^{-4}$ Å.

Как следует из приведённых выше соотношений, фундаментальная частота зависит от модуля Юнга E и плотности ρ как $\sqrt{E/\rho}$, а неопределённость координаты, определяемая СКП, — как $(E\rho)^{-1/4}$. Поэтому, с точки зрения достижения СКП, при фиксированной массе нужно использовать как можно более жёсткие (большой модуль Юнга) и более лёгкие (малая плотность) материалы. В этом отношении такие материалы, как алмаз, SiC, SiN, AlN, предпочтительнее, чем Si и GaAs. Кроме того, SiC, SiN и AlN обладают хорошей химической стабильностью, что позволяет посредством надлежащей обработки поверхности в принципе повысить добротность НМР из этих материалов. Отметим также, что AlN является хорошим пьезоэлектриком, что можно использовать для непосредственного детектирования флуктуаций НМР, выполненного из AlN [26, 167].

Хотя для реально достижимых параметров НМР m и ω_0 величина СКП может достигать порядка нескольких фемтометров, погрешность измерения положения резонатора определяется, как правило, шумом предусилителя. Так, если мы возьмём $m = 6,1 \times 10^{-10}$ г,

$\omega_0 = 2\pi \times 2$ МГц [47], то $(\Delta x)_{\text{SQL}} \approx 2,6$ фм, хотя погрешность измерения положения в этом эксперименте составила $36(\Delta x)_{\text{SQL}}$.

Несмотря на то что НМР имеет множество колебательных мод, только несколько основных мод заметно взаимодействует с детектором. Если добротность этих мод очень высока, то малые колебания такого резонатора хорошо описываются моделью затухающего линейного гармонического осциллятора:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \Gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{F_f(t)}{m}, \quad (4.4)$$

где Γ — затухание резонатора, m — его масса, $\omega_0 = 2\pi f_0$ — резонансная частота, $F_f(t)$ — флуктуационная сила, обусловленная акустическими тепловыми колебаниями атомов НМР. Спектральная плотность этих флуктуаций в равновесном состоянии определяется флуктуационно-диссипативной теоремой:

$$S_f(\omega) = 2m\Gamma\hbar\omega \coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T}. \quad (4.5)$$

В классическом режиме, в котором $\hbar\omega \ll k_B T$, (4.5) можно переписать как $S_f(\omega) = 4m\Gamma k_B T$, откуда для среднеквадратичной величины флуктуационной силы, действующей на НМР, находим $F_f^2 = 4m\Gamma k_B T \Delta f$, где Δf — измерительная полоса частот, выраженная в герцах. Из (4.4) получим для флуктуационного смещения положения равновесия НМР в единичной полосе частот:

$$\delta x^2(\omega) = S_x(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \equiv \frac{S_f(\omega)}{m^2} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (4.6)$$

где $S_x(\omega)$ — спектральная плотность флуктуаций смещения НМР. Считая НМР слабо затухающим ($\Gamma \ll \omega_0$), мы можем проинтегрировать (4.6) по всем частотам, взяв $S_f(\omega)$ в точке резонанса. Таким образом, мы найдём дисперсию амплитудных колебаний НМР, обусловленную квантовыми флуктуациями:

$$(\Delta x)^2 = \int_0^\infty S_x(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} = \frac{\hbar}{2m\omega_0} \coth \frac{\hbar\omega_0}{2k_B T}. \quad (4.7)$$

Несмотря на то что выражение (4.7) получено в рамках вышеуказанных приближений, оно является точным и непосредственно следует из квантовой статистики при вычислении средней потенциальной энергии незатухающего гармонического осциллятора.

На практике удобнее пользоваться спектральной плотностью флуктуаций смещения на резонансной частоте механического осциллятора. Из (4.5) и (4.6) следует

$$S_x(\omega_0) = \frac{S_f(\omega_0)}{m^2 \omega^2 \Gamma^2} = \frac{2\hbar}{m\omega_0 \Gamma} \coth \frac{\hbar\omega_0}{2k_B T}, \quad (4.8)$$

где $S_x(\omega_0)$ — односторонняя спектральная плотность в единицах $[m^2 \text{ Гц}^{-1}]$. Первый множитель в правой части (4.8) представляет собой не что иное, как фурье-компоненту СКП (4.1) на частоте резонанса. Поэтому его также называют стандартным квантовым пределом применительно к спектральной плотности флуктуаций смещения:

$$S_x^{\text{SQL}}(\omega_0) = \frac{2\hbar}{m\omega_0 \Gamma} = \frac{2\hbar Q}{m\omega_0^2}, \quad (4.9)$$

где $Q = \omega_0/\Gamma$ — добротность резонатора.

Экспериментально полученные добротности низлежащих мод НМР находятся в диапазоне $10^3 - 10^4$, что делает возможным при соответствующих температурах наблюдать проявление такими НМР квантовых свойств.

Выражения (4.7) и (4.8) можно представить в следующем виде:

$$\Delta x = (\Delta x)_{\text{SQL}} \sqrt{1 + 2N_{\text{th}}}, \quad (4.10a)$$

$$S_x(\omega_0) = S_x^{\text{SQL}}(\omega_0) \sqrt{1 + 2N_{\text{th}}}, \quad (4.10b)$$

где N_{th} — среднее число тепловых фононов резонансной моды ω_0 в резонаторе,

$$N_{\text{th}} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_0/k_B T) - 1}. \quad (4.11)$$

Как следует из (4.10a), (4.10b), в состоянии термодинамического равновесия амплитуда флуктуационных колебаний НМР является ограниченной стандартным квантовым пределом и возрастает с увеличением температуры. Температуры, соответствующие $N_{\text{th}} = 1$ (при котором $\Delta x = \sqrt{3}(\Delta x)_{\text{SQL}}$), составляют примерно 9 мК при $\omega_0/2\pi = 100$ МГц и 90 мК при $\omega_0/2\pi = 1$ ГГц.

Резонатор начинает переходить в квантовый режим, когда его тепловая энергия $k_B T$ становится сравнимой с энергией $\hbar\omega_0$ (или меньше её), отделяющей основное состояние резонатора от первого возбуждённого состояния

$$\hbar\omega_0 \geq k_B T. \quad (4.12)$$

В этом случае вклад тепловой энергии в полную энергию колебательной моды становится сравнимым с энергией нулевых колебаний или меньшим её. Знаку равенства в выражении (4.12) соответствует $N_{\text{th}} = 0,58$, при этом температуре 1 К соответствует основная частота осциллятора, равная 21 ГГц.

Если $T > \hbar\omega_0/k_B$, то из (4.11) число тепловых фононов можно приближённо оценить как $N_{\text{th}} \approx k_B T/(\hbar\omega_0)$. Тем не менее нет никакого количественного предписания относительно величины N_{th} , при которой начинают проявляться квантовые свойства. Для наблюдения квантовых эффектов в НМР (запутанных и сжатых состояний, чистых суперпозиционных квантовых состояний, нулевых колебаний) N_{th} должно быть как можно меньше. Правда, необходимо отметить, что условие $N_{\text{th}} < 1$ не всегда является строго необходимым для наблюдения квантовых эффектов. Теоретические оценки показывают, что квантовую запутанность можно в принципе осуществить при $T = 30$ мК и $f_0 = 50$ МГц [168], а при $N_{\text{th}} \approx 50$ можно приготовить НМР, состоящий, напомним, примерно из 10^{10} атомов, в суперпозиции координатных состояний [13]. В этом смысле НМР кардинально отличаются от гравитационно-волновых детекторов, пороговая чувствительность которых по смещению порядка нескольких сотен СКП [169–172]. Однако рабочая температура этих детекторов относительно высока (≈ 1 К), а резонансные частоты достаточно низки (≈ 1 МГц), что даёт $N_{\text{th}} \approx 2 \times 10^4$. Недавно, правда, в этой области достигнут существенный прогресс: температуру фундаментальной моды механического маятника весом 2,7 кг удалось понизить до 1,4 мК, достигнув при этом $N_{\text{th}} \approx 200$ и пороговой чувствительности на уровне 10 СКП [173].

В противоположность этому резонансные частоты НМР могут быть довольно высокими (порядка нескольких ГГц) [22, 167], а их рабочие температуры составляют порядка 50–100 мК, что в принципе позволяет получить $N_{th} \ll 1$.

Наинишая температура, достижимая в рефрижераторах растворения, составляет сейчас порядка нескольких милликельвинов. Температура образца, связанного с электронными компонентами измерительного тракта, несколько выше (обычно 20–50 мК), что соответствует радиочастотам в диапазоне 400–1000 МГц. Взяв за основу выражение (2.9) для f_0 , получим для кремния ($E = 1,5 \times 10^{11} \text{ Н м}^{-2}$, $\rho = 2,33 \times 10^3 \text{ кг м}^{-3}$)

$$f_0 = 8,4 \frac{t}{L^2} [\text{ГГц}], \quad (4.13)$$

где размеры резонатора выражены в микрометрах. Для резонатора длиной 1 мкм и толщиной 0,1 мкм из (4.13) получим $f_0 = 840 \text{ МГц}$.

Таким образом, для того чтобы можно было наблюдать квантовые эффекты механических резонаторов, их размеры должны лежать в субмикрометровой области. При этом надо иметь в виду, что чем ниже температура, до которой можно охладить НМР, тем менее жёсткие требования предъявляются к размерам резонатора, при которых проявляются его квантовые свойства.

Непосредственно квантовую динамику НМР можно исследовать с помощью высокочувствительного преобразователя перемещений. Сейчас наиболее перспективными преобразователями для детектирования нулевых флуктуаций НМР являются устройства, основанные на регистрации одного или нескольких электронов в ответ на изменение положения НМР. К таким устройствам относятся преобразователи на основе туннельного эффекта [174–176], одноэлектронный транзистор [2, 9, 177–181], квантовые точки [182] и квантовые точечные контакты [183]. В частности, используя одноэлектронный транзистор в качестве детектора, для НМР с частотой 20 МГц удалось получить разрешение по смещению порядка $4,3(\Delta x)_{SQL}$ и число тепловых фотонов $N_{th} \approx 60$ [9, 179, 181]. Как показывают теоретические оценки [168], для схемы детектирования смещения НМР на основе одноэлектронного транзистора можно получить пороговую чувствительность порядка $10^{-6} \text{ Å Гц}^{-1/2}$. Последняя величина для резонатора с частотой 100 МГц и добротностью $Q = 10^4$ соответствует разрешению по смещению порядка 10^{-4} Å , что позволяет надеяться на достижение уровня нулевых флуктуаций в схеме, предложенной в работе [168].

4.3. Динамическое охлаждение наномеханических резонаторов

Из изложенного в разделе 4.2 следует, что для исследования квантового поведения наномеханического осциллятора его фундаментальная частота должна быть как можно выше, а температура как можно ниже, для того чтобы выполнялось условие $\hbar\omega_0 \gg k_B T$. Поэтому основная трудность наблюдения квантовых свойств макроскопических механических систем связана с необходимостью охлаждения механической моды до температур, соответствующих основному состоянию. Несмотря на то что для определённого типа НМР такое охлаждение можно осуществить чисто техническими способами [167], нередко температуры, требуемые для этого, либо

намного ниже тех, которых можно достичь стандартными криогенными методами, либо рабочие температуры высоки в силу экспериментальных требований. В связи с этим основное внимание уделяется разработке альтернативных схем охлаждения, многие из которых основаны на идеях, заимствованных из квантовой оптики и методов лазерного охлаждения атомов.

Большинство способов динамического охлаждения НМР основано на его взаимодействии с системой, параметры которой изменяются в зависимости от положения резонатора. В случае оптомеханической или электро-механической систем таким параметром является резонансная частота оптического или электрического резонатора, связанного с НМР. Если отвлечься от деталей конкретных экспериментальных схем, то в большинстве случаев уравнение для амплитуды смещения НМР можно записать следующим образом:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \Gamma_m \frac{dx}{dt} + \omega_m^2 x = \frac{F_f(t)}{m} + \frac{1}{m} \int_0^t M(x(t')) h(t-t') dt', \quad (4.14)$$

где функционалы M и h определяются конкретным способом охлаждения нанорезонатора. Последний член в правой части (4.14) приводит к перенормировке собственного коэффициента затухания Γ_m и собственной резонансной частоты ω_m НМР таким образом, что среднеквадратичное значение флуктуаций величины x в полосе $d\omega/(2\pi)$ принимает вид ($\hbar\omega_m \ll k_B T$)

$$\delta x^2(\omega) = \frac{4k_B T \Gamma_m}{m} \frac{1}{(\omega_{\text{eff}}^2(\omega) - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{eff}}^2(\omega)} \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (4.15)$$

где в общем случае Γ_{eff} и ω_{eff} являются функциями частоты ω .

Эффективная температура резонансной моды наномеханического осциллятора определяется согласно теореме равнораспределения:

$$\frac{m\omega_m^2 \langle x^2(t) \rangle}{2} = \frac{k_B T_{\text{eff}}}{2}, \quad (4.16)$$

где $\langle x^2(t) \rangle$ — результат интегрирования выражения (4.15) по всем частотам. Считая в (4.15) $\omega_{\text{eff}} \approx \omega_m$, $\Gamma_{\text{eff}} \ll \omega_m$, получим из (4.16) для эффективной температуры фундаментальной моды осциллятора [184]

$$T_{\text{eff}} = T \frac{\omega_m^2}{\omega_{\text{eff}}^2(\omega_m)} \frac{\Gamma_m}{\Gamma_{\text{eff}}(\omega_m)}, \quad (4.17)$$

где $\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma_m + \Gamma'$, Γ' — вклад в затухание механического резонатора, обусловленный его взаимодействием с внешними устройствами. Из (4.17) следует, что в общем случае эффективная температура определяется не только затуханием, но и сдвигом резонансной частоты. В этом смысле увеличение затухания осциллятора не обязательно должно приводить к его охлаждению.

Отметим, что здесь речь идёт об эффективной температуре *только одной* моды резонатора, сам механический резонатор как целое остаётся при термодинамической температуре T .

В последнее время был осуществлён ряд экспериментов по охлаждению фундаментальной моды НМР посредством его связи с различными внешними системами

[162, 184–187]. Эти эксперименты показывают, что фундаментальную моду НМР можно охладить до эффективной температуры порядка 0,1 К [185] или даже 5 мК [186]. Вместе с тем идут активные теоретические исследования более эффективных схем охлаждения. Одним из перспективных способов считается охлаждение НМР посредством связанной с ним твердотельной квантовой электронной схемы. В качестве последней исследовались электрический резонатор [188, 189], компланарная микрополосковая линия [15, 190], квантовые точки [191], электронный [192] и ядерный [193] спины, сверхпроводниковые устройства [153, 159, 194–206].

4.4 Динамическое охлаждение в оптомеханических системах

Реализация оптомеханических систем, в которых определяющим фактором, связывающим оптические и механические степени свободы, являются силы радиационного давления, стала возможной благодаря технологическому прогрессу в изготовлении высокодобротных оптических микрорезонаторов и механических микро- и нанорезонаторов [187, 207–215].

В отличие от систем, основанных на электромагнитном взаимодействии света с атомами, оптомеханические системы в принципе позволяют реализовать сильную связь между оптическими и механическими модами. Это обстоятельство привлекает большое внимание как теоретиков, так и экспериментаторов, поскольку открывает новые возможности по исследованию квантовых свойств как света, так и взаимодействующих с ним макроскопических, с точки зрения квантовой механики, тел.

Одной из неизбежных и необходимых процедур на этом пути является оптомеханическое охлаждение фундаментальной моды механического микро- или нанорезонатора, чтобы достичь его перехода в основное состояние. По аналогии с лазерным охлаждением атомов понижение энергии вибрационной моды механического осциллятора происходит под действием запаздывающей силы радиационного давления. Однако здесь охлаждается не один атом, а коллективная вибрационная мода макроскопического механического осциллятора, состоящего из более чем 10^{10} атомов.

Основным компонентом экспериментальной установки является резонатор Фабри–Перо, одно из микрозеркал которого неподвижно, а другое может свободно передвигаться. Как правило, в качестве подвижного зеркала используется механический микромостик [210, 211]. Резонатор Фабри–Перо накачивается лазерным излучением, при этом на подвижное микрозеркало действует сила радиационного давления, пропорциональная плотности энергии излучения в резонаторе. Эта сила смещает микрозеркало, что приводит к изменению длины резонатора и, как следствие, к сдвигу его резонансной частоты относительно частоты лазерного излучения. Последнее в свою очередь вызывает изменение плотности энергии излучения и в итоге приводит к изменению радиационной силы, действующей на микрозеркало. Такая связанная динамика оптического излучения и колебаний механического микромостика приводит к множеству интересных эффектов в данной системе. Эти эффекты исследовались во многих механических системах в применении к динамическому охлаждению фундаментальной моды нано- и микроэлектромеханических систем [159, 184, 185, 187, 210, 211], к повышению

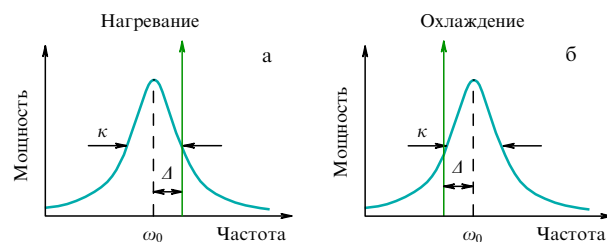


Рис. 16. Резонансная характеристика оптической полости.

чувствительности детекторов гравитационных волн [216, 217], к генерированию сжатых фотонных состояний [218].

Ключевым фактором, определяющим динамику механического резонатора под действием радиационной силы давления, является то, что при изменении положения механического резонатора радиационная сила изменяется не мгновенно, а с некоторым запаздыванием. Такая временная задержка связана с временем утечки, т.е. временем, которое требуется фотону для того, чтобы покинуть оптический резонатор. Время утечки пропорционально добротности оптического резонатора. Поэтому зависимость радиационной силы от смещения механического резонатора представляет собой обычный лоренциан, положение пика которого совпадает с резонансной частотой оптической полости.

Допустим, что частота лазера находится на левом склоне резонансной кривой (расстройка Δ) оптической полости, как показано на рис. 16б. Тогда при колебаниях подвижного зеркала рабочая точка перемещается вверх и вниз по резонансной кривой. В случае, когда время жизни фотона в полости $\tau_k \approx 1/\kappa$, где κ — ширина резонансной кривой полости, много меньше периода механических колебаний ($\omega_m \ll \kappa$), сила радиационного давления изменяется практически мгновенно при изменении положения механического резонатора, т.е. в этом адиабатическом случае изменение радиационной силы и смещение резонатора находятся практически в фазе. Поэтому полная работа радиационной силы за один период колебаний резонатора равна нулю, т.е. в этом случае передачи энергии между полостью и резонатором не происходит. В случае, когда период механических колебаний ненамного больше времени жизни фотона в полости ($\omega_m \lesssim \kappa$), при приближении к резонансу радиационная сила из-за временного запаздывания будет меньше равновесной, а при удалении от резонанса — больше равновесной. В результате полная работа радиационной силы за один период колебаний механического резонатора окажется отрицательной, что означает передачу энергии от фононов к фотонам полости и охлаждение вибрационной моды резонатора.

Если частота лазера приходится на правый склон резонансной кривой (расстройка Δ на рис. 16а), то эффект радиационного давления будет обратным: полная работа радиационной силы за один период колебаний механического резонатора будет положительной, что означает нагревание вибрационной моды резонатора. Описанный эффект влияния радиационной силы на механический резонатор, который впервые был обнаружен около сорока лет назад применительно к взаимодействию механического резонатора с высокодобротным электрическим контуром [219–221], в литературе

называется динамическим обратным влиянием (dynamical backaction), поскольку световое поле оказывает влияние на механический резонатор *после того*, как оно подверглось возмущению этим резонатором.

Квазиклассическое рассмотрение этого эффекта приводит к выражению, аналогичному (4.17), для эффективной температуры вибрационной моды

$$T_{\text{eff}} = T \frac{\Gamma_m}{\Gamma_m + \Gamma_{\text{opt}}}, \quad (4.18)$$

где оптомеханическое трение Γ_{opt} линейно зависит от мощности лазера и является очень чувствительным к величине смещения механического резонатора.

Таким образом, охлаждение является следствием запаздывания реакции радиационной силы на изменение амплитуды тепловых флуктуаций механического резонатора. Это запаздывание обусловлено конечной скоростью к утечки фотонов из полости резонатора.

Подробный квантовый анализ [222, 223] показывает, что выражение (4.18) справедливо, если $\Gamma_{\text{opt}} \ll \kappa$, $\Gamma_m/(\Gamma_m + \Gamma_{\text{opt}}) > 1/Q_m$ и число тепловых фононов относительно велико ($N_{\text{th}} = k_B T/(\hbar\omega_m) \gg 1$). Хотя состояние охлажденной до T_{eff} вибрационной моды не является равновесным, тем не менее, если считать механический осциллятор слабозатухающим, $\Gamma_m \ll \Gamma_{\text{opt}} \ll \kappa$, по аналогии с (4.11) можно ввести среднее число фононов этой моды

$$n_{\text{opt}} = \frac{1}{\exp[\hbar\omega_m/(k_B T_{\text{eff}})] - 1}.$$

Полное число фононов механического осциллятора определяется из баланса поглощенной и излученной механическим осциллятором энергий [223]:

$$n_m = \frac{\Gamma_{\text{opt}} n_{\text{opt}} + \Gamma_m N_{\text{th}}}{\Gamma_m + \Gamma_{\text{opt}}}, \quad (4.19)$$

где N_{th} — число тепловых фононов, соответствующих температуре T_m , а Γ_{opt} и n_{opt} определяются взаимодействием механического и оптического резонаторов. При $N_{\text{th}} \gg 1$ (4.19) сводится к классическому выражению (4.18).

Нижний предел достижимой температуры определяется квантовыми флуктуациями поля в оптическом резонаторе, что приводит в пределе разрешенных боковых полос ($\omega_m \gg \kappa$) при $\Delta = -\omega_m$ (где Δ — частотная отстройка частоты лазера ω_{las} от частоты резонанса полости ω_{cav} , $\Delta = \omega_{\text{las}} - \omega_{\text{cav}}$) к минимально достижимому среднему числу "оптических" фононов в механическом резонаторе [222–224]:

$$n_{\text{opt}} = \left(\frac{\kappa}{4\omega_m} \right)^2 \ll 1. \quad (4.20)$$

Из (4.19) и (4.20) следует, что в пределе $\omega_m \gg \kappa$ и $\Gamma_{\text{opt}} \gg \Gamma_m$ охлаждение до температур, соответствующих основному состоянию, вполне возможно. Экспериментально, однако, этот уровень пока не достигнут. Наименьшее число тепловых фононов, которое удалось получить, составляет порядка 30 в [225] и 60 в [226].

Помимо рассмотренной выше стандартной реализации оптомеханической системы, в которой роль механического резонатора играет одно из микрзеркал оптического резонатора Фабри–Перо, исследовались и другие

оптомеханические системы с аналогичным принципом действия, в которых определяющую роль играют силы радиационного давления. В качестве механического резонатора применялись кантилеверы [184, 185] и микромосты [210, 211]. При этом типичные массы механических резонаторов составляли $10^{-15} - 10^{-10}$ кг (и даже 1 г [212]), а их типичные частоты лежали в области 1 кГц–100 МГц.

Связь оптических и механических мод посредством сил радиационного давления можно осуществить с помощью не только резонатора Фабри–Перо, но и оптических резонаторов с другой геометрией. Речь идет об оптических резонаторах, в которых реализуются моды шепчущей галереи (МШГ) [227], таких как микротороиды [187, 207, 209, 228–232], микросферы [233, 234], микродиски [235].

В МШГ-резонаторах радиационное давление направлено по нормали к траектории распространения луча [207–209], тогда как в схеме Фабри–Перо передача импульса между оптическими и механическими модами происходит вдоль направления распространения света. Связь оптических и механических колебаний осуществляется вследствие радиационного давления света на стенки МШГ-резонатора, испытывающего при циркуляции множественные внутренние отражения, что приводит к радиальным механическим колебаниям МШГ-резонатора.

Еще один тип оптомеханической системы, идея которой была предложена в работе [236], недавно был исследован теоретически [237–240] и экспериментально [213, 241]. В системах этого типа роль механического элемента играет диэлектрическая мембрана, помещенная между неподвижными зеркалами резонатора Фабри–Перо, так что радиационное давление действует на механический резонатор с обеих сторон. В эксперименте, описанном в работе [213], температура фундаментальной моды механического осциллятора была снижена от комнатной до 6,8 мК, что соответствует примерно 1100 тепловым квантам. Преимущество рассматриваемой методики заключается в том, что в принципе механическую мембрану можно поместить строго в пучность стоячей волны, так что излучаемая мощность будет чувствительной к квадрату амплитуды смещения мембраны $\langle x^2 \rangle$, что даёт возможность непосредственно регистрировать энергию механического осциллятора "квантово-неразрушающим" способом.

4.5. Охлаждение наноэлектромеханических систем

Применение НЭМС для исследования квантовых свойств механических осцилляторов имеет определённые преимущества перед использованием оптомеханических систем, поскольку методы современной технологии позволяют создавать подобные схемы в твердотельном исполнении, сочетая в одном чипе как наномеханический резонатор, так и электронную часть схемы.

Идея управления колебаниями фундаментальной моды механического осциллятора посредством связанной с ним электрической схемы известна довольно давно [219, 220]. В НЭМС, основанных на этой идее, механический осциллятор представляет собой одну из пластин конденсатора, являющегося частью электрического резонансного контура, причём резонансная частота и амплитуда электрического контура параметрически зависят от амплитуды колебаний механического резона-

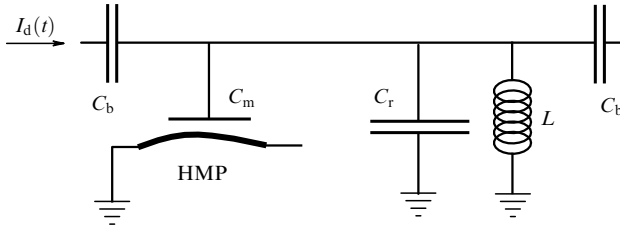


Рис. 17. Наноэлектромеханическая система, состоящая из НМР и связанного с ним микрополоскового резонатора: I_d — ток возбуждения; C_b — ёмкость, связывающая внешнюю измерительную линию с микроволновым резонатором; C_r — ёмкость микрополоскового резонатора; L — индуктивность резонатора; C_m — ёмкость механического резонатора.

тора. При заданных параметрах электрической схемы, характер колебаний механического резонатора зависит в широких пределах от частоты и мощности внешней накачки — режим колебаний изменяется от устойчивого режима с сильным затуханием до неустойчивого регенеративного режима.

Основные результаты, относящиеся к этой проблеме, можно получить из анализа приведённой на рис. 17 схемы, принцип действия которой аналогичен принципу действия оптомеханической схемы. Роль радиационного давления здесь играет кулоновская сила между пластинами механического конденсатора. Колебания механического резонатора модулируют ёмкость механического конденсатора, что в свою очередь приводит к модуляции резонансной частоты ω_0 всей цепи. Если частота возбуждения ω_{rf} настроена на левый склон амплитудно-частотной характеристики ($\omega_0 > \omega_{rf}$), то при модуляции ω_0 модулируется также заряд на механическом конденсаторе, что приводит к изменению кулоновской силы, действующей на механический осциллятор. Однако из-за конечного времени реакции электрической цепи изменение силы по фазе не совпадает с изменением амплитуды колебаний механического осциллятора. Если $\omega_0 > \omega_{rf}$, то фазовый сдвиг приводит к тому, что сила является направленной против скорости механического осциллятора, вызывая тем самым затухание его колебаний. В общем случае этот эффект приводит как к сдвигу резонансной частоты механического осциллятора, так и к изменению коэффициента затухания.

Применительно к гравитационно-волновым экспериментам рассматриваемая схема была тщательно проанализирована в работе [56]. Интересно, что первые эксперименты по динамическому охлаждению гравитационных детекторов были выполнены более 15 лет назад в работе [169], где механическим осциллятором служила плита из ниобия весом 1300 кг с собственной частотой 700 Гц. Плита являлась частью сверхпроводниковой ВЧ-полости, собственная частота которой (10 ГГц) модулировалась вибрациями плиты. Возбуждая ВЧ-полость на частоте, близкой к её резонансу, удалось подавить механические колебания основной моды ниобиевого детектора от уровня, соответствующего температуре 5 К (при которой находилась вся установка), до уровня, соответствующего $T = 2$ мК ($N_{th} \approx 6 \times 10^3$). Сравнительно недавно перспективность этого направления для наномеханики была продемонстрирована в работе [189], в которой механический осциллятор довольно больших размеров (длина 1,5 мм; основная частота 7 кГц) был охлаждён от

комнатной температуры до $T = 45$ К посредством резонансного LC-контура с резонансной частотой 100 МГц.

Кратко коснёмся некоторых вопросов, связанных с применением этой схемы в наномеханике. Связанные электрический и механический резонаторы можно описать двумя дифференциальными уравнениями:

$$\ddot{x} + \Gamma_m \dot{x} + \omega_m^2 x = -\frac{q_m^2}{2mC_m^0 d} + \frac{F_r(t)}{m} \quad (4.21)$$

для механического осциллятора и

$$\ddot{q} + \Gamma_r \dot{q} + \omega_r^2(x) q = \frac{1}{L} (V_r(t) + V_{rf} \cos \omega t) \quad (4.22)$$

для электрического.

В уравнении (4.21) x — это амплитуда колебаний механического резонатора вблизи положения равновесия; m , Γ_m и ω_m — масса, затухание и собственная частота механического осциллятора, q_m — заряд "механического" конденсатора, C_m^0 , d — его статические ёмкость и расстояние между пластинами. Первый член в правой части (4.21) — это кулоновская сила, действующая на механическую пластину со стороны другой пластины, знак минус перед ней отражает тот факт, что кулоновская сила всегда является притягивающей. Величина $F_r(t)$ в правой части (4.21) представляет собой действующую на механический осциллятор флуктуационную силу, спектральная плотность равновесных флуктуаций которой даётся выражением (4.5). В уравнении (4.22) Γ_r и ω_r — затухание и резонансная частота электрической части, $\omega_r(x) = 1/\sqrt{L(C_0 + C_m(x))}$, где C_0 — равновесная ёмкость конденсатора, $C_m(x)$ — ёмкость "механического" конденсатора, зависящая от расстояния между его пластинами $d + x$; q — суммарный заряд на конденсаторах, связанный с q_m соотношением

$$q_m = \frac{C_m(x)}{C_0 + C_m(x)} q.$$

Величина $V_r(t)$ в правой части (4.22) представляет собой шумовое напряжение в электрической цепи схемы, V_{rf} — амплитуда внешнего сигнала. Взаимодействие между механической и электрической системами определяется безразмерным параметром $\varepsilon = C_m^0/C_0$. Уравнения (4.21), (4.22) допускают аналитическое решение в случае малых механических колебаний, $x \ll d$, и сравнительно медленных, по сравнению с электрическими, колебаний механического резонатора ($\omega_m \ll \omega_r$). При $\Gamma_r \ll \omega_m$ можно получить значительное подавление флуктуаций резонансной моды механического осциллятора при накачке внешним сигналом на боковой частоте $\omega \approx \omega_r - \omega_m$. Выражение для эффективной температуры основной моды механического осциллятора тогда примет следующий вид:

$$T_{\text{eff}} = T_m \frac{\Gamma_m}{\Gamma_{\text{eff}}} \left(1 + \eta \varepsilon^2 \frac{T_r}{T_m} \frac{\omega_r^2}{\omega_m^2} \right), \quad (4.23)$$

где

$$\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma_m \left(1 + \eta \varepsilon^2 \frac{\omega_r^3}{\omega_m^3} \right), \quad (4.24)$$

$$\eta = \frac{P_{rf}}{32md^2\Gamma_r\Gamma_m}, \quad (4.25)$$

T_r — термодинамическая температура электрической части схемы, которая в принципе может отличаться от термодинамической температуры механического осциллятора T_m .

Второй член в скобках в правой части (4.23) представляет собой вклад тепловых флуктуаций электрической части, возникающий вследствие нелинейной связи между механической и электрической системами. Эти флуктуации ограничивают предельно достижимую эффективную температуру механического резонатора, которую можно получить при охлаждении на боковой полосе. При увеличении вводимой мощности P_{rf} вклад указанного слагаемого может стать решающим. В этом случае для предельно достижимой эффективной температуры из (4.23) получим [198]

$$T_{\text{eff}}^{\text{min}} = T_r \frac{\omega_m}{\omega_r}. \quad (4.26)$$

Ограничение (4.26) является важным именно для НЭМС, поскольку отношение частот ω_m/ω_r в НЭМС гораздо выше, чем в оптомеханических системах. Квантовое рассмотрение этой задачи также приводит [198] к соотношению (4.26). Из (4.26) следует, что для того чтобы охладить осциллятор до температуры его основного состояния $T_{\text{eff}}^{\text{min}} < T_m^* \leq \hbar\omega_m/2k_B$, исходная температура микроволнового резонатора должна соответствовать температуре его основного состояния. Иными словами, исходно микроволновой резонатор должен быть "холоднее" механического: число тепловых фотонов у него должно быть меньше, чем у механического.

Перспективность применения рассматриваемой схемы охлаждения с целью перехода в квантовый режим механических нано- и микроосцилляторов продемонстрирована в недавних работах [62, 162, 164, 242–244]. В этих экспериментах в качестве электронной части схемы, связанной с механическим осциллятором, применялся сверхпроводниковый микрополосковый резонатор, причём параметры цепи удовлетворяли условию наиболее эффективного метода охлаждения (resolved sideband cooling), $G_r \ll \omega_m$, в котором частота возбуждения микрополоскового резонатора совпадает с частотой боковой полосы $\omega = \omega_r - \omega_m$. В работе [244], где применялась подобная схема, по-видимому, впервые удалось продемонстрировать чисто квантовые, неразрушающие, измерения колебаний механического осциллятора. Идея этого давно известного способа [55, 148], состоит в том, чтобы измерять не величину x , которая не является интегралом движения для осциллятора, а одну из квадратурных компонент, X_1 или X_2 ($x(t) = X_1 \cos(\omega_m t) + X_2 \sin(\omega_m t)$). Несмотря на то что компоненты X_1 и X_2 между собой не коммутируют, каждая из них является интегралом движения и, следовательно, динамически они между собой не связаны. Поэтому измерение, например, компоненты X_1 , хотя оно и влияет на X_2 (вследствие их некоммутируемости), никак не сказывается на эволюции X_1 . В работе [244] эта идея реализована посредством возбуждения микроволнового резонатора одновременно двумя фазово-когерентными сигналами на частотах $\omega_{\text{red}} = \omega_r - \omega_m$ и $\omega_{\text{blue}} = \omega_r + \omega_m$. При этом поле в микроволновом резонаторе модулируется на резонансной частоте механического осциллятора $E(t) = E_0 \cos(\omega_r t) \cos(\omega_m t)$ и амплитуда отфильтрованного сигнала пропорциональна X_1 .

Динамическое охлаждение НМР было продемонстрировано также в схеме другого типа, где в качестве преобразователя смещения НМР использовался сверхпроводящий одноэлектронный транзистор [159]. В работе [159] охлаждение механического осциллятора было достигнуто благодаря обратному влиянию дробового шума электрических зарядов. Таким образом температуру наномеханического осциллятора с частотой 21,9 МГц удалось понизить от 550 мК до 300 мК, что соответствует $N_{\text{th}} = 25$.

Кроме того, твердотельные НЭМС, интегрированные на одном чипе, очень удобны для их встраивания в низкотемпературные модули современного криогенного оборудования. Это позволило получить очень хорошие результаты с помощью чисто криогенного охлаждения НЭМС. Пороговая чувствительность, близкая к СКП, была продемонстрирована в работах, где в качестве преобразователя смещения НМР использовались одноэлектронные транзисторы [2, 9, 159], скивды [47], квантовые точечные контакты [41, 160]. В связи с этим необходимо упомянуть одну из недавних работ [167], в которой НМР, имеющий частоту 6,175 ГГц, был охлаждён до $T = 25$ мК, что соответствует $N_{\text{th}} \ll 1$. НМР был изготовлен из нитрида алюминия, являющегося сильным пьезоэлектриком, так что его колебания непосредственно преобразовывались в электрический сигнал, который детектировался сверхпроводящим фазовым кубитом. Измерения показали, что число тепловых фононов НМР в эксперименте [167] не превышало 0,07. Таким образом, прямое криогенное охлаждение позволило получить НМР в его основном состоянии.

Основные экспериментальные результаты по динамическому охлаждению оптомеханических и наноэлектромеханических систем приведены в табл. 8 и 9. В первом столбце таблиц указана эффективная масса механических резонаторов, которая определялась либо по известной упругой постоянной и экспериментально измеренной резонансной частоте, либо по амплитудному отклику резонатора на приложенную внешнюю силу. Данные, не указанные в некоторых полях таблиц, отсутствуют в соответствующих работах.

5. Заключение

В настоящей статье мы проанализировали развитие наноэлектромеханических систем за последние 10 лет. Описаны основные физические и материальные характеристики и свойства наномеханических резонаторов, а также области их применения в фундаментальных и прикладных исследованиях. По нашему мнению, можно выделить три основных направления, по которым эта область будет развиваться в ближайшее время.

Первое направление связано с дальнейшим совершенствованием технологии изготовления НМР на кремневой или металлической основе с целью получения фундаментальной частоты в области нескольких десятков гигагерц, что позволит изучать квантовое поведение НМР при не слишком низких температурах ($\gtrsim 100$ мК), доступных во многих исследовательских лабораториях. Другое решение данной проблемы, не связанное с увеличением частоты, — это разработка методов динамического охлаждения нанорезонаторов, что в принципе позволит существенно понизить эффективную температуру фундаментальной моды. В этом направлении суще-

Таблица 8. Охлаждение микромеханических резонаторов в оптомеханических системах

Параметры механического резонатора				Начальная температура окружения, К	Эффективная температура фундаментальной моды, К	Среднеквадратичная чувствительность по смещению, м Гц ^{-1/2}	Литература
Эффективная масса m , г; материал	Длина $\times$ ширина $\times$ толщина, мкм	Частота фундаментальной моды f_m , МГц	Добротность Q				
190×10^{-6} Si	$10^3 \times 10^3 \times 60$	0,814	10000	300	2	4×10^{-19}	[210]
400×10^{-9} TiO ₂ /SiO ₂	$520 \times 120 \times 2,4$	0,28	10000	300	8	8×10^{-13}	[211]
$1,0 \times 10^{-8}$ Si	Микротороид	73,5	30000	300	20	5×10^{-19}	[214]
Si	$120 \times 3 \times 0,1$	0,0039	55600	2,2	0,290	$1,0 \times 10^{-12}$	[186]
$3,8 \times 10^{-9}$ Au/Si	$223 \times 22 \times 0,46$	0,0073		300	18	$1,0 \times 10^{-11}$	[184]
$2,4 \times 10^{-8}$	$450 \times 50 \times 2$	0,0125	20000	300	0,135	$1,0 \times 10^{-13}$	[185]
4×10^{-8} SiN	$10^3 \times 10^3 \times 0,05$	0,134	$1,1 \times 10^6$	294	$6,82 \times 10^{-3}$	7×10^{-16}	[213]
43×10^{-9} SiN	$100 \times 50 \times 1$	0,945	30000	5,3	0,0015	$2,6 \times 10^{-17}$	[225]
125×10^{-9} Si	$50-300 \times 50 \times 5,4$	0,557	1000–3000	295	17		[215]
40×10^{-9} Si	$50-300 \times 50 \times 5,4$	0,557	1000–3000	35	0,29		
$1,5 \times 10^{-8}$	Микротороид	58	2890	300	11	$2,5 \times 10^{-18}$	[187]
$4,1 \times 10^{-8}$ Si	Микротороид, $d = 30$ мкм	118,6	3400	1,4	0,21	$1,5 \times 10^{-18}$	[234]
1		172×10^{-6}	3200	300	0,8	5×10^{-16}	[212]
$4,9 \times 10^{-12}$ SiN	$35 \times 0,8 \times 0,11$	8	40000	300		$5,7 \times 10^{-16}$ (0,7 СКП)	[165]
30×10^{-6} Si	Микротороид, $d_{\min} = 6$, $d_{\max} = 60$, толщина 10	6,272		300	58	$1,5 \times 10^{-18}$	[232]
$(1-10) \times 10^{-9}$ Si	Микротороид	62–122	2600	1,65	0,125	$1,5 \times 10^{-18}$	[226]
20×10^{-9} Si	Микротороид	70	5000	0,6	0,037	$3,2 \times 10^{-19}$	[231]

ствует очень много теоретических исследований, однако ни один из предложенных вариантов динамического охлаждения, позволяющий перевести наномеханический резонатор в квантовый режим, т.е. получить $N_{th} \ll 1$, пока экспериментально не реализован.

Второе направление связано с применением НМР в качестве биосенсоров. Сейчас это направление активно развивается, однако главным образом на основе резонаторов в микрометровой области. Нет сомнения, что переход к субмикрометровым механическим резонаторам откроет новые перспективные возможности применения НЭМС в качестве сверхчувствительных биосенсоров.

Третье направление, которое начало развиваться буквально в последние три-четыре года, — это применение УНТ и графена в качестве наномеханических резонаторов. Здесь ещё очень много неисследованных аспектов, однако, с точки зрения фундаментальной науки, это направление может оказаться весьма перспективным,

так как позволит изучать взаимодействие квантовых свойств УНТ с их механическими свойствами, что открывает путь к созданию новых измерительных приборов.

В настоящее время исследования в области наномеханических резонаторов ведутся во многих лабораториях мира. Подобный интерес к НМР объясняется прежде всего фундаментальными проблемами, связанными с квантовым поведением макроскопических объектов, вопросами квантовых измерений. Кроме того, интерес к исследованию нанорезонаторов стимулируется развитием прикладных направлений. Высокие резонансные частоты и высокие добротности НМР, удобство их встраивания в электрические и оптические схемы открывают широкие перспективы использования этих устройств в целях создания сверхчувствительных детекторов для измерения ряда физических величин на уровне их квантовых флуктуаций. Нет сомнения, что исследования квантовых свойств наномеханических резонаторов при-

Таблица 9. Охлаждение НМР в электромеханических системах

Параметры механического резонатора				Начальная температура окружения, К	Эффективная температура фундаментальной моды, К	Среднеквадратичная чувствительность по смещению, м Гц ^{-1/2} (разрешение по координате в единицах СКП)	Литература
Эффективная масса m , г; материал	Длина $\times$ ширина $\times$ толщина (Lwt), мкм	Частота фундаментальной моды f_m , МГц	Добротность Q				
2×10^{-12} Al	$50 \times 0,1 \times 0,3$	1,41	3800	0,2	0,14		[242]
2×10^{-12} Al	$50 \times 0,13 \times 0,1$	0,237	2300	0,04	0,002	$1,6 \times 10^{-12}$	[60]
$6,2 \times 10^{-12}$ Al	$100 \times 0,13 \times 0,12$	1,525	3×10^5	0,05	0,01	$5,5 \times 10^{-14}$	[162]
Si	$1500 \times 200 \times 14$	0,007	20000	300	45		[189]
SiN-Al	$30 \times 0,17 \times 0,14$	6,3	10^6	0,146	0,0013	$1,125 \times 10^{-15}$	[243]
$2,2 \times 10^{-12}$ SiN	$30 \times 0,17 \times 0,06$	5,57	$2,5 \times 10^5$	0,142	0,013	(1,3)	[244]
11×10^{-12} Al	$150 \times 0,17 \times 0,16$	1,04		0,015		$4,8 \times 10^{-15}$ (0,8)	[164]
AlN		6175	260	0,025	0,025		[167]
Al/SiN	$9 \times 0,2$	21,9	150000	0,3	0,15	$3,8 \times 10^{-16}$ (3,9)	[159]
$9,7 \times 10^{-13}$ Au/SiN	$8 \times 0,2 \times 0,1$	19,7	35000	0,056	0,056	$3,8 \times 10^{-15}$ (4,3)	[9]
$2,84 \times 10^{-12}$ GaAs	$3 \times 0,25 \times 0,2$	116	1700	0,03	0,03	2×10^{-15} (100)	[2]
$6,1 \times 10^{-10}$ Nb	$L = 50$	2	18000	0,02	0,084	1×10^{-14} (36)	[47]
$2,3 \times 10^{-12}$ Au	$5,6 \times 0,22 \times 0,1$	43,1	5000	5	5,73	$2,3 \times 10^{-15}$ (42)	[41]
2×10^{-9} Si	$350 \times 3 \times 1$	$5,2 \times 10^{-3}$	2500	4,2	4,2	1×10^{-12}	[160]
GaAs	$L = 50, t = 0,72$	1,5	3000	4,2	4,2	3×10^{-12}	[183]

ведут к созданию новых типов детекторов и устройств на их основе.

Благодарности. Авторы выражают благодарность О. Астафьеву, А.Г. Вострецову, Л.Б. Иоффе, Д.А. Князеву, Ю.Г. Пейсаховичу, О.С. Федоровой, А.А. Штыгашеву, L. Faoro, M. Grajcar, F. Hoehne, H. Im, T.F. Li, Y. Nakamura, J.P. Pekola, J.S. Tsai за полезное обсуждение некоторых вопросов, затронутых в статье.

Работа осуществлена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках федеральных целевых программ (ГК 02.740.11.5067, ГК 14.740.11.0061, ГК 14.740.11.0828, ГК16.552.11.7036, П798), Министерства науки Германии (BMBF), проект RUS 10/015, а также MEXT Grant-in-Aid "Quantum Cybernetics" и JSPS через программу FIRST.

Список литературы

- Ekinci K L, Roukes M L *Rev. Sci. Instrum.* **76** 061101 (2005)
- Knobel R G, Cleland A N *Nature* **424** 291 (2003)
- Ekinci K L, Huang X M H, Roukes M L *Appl. Phys. Lett.* **84** 4469 (2004)
- Ilic B et al. *J. Appl. Phys.* **95** 3694 (2004)
- Sidles J A et al. *Rev. Mod. Phys.* **67** 249 (1995)
- Cleland A N, Roukes M L *Nature* **392** 160 (1998)
- Mamin H J et al. *Nature Nanotechnol.* **2** 301 (2007)
- Roukes M L, in *Technical Digest of the 2000 Solid State Sensor and Actuator Workshop* (Cleveland, OH: Transducers Research Foundation, 2000); cond-mat/0008187
- LaHaye M D et al. *Science* **304** 74 (2004)
- Nishiguchi N *Phys. Rev. B* **68** 121305(R) (2003)
- Buks E et al. *Europhys. Lett.* **81** 10001 (2008)
- Blencowe M P, Buks E *Phys. Rev. B* **76** 014511 (2007)
- Armour A D, Blencowe M P, Schwab K C *Phys. Rev. Lett.* **88** 148301 (2002)
- Wang Y-D, Semba K, Yamaguchi H *New J. Phys.* **10** 043015 (2008)
- Xue F et al. *Phys. Rev. B* **76** 205302 (2007)
- Cleland A N, Roukes M L *Appl. Phys. Lett.* **69** 2653 (1996)
- Feng X L et al. *Nano Lett.* **7** 1953 (2007)
- Ekinci K L et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 2253 (2002)
- Yang Y T et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 162 (2001)
- Huang X M H et al. *New J. Phys.* **7** 247 (2005)
- Carr D W et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 920 (1999)
- Huang X M H et al. *Nature* **421** 496 (2003)
- Beck R G et al. *Appl. Phys. Lett.* **73** 1149 (1998)
- Tang H X et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 3879 (2002)
- Sekaric L et al. *Sensors Actuators A* **101** 215 (2002)
- Cleland A N, Pophristic M, Ferguson I *Appl. Phys. Lett.* **79** 2070 (2001)
- Sekaric L et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 4455 (2002)
- Hutchinson A B et al. *Appl. Phys. Lett.* **84** 972 (2004)

29. Postma H W Ch et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 223105 (2005)
30. Cleland A N *Foundations of Nanomechanics* (Heidelberg: Springer, 2002)
31. Li H et al. *J. Appl. Phys.* **100** 094309 (2006)
32. Imboden M et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 173502 (2007)
33. Gaidarzhy A et al. *Appl. Phys. Lett.* **91** 203503 (2007)
34. Husain A et al. *Appl. Phys. Lett.* **83** 1240 (2003)
35. Li T F et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 043112 (2008)
36. Pashkin Yu A et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 263513 (2010)
37. Greywall D S et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 2992 (1994)
38. Hoehne F et al. *Phys. Rev. B* **81** 184112 (2010)
39. Flowers-Jacobs N E, Schmidt D R, Lehnert K W *Phys. Rev. Lett.* **98** 096804 (2007)
40. Cleland A N, Roukes M L J. *Appl. Phys.* **92** 2758 (2002)
41. Truitt P A et al. *Nano Lett.* **7** 120 (2007)
42. Aassime A et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 3376 (2001)
43. Rugar D, Mamin H J, Guethner P *Appl. Phys. Lett.* **55** 2588 (1989)
44. Rugar D et al. *Science* **264** 1560 (1994)
45. Degen C L et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **106** 1313 (2009)
46. Clarke J, Braginski A I (Eds) *The SQUID Handbook* Vol. 1 (Weinheim: Wiley-VCH, 2004)
47. Etaki S et al. *Nature Phys.* **4** 785 (2008)
48. Zwickl B M et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 103125 (2008)
49. Ekinci K L, Yang Y T, Roukes M L J. *Appl. Phys.* **95** 2682 (2004)
50. Naik A K et al. *Nature Nanotechnol.* **4** 445 (2009)
51. Cleland A N *New J. Phys.* **7** 235 (2005)
52. Lassagne B et al. *Nano Lett.* **8** 3735 (2008)
53. Jensen K, Kim K, Zettl A *Nature Nanotechnol.* **3** 533 (2008)
54. Chiu H-Y et al. *Nano Lett.* **8** 4342 (2008)
55. Caves C M et al. *Rev. Mod. Phys.* **52** 341 (1980)
56. Braginsky V B, Khalili F Ya *Quantum Measurement* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)
57. Шмальгаузен В И *УФН* **132** 679 (1980) [Shmal'gauzen V I *Sov. Phys. Usp.* **23** 858 (1980)]
58. Андроник К И, Пудалов В М *Письма в ЖЭТФ* **35** 157 (1982) [Andronik K I, Pudalov V M *JETP Lett.* **35** 192 (1982)]
59. Брагинский В Б, Панов В И, Попельнюк В Д *Письма в ЖЭТФ* **33** 423 (1981) [Braginskii V B, Panov V I, Popel'nyuk V D *JETP Lett.* **33** 405 (1981)]
60. Hadjar Y et al. *Europhys. Lett.* **47** 545 (1999)
61. Mohanty P, Harrington D A, Roukes M L *Physica B* **284** 2143 (2000)
62. Regal C A, Teufel J D, Lehnert K W *Nature Phys.* **4** 555 (2008)
63. Hierold C et al. *Sensors Actuators A* **136** 51 (2007)
64. Iijima S *Nature* **354** 56 (1991)
65. Iijima S, Ichihashi T *Nature* **363** 603 (1993)
66. Bethune D S et al. *Nature* **363** 605 (1993)
67. Dresselhaus M S, Dresselhaus G, Avouris P (Eds) *Carbon Nanotubes: Synthesis, Structure, Properties, and Applications* (Berlin: Springer, 2001) p. 391
68. Bhushan B (Ed.) *Springer Handbook of Nanotechnology* (Heidelberg: Springer, 2004)
69. Zhang P et al. *Int. J. Solids Struct.* **39** 3893 (2002)
70. Garcia-Sanchez D et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 085501 (2007)
71. Williams P A et al. *Appl. Phys. Lett.* **82** 805 (2003)
72. Fennimore A M et al. *Nature* **424** 408 (2003)
73. Rueckes T et al. *Science* **289** 94 (2000)
74. Lee S W et al. *Nano Lett.* **4** 2027 (2004)
75. Nishio M et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 133111 (2005)
76. Papadakis S J et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 146101 (2004)
77. Cha S N et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 083105 (2005)
78. Stampfer C et al. *Nano Lett.* **6** 233 (2006)
79. Dharap P et al. *Nanotechnology* **15** 379 (2004)
80. Grow R J et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 93104 (2005)
81. Poncharal P et al. *Science* **283** 1513 (1999)
82. Hüttel A K et al. *New J. Phys.* **10** 095003 (2008)
83. Sazonova V et al. *Nature* **431** 284 (2004)
84. Reulet B et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2829 (2000)
85. LeRoy B J et al. *Nature* **432** 371 (2004)
86. Witkamp B, Poot M, van der Zant H S J *Nano Lett.* **6** 2904 (2006)
87. Hüttel A K et al. *Nano Lett.* **9** 2547 (2009)
88. Steele G A et al. *Science* **325** 1103 (2009)
89. Lassagne B et al. *Science* **325** 1107 (2009)
90. Chen C et al. *Nature Nanotechnol.* **4** 861 (2009)
91. Lee C et al. *Science* **321** 385 (2008)
92. Binnig G et al. *Appl. Phys. Lett.* **40** 178 (1982)
93. Binnig G et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 120 (1983)
94. Binnig G, Quate C F, Gerber Ch *Phys. Rev. Lett.* **56** 930 (1986)
95. Sidles J A *Appl. Phys. Lett.* **58** 2854 (1991)
96. Sidles J A *Phys. Rev. Lett.* **68** 1124 (1992)
97. Züger O et al. *J. Appl. Phys.* **79** 1881 (1996)
98. Rugar D et al. *Nature* **430** 329 (2004)
99. Suter A *Prog. Nucl. Magn. Res. Spectrosc.* **45** 239 (2004)
100. Kuehn S, Hickman S A, Marohn J A J. *Chem. Phys.* **128** 052208 (2008)
101. Hammel P C, Pelekhov D V, in *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* Vol. 5 *Spintronics and Magnetoelectronics* (Eds-in-Chief H Kronmüller, S Park) (Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2007)
102. Hammel P C et al. *Proc. IEEE* **91** 789 (2003)
103. Thurber K R, Harrel L E, Smith D D J. *Magn. Res.* **162** 336 (2003)
104. Thurber K R et al. *Appl. Phys. Lett.* **80** 1794 (2002)
105. Mamin H J et al. *Phys. Rev. B* **72** 024413 (2005)
106. Stowe T D et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 288 (1997)
107. Garner S R et al. *Appl. Phys. Lett.* **84** 5091 (2004)
108. Mamin H J, Rugar D *Appl. Phys. Lett.* **79** 3358 (2001)
109. Rugar D, Yannoni C S, Sidles J A *Nature* **360** 563 (1992)
110. Bruland K J et al. *Appl. Phys. Lett.* **73** 3159 (1998)
111. Gimzewski J K et al. *Chem. Phys. Lett.* **217** 589 (1994)
112. Thundat T et al. *Appl. Phys. Lett.* **64** 2894 (1994)
113. Wu G et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **98** 1560 (2001)
114. Yang Y T et al. *Nano Lett.* **6** 583 (2006)
115. Wachter E A, Thundat T *Rev. Sci. Instrum.* **66** 3662 (1995)
116. Craighead H G *Science* **290** 1532 (2000)
117. Ilic B, Yang Y, Craighead H G *Appl. Phys. Lett.* **85** 2604 (2004)
118. Gupta A, Akin D, Bashir R *Appl. Phys. Lett.* **84** 1976 (2004)
119. Davis Z J, Boisen A *Appl. Phys. Lett.* **87** 013102 (2005)
120. Calleja M et al. *Ultramicroscopy* **105** 215 (2005)
121. Dohn S et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 233501 (2005)
122. Burg T P et al. *Nature* **446** 1066 (2007)
123. Berger R et al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 40 (1996)
124. Watari M et al. *J. Am. Chem. Soc.* **129** 601 (2007)
125. Lang H P et al. *Appl. Phys. A* **66** 2532 (1998)
126. Baller M K et al. *Ultramicroscopy* **82** 1 (2000)
127. Battiston F M et al. *Sensors Actuators B* **77** 122 (2001)
128. Fritz J et al. *Science* **288** 316 (2000)
129. McKendry R et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **99** 9783 (2002)
130. Zhang J et al. *Nature Nanotechnol.* **1** 214 (2006)
131. Wu G et al. *Nature Biotechnol.* **19** 856 (2001)
132. Arntz Y et al. *Nanotechnology* **14** 86 (2003)
133. Backmann N et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **102** 14587 (2005)
134. Huber F et al. *Biosens. Bioelectron.* **21** 1599 (2006)
135. Ji H-F et al. *Chem. Commun.* (22) 2532 (2004)
136. Zhang Y et al. *Biosens. Bioelectron.* **19** 1473 (2004)
137. Braun T et al. *Biophys. J.* **90** 2970 (2006)
138. Mukhopadhyay R et al. *Nano Lett.* **5** 2385 (2005)
139. Shu W et al. *J. Am. Chem. Soc.* **127** 17054 (2005)
140. Gfeller K Y, Nugaeva N, Hegner M *Biosens. Bioelectron.* **21** 528 (2005)
141. Gfeller K Y, Nugaeva N, Hegner M *Appl. Environ. Microbiol.* **71** 2626 (2005)
142. Nugaeva N et al. *Biosens. Bioelectron.* **21** 849 (2005)
143. Nugaeva N et al. *Microscopy Microanalysis* **13** 13 (2007)
144. Pinnaduwa L A et al. *Langmuir* **19** 7841 (2003)
145. Braun T et al. *Phys. Rev. E* **72** 031907 (2005)
146. Dorrestijn M, Doctoral Dissertation (Basel: Institute for Physics, Univ. of Basel, 2006)
147. Dorrestijn M et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 026102 (2007)
148. Bocko M F, Onofrio R *Rev. Mod. Phys.* **68** 755 (1996)
149. Cho A *Science* **299** 36 (2003)
150. Nakamura Y, Pashkin Yu A, Tsai J S *Nature* **398** 786 (1999)
151. van der Wal C H et al. *Science* **290** 773 (2000)
152. Grajcar M, Izmalkov A, Il'ichev E *Phys. Rev. B* **71** 144501 (2005)
153. Il'ichev E et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 097906 (2003)
154. Born D et al. *Phys. Rev. B* **70** 180501(R) (2004)
155. Wallraff A et al. *Nature* **431** 162 (2004)

156. Oelsner G et al. *Phys. Rev. B* **81** 172505 (2010)
157. Caves C M *Phys. Rev. D* **26** 1817 (1982)
158. Clerk A A *Phys. Rev. B* **70** 245306 (2004)
159. Naik A et al. *Nature* **443** 193 (2006)
160. Poggio M et al. *Nature Phys.* **4** 635 (2008)
161. Caves C M *Phys. Rev. D* **23** 1693 (1981)
162. Teufel J D et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 197203 (2008)
163. Castellanos-Beltran M A et al. *Nature Phys.* **4** 929 (2008)
164. Teufel J D et al. *Nature Nanotechnol.* **4** 820 (2009)
165. Anetsberger G et al. *Nature Phys.* **5** 909 (2009)
166. Anetsberger G et al. *Phys. Rev. A* **82** 061804(R) (2010)
167. O'Connell A D et al. *Nature* **464** 697 (2010)
168. Blencowe M *Phys. Rep.* **395** 159 (2004)
169. Blair D G et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1908 (1995)
170. Harry G M et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 1446 (2000)
171. Abbott B et al. (LIGO Sci. Collab.) *Phys. Rev. D* **69** 122001 (2004)
172. Abbott B et al. (LIGO Sci. Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 181103 (2005)
173. Abbott B et al. (LIGO Sci. Collab.) *New J. Phys.* **11** 073032 (2009)
174. Yurke B, Kochanski G P *Phys. Rev. B* **41** 8184 (1990)
175. Presilla C, Onofrio R, Bocko M F *Phys. Rev. B* **45** 3735 (1992)
176. Onofrio R, Presilla C *Europhys. Lett.* **22** 333 (1993)
177. White J D *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** L1571 (1993)
178. Blencowe M P, Wybourne M N *Physica B* **280** 555 (2000)
179. Zhang Y, Blencowe M P *J. Appl. Phys.* **91** 4249 (2002)
180. Knobel R, Yung C S, Cleland A N *Appl. Phys. Lett.* **81** 532 (2002)
181. Blencowe M P, Wybourne M N *Appl. Phys. Lett.* **77** 3845 (2000)
182. Kirschbaum J et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 280 (2002)
183. Cleland A N et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 1699 (2002)
184. Metzger C H, Karrai K *Nature* **432** 1002 (2004)
185. Kleckner D, Bouwmeester D *Nature* **444** 75 (2006)
186. Poggio M et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 017201 (2007)
187. Schliesser A et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 243905 (2006)
188. Grajcar M et al. *Nature Phys.* **4** 612 (2008)
189. Brown K R et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 137205 (2007)
190. Zhang J, Liu Y, Nori F *Phys. Rev. A* **79** 052102 (2009)
191. Ouyang S-H, You J Q, Nori F *Phys. Rev. B* **79** 075304 (2009)
192. Rabl P et al. *Phys. Rev. B* **79** 041302(R) (2009)
193. Greenberg Ya S, Il'ichev E, Nori F *Phys. Rev. B* **80** 214423 (2009)
194. Martin I et al. *Phys. Rev. B* **69** 125339 (2004)
195. Blencowe M P, Imbers J, Armour A D *New J. Phys.* **7** 236 (2005)
196. Clerk A A, Bennett S *New J. Phys.* **7** 238 (2005)
197. Nori F *Nature Phys.* **4** 589 (2008)
198. Grajcar M et al. *Phys. Rev. B* **78** 035406 (2008)
199. Valenzuela S O et al. *Science* **314** 1589 (2006)
200. Hauss J et al. *New J. Phys.* **10** 095018 (2008)
201. Hauss J et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 037003 (2008)
202. Greenberg Ya S *Phys. Rev. B* **76** 104520 (2007)
203. Greenberg Ya S, Il'ichev E *Phys. Rev. B* **77** 094513 (2008)
204. You J Q et al. *Phys. Rev. B* **75** 104516 (2007)
205. You J Q, Liu Y, Nori F *Phys. Rev. Lett.* **100** 047001 (2008)
206. Ashhab S et al. *New J. Phys.* **11** 023030 (2009)
207. Kippenberg T J et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 033901 (2005)
208. Rokhsari H et al. *Opt. Express* **13** 5293 (2005)
209. Carmon T et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 223902 (2005)
210. Arcizet O et al. *Nature* **444** 71 (2006)
211. Gigan S et al. *Nature* **444** 67 (2006)
212. Corbitt Th et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 150802 (2007)
213. Thompson J D et al. *Nature* **452** 72 (2008)
214. Schliesser A et al. *Nature Phys.* **4** 415 (2008)
215. Gröblacher S et al. *Eur. Phys. Lett.* **81** 54003 (2008)
216. Miyakawa O et al. *Phys. Rev. D* **74** 022001 (2006)
217. Buonanno A, Chen Y *Phys. Rev. D* **65** 042001 (2002)
218. Corbitt T et al. *Phys. Rev. A* **73** 023801 (2006)
219. Брагинский В Б, Манукин А Б *Измерение малых сил в физических экспериментах* (М.: Наука, 1974) [Braginsky V B, Manukin A B *Measurement of Weak Forces in Physics Experiments* (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1977)]
220. Брагинский В Б, Минакова И И *Вестн. Моск. ун-в. Физ. Астрон.* (1) 83 (1964)
221. Манукин А Б, Тихонов М Ю *Вестн. Моск. ун-в. Физ. Астрон.* (5) 584 (1970)
222. Wilson-Rae I et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 093901 (2007)
223. Marquardt F et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 093902 (2007)
224. Marquardt F, Clerk A A, Girvin S M *J. Mod. Opt.* **55** 3329 (2008)
225. Gröblacher S et al. *Nature Phys.* **5** 485 (2009)
226. Schliesser A et al. *Nature Phys.* **5** 509 (2009)
227. Ilchenko V S, Matsko A B *IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron.* **12** 15 (2006)
228. Armani D K et al. *Nature* **421** 925 (2003)
229. Schliesser A et al. *New J. Phys.* **10** 095015 (2008)
230. Carmon T, Vahala K J *Phys. Rev. Lett.* **98** 123901 (2007)
231. Riviere R et al., arXiv:1011.0290
232. Lee K H et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 123604 (2010)
233. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Ilchenko V S *Phys. Lett. A* **137** 393 (1989)
234. Park Y-S, Wang H *Nature Phys.* **5** 489 (2009)
235. Kippenberg T J et al. *Appl. Phys. Lett.* **83** 797 (2003)
236. Meystre P et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1830 (1985)
237. Bhattacharya M, Uys H, Meystre P *Phys. Rev. A* **77** 033819 (2008)
238. Bhattacharya M, Giscard P-L, Meystre P *Phys. Rev. A* **77** 030303(R) (2008)
239. Bhattacharya M, Meystre P *Phys. Rev. A* **78** 041801(R) (2008)
240. Favero I, Karrai K *New J. Phys.* **10** 095006 (2008)
241. Jayich A M et al. *New J. Phys.* **10** 095008 (2008)
242. Teufel J D, Regal C A, Lehnert K W *New J. Phys.* **10** 095002 (2008)
243. Rocheleau T et al. *Nature* **463** 72 (2009)
244. Hertzberg J B et al. *Nature Phys.* **6** 213 (2010)

Nanomechanical resonators

Ya.S. Greenberg

Novosibirsk State Technical University, prosp. K. Marksa 20, 630092 Novosibirsk, Russian Federation

E-mail: yakovgreenberg@yahoo.com

Yu.A. Pashkin

NEC Green Innovation Research Laboratories and RIKEN Advanced Science Institute, Tsukuba, Ibaraki 305-8501, Japan;

Department of Physics, Lancaster University, Lancaster, LA1 4YB, UK;

P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,

Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: pashkin@zp.jp.nec.com

E. Il'ichev

Institute of Photonic Technology (IPHT), D-07702, Jena, Germany. E-mail: evgeni.ilichev@ipht-jena.de

This paper reviews the current state of research into the development of nanomechanical resonators and their application as components of nanoelectromechanical and optomechanical systems for the highly sensitive detection and visualization of material structure. Methods for the manufacture and characterization of nanoscale mechanical resonators are described. The quantum properties of nanomechanical resonators are discussed, as are dynamical cooling schemes for suppressing fluctuations to increase the threshold sensitivity of optomechanical and electromechanical systems.

PACS numbers: **61.46. – w**, **62.25. – g**, **81.07. – b**, 81.07.Oj

Bibliography — 244 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **182** (4) 407–436 (2012)

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201204c.0407

Received 21 May 2011, revised 4 November 2011

Physics – Uspekhi **55** (4) (2012)