

ЯРОСЛАВСКИЙ ФИЛИАЛ ФЕДЕРАЛЬНОГО  
ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ НАУКИ  
ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

# КРЕМНИЕВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

ФИЗИКА  
ТЕХНОЛОГИЯ  
МОДЕЛИРОВАНИЕ

*Монография*

Под общей редакцией В.И. Рудакова

Ярославль  
«Индиго», 2014

УДК 621.382

ББК 38.852

К 79

Авторы: А.С. Рудый, А.Н. Куликов, А.В. Метлицкая, А.В. Проказников, Н.А. Аржанова, О.С. Трушин, Н.И. Барабанова, В.И. Рудаков, В.В. Овчаров, А.Л. Куреня, В.П. Пригара, Е.С. Горлачев, С.П. Зимин, В.Ф. Бочкарев, А.Е. Бердников, А.А. Попов, В.Д. Черномордик, А.А. Мироненко, В.Н. Гусев, Е.А. Богоявленская, Ю.И. Денисенко, И.И. Амиров, И.В. Уваров, В.В. Наумов, В.М. Мордвинцев, С.Е. Кудрявцев, В.Л. Левин.

Рецензент:

доктор физико-математических наук, профессор *Н.И. Боргардт*  
Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

К 79

**Кремниевые наноструктуры. Физика. Технология. Моделирование:**  
монография / Под общ. ред. В.И. Рудакова. – Ярославль: Изд-во «Индиго»,  
2014. – 560 с.

ISBN 978-5-91722-225-7

В коллективной монографии рассмотрены физические явления, лежащие в основе технологических процессов изготовления кремниевых наноструктур. Представлены и обобщены данные об особенностях формирования наноструктур на основе кремния. Рассмотрены традиционные и новые подходы к проблеме моделирования технологических процессов.

Для научных работников, занимающихся физикой полупроводников, и специалистов в области полупроводниковой технологии, а также для всех, кто интересуется кремниевыми наноструктурами.

УДК 621.382

ISBN 978-5-91722-225-7

© Издательство «Индиго», 2014

# ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ .....	7
-------------------	---

## ГЛАВА 1.

### САМООРГАНИЗАЦИЯ НАНОСТРУКТУР В РАМКАХ ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ЭРОЗИИ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

*(А.С. Рудый, А.Н. Куликов, А.В. Метлицкая)*

§ 1. Введение .....	8
§ 2. Математические модели эрозии .....	14
§ 3. Пространственно-нелокальная модель эрозии .....	28
§ 4. Состояние равновесия нелокальной нелинейной модели .....	38
§ 5. Волновые решения нелокального уравнения эрозии .....	46
§ 6. Заключение .....	52
Литература.....	53

## ГЛАВА 2.

### ПРОЦЕССЫ САМООРГАНИЗАЦИИ ПРИ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОМ ФОРМИРОВАНИИ НАНОСТРУКТУР В КРЕМНИИ

*(А.В. Проказников, Н.А. Аржанова)*

§ 1. Введение .....	56
§ 2. Экспериментальные данные по колебательным процессам в явлениях на поверхности и свойства приграничного слоя.....	60
§ 3. Распределение потенциала и система уравнений для динамических переменных.....	66
§ 4. Постановка проблемы и обоснование алгоритма компьютерного моделирования формирования пористого пространства.....	76
§ 5. Масштабная инвариантность задачи .....	80
§ 6. Исследование закономерностей решения .....	84
§ 7. Результаты компьютерного моделирования .....	85
§ 8. Обсуждение .....	92
§ 9. Заключение .....	99
Литература.....	100

**ГЛАВА 3.**  
**МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**  
**ПЛЕНОЧНЫХ НАНОСТРУКТУР**

*(О.С. Трушин, Н.И. Барабанова)*

§ 1. Введение .....	106
§ 2. Микромагнитная модель .....	107
§ 3. Комплекс микромагнитного моделирования MICROMAG .....	110
§ 4. Однослойные магнитные наноструктуры .....	116
§ 5. Многослойные магнитные наноструктуры .....	132
§ 6. Заключение .....	141
Литература.....	142

**ГЛАВА 4.**  
**НЕЛИНЕЙНЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ**  
**В КРЕМНИЕВОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ЛАМПОВОМ НАГРЕВЕ**

*(В.И. Рудаков, В.В. Овчаров, А.Л. Куреня, В.П. Пригара)*

§ 1. Введение .....	145
§ 2. Методика исследования нелинейных эффектов в кремниевой пластине при лучистом нагреве .....	147
§ 3. Температурная и оптическая бистабильность в кремниевой пластине .....	163
§ 4. Температурные автоколебания в кремниевой пластине .....	184
§ 5. Заключение .....	196
Литература.....	198

**ГЛАВА 5.**  
**ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ**  
**ХАЛЬКОГЕНИДОВ СВИНЦА НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ**

*(Е.С. Горлачев, С.П. Зимин)*

§ 1. Введение .....	202
§ 2. Формирование наноструктурированных пористых слоев халькогенидов свинца .....	205
§ 3. Формирование наноструктурированных халькогенидов свинца методами плазменной обработки .....	217
§ 4. Формирование массивов нанонитей халькогенидов свинца под маской травления методом плазменной обработки.....	238
§ 5. Заключение .....	246
Литература.....	246

**ГЛАВА 6.**  
**ИОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ**  
**ПОЛУЧЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК**

*(В.Ф. Бочкарев)*

§ 1. Введение .....	255
§ 2. Методы роста пленок .....	258
§ 3. Получение диэлектрических пленок .....	267
§ 4. Рост пленок никеля .....	292
§ 5. Получение пленок ниобия .....	305
§ 6. Заключение .....	316
Литература.....	317

**ГЛАВА 7.**  
**ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ**  
**НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ**  
**В НИЗКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ**

*(А.Е. Бердников, А.А. Попов, В.Д. Черномордик, А.А. Мироненко, В.Н. Гусев)*

§ 1. Введение .....	323
§ 2. Установка плазмохимического осаждения .....	324
§ 3. Физика низкочастотного разряда .....	329
§ 4. Технологические особенности получения материалов.....	337
§ 5. Термическая стабильность и метастабильные процессы в пленках аморфного кремния, полученного методом НЧ-СПГФО .....	353
§ 6. Текстура поверхности аморфного кремния .....	358
§ 7. Фотолюминесценция нитрида кремния.....	364
§ 8. Эффект переключения проводимости .....	372
§ 9. Заключение .....	379
Литература.....	380

**ГЛАВА 8.**  
**ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ КНИ**  
**МДП-НАНОТРАНЗИСТОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ**  
**БЫСТРОЙ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ**

*(В.И. Рудаков, Е.А. Богоявленская, Ю.И. Денисенко, В.В. Овчаров)*

§ 1. Введение .....	386
§ 2. Получение и свойства затворных структур типа W/HfO <sub>2</sub> /Si для МДП-нанотранзистора .....	388
§ 3. Формирование сверхмелких <i>p-n</i> -переходов в КНИ-структурах.....	403

§ 4. Получение ультратонких слоев силицида кобальта в структурах типа Ti/Co/Ti-, TiN/Ti/Co- и TiN/Co/Si (100) .....	416
§ 5. Заключение .....	428
Литература.....	429

## **ГЛАВА 9.**

### **ИЗГОТОВЛЕНИЕ И РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА**

#### **МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОКАНТИЛЕВЕРОВ**

*(И.И. Амиров, И.В. Уваров, В.В. Наумов)*

§ 1. Введение .....	434
§ 2. Изготовление кантилеверов и методы экспериментальных исследований .....	436
§ 3. Особенности изготовления и конструкции кантилеверов. Морфология поверхности.....	446
§ 4. Математическая модель кантилевера .....	460
§ 5. Результаты измерений резонансных характеристик кантилеверов и их анализ .....	474
§ 6. Заключение .....	488
Литература.....	489

## **ГЛАВА 10.**

### **ПАМЯТЬ НА ОСНОВЕ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОФОРМОВКИ**

*(В.М. Мордвинцев, С.Е. Кудрявцев, В.Л. Левин)*

§ 1. Введение .....	493
§ 2. Физические основы явления электроформовки .....	494
§ 3. Развитие конструкции ячейки и матрицы памяти на основе открытых «сэндвич»-структур и технологии их изготовления.....	516
§ 4. Особенности процесса электроформовки и основные свойства ячеек памяти на самоформирующихся проводящих наноструктурах .....	530
§ 5. Заключение .....	556
Литература.....	557

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Появление этой монографии связано с определенным этапом развития научного коллектива Ярославского Филиала Физико-технологического института Российской академии наук (ЯФ ФТИАН РАН). За тридцатилетний период деятельности с момента создания институт неоднократно подвергался реорганизациям и имел разные названия: Институт микроэлектроники АН СССР, Институт микроэлектроники РАН, Институт микроэлектроники и информатики РАН. С самого начала внимание научных сотрудников института было сосредоточено главным образом на исследованиях в области кремниевых технологий, поскольку кремний был и остается основным материалом микроэлектроники, на базе которого создаются различные полупроводниковые приборы и устройства. Открытие новых физических явлений в мире наномасштабов потребовало проведения более детальных теоретических и экспериментальных исследований. Произошел переход от микро- к наноструктурам. Научная деятельность института также внесла существенный вклад в становление кремниевой нанотехнологии.

Конечно, рамки одной монографии тесны для охвата всех проблем в физике кремниевых наноструктур и даже подведения итогов научной деятельности института. Однако представленные в книге материалы дают возможность оценить многогранность и плодотворность исследований сотрудников ЯФ ФТИАН РАН. Монография посвящена особенностям формирования как самих кремниевых наноструктур, так и элементов наноприборов, которые могут быть использованы для совершенствования известных и создания новых полупроводниковых устройств. Большое внимание уделяется исследованию физических явлений, лежащих в основе технологических процессов, для глубокого понимания которых широко используется моделирование. В книгу вошли уже опубликованные в научных изданиях результаты исследований и совершенно новые данные. Надеемся, что монография будет интересна и тем, кто много лет посвятил служению науке в области полупроводниковой электроники, и тем, кто делает первые шаги в физике, технологии и моделировании кремниевых наноструктур.

Авторы благодарны Богдавленной Е.А. за большую работу, проведенную при подготовке рукописи к печати.

*В.И. Рудаков*

## Глава 9

# ИЗГОТОВЛЕНИЕ И РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОКАНТИЛЕВЕРОВ

*И.И. Амиров, И.В. Уваров, В.В. Наумов*

### § 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных элементов микро- и нанoeлектро-механических систем (МЭМС и НЭМС) является кантилевер. Он представляет собой балку, один конец которой закреплен. Широкий класс МЭМС/НЭМС составляют переключатели, среди которых наибольшее распространение получили устройства с электростатическим механизмом срабатывания [1]. В таких переключателях между кантилевером и управляющим электродом прикладывается напряжение, под действием электростатической силы кантилевер притягивается к управляющему электроду и при некотором значении напряжения, называемом напряжением срабатывания, соприкасается с контактным электродом, замыкая переключатель. Достоинства МЭМС/НЭМС-ключей электростатического типа (малые габариты, низкое энергопотребление и высокое отношение импеданса в замкнутом и разомкнутом состоянии) позволяют рассматривать их как возможную альтернативу традиционным полупроводниковым логическим элементам или как дополнение к ним [2]. Один из недостатков представляет собой высокое напряжение срабатывания. Современной тенденцией является переход от микро- к нанопереключателям с использованием наноразмерных кантилеверов [3, 4]. Цель такого подхода – уменьшение габаритов переключателя, снижение напряжения срабатывания и увеличение скорости переключения. Однако напряжение срабатывания современных переключателей составляет несколько вольт и более и не позволяет широко использовать их в современных электронных схемах, обладающих низким энергопотреблением. Поэтому разработка МЭМС/НЭМС-ключей с низким напряжением срабатывания является актуальной задачей.

Один из наиболее эффективных методов снижения напряжения срабатывания переключателя заключается в уменьшении упругости кантилевера [5]. Для изготовления кантилевера, обладающего малой упругостью, целесообразно применять материалы с относительно малым модулем Юнга, к которым относятся металлы (Al, Au и др.) и полимеры (SU-8, полистирол). Однако для



получения сверхмалых значений упругости необходимо уменьшать толщину кантилевера до наноразмерной величины, сохраняя длину на микронном уровне, т.е. увеличивать отношение длины к толщине. Для изготовления нанокантилеверов с высоким отношением длины к толщине (более 100) полимеры малоприменимы. Кроме того, кантилевер должен быть проводящим, поэтому для изготовления кантилевера МЭМС/НЭМС-переключателя целесообразно использовать металлы. Согласно литературным данным, наименьшим значением упругости обладают кантилеверы, изготовленные из композита Al-Mo, имеющие толщину 20 нм и отношение длины к толщине 400 [6].

Металл как материал кантилевера имеет ряд недостатков. Во-первых, для металлических пленок характерны остаточные напряжения, возникающие в процессе нанесения и приводящие к деформации кантилевера при освобождении. Проблема изгиба кантилевера под действием остаточных напряжений может быть решена подбором технологических условий нанесения металлической пленки [7], выбором состава пленки (например, использование металлических композитов) [6], термическим отжигом [3] и др. Во-вторых, металлические пленки имеют поликристаллическую структуру и высокую шероховатость поверхности. От размеров зерна и морфологии поверхности существенным образом могут зависеть упругие свойства наноразмерного кантилевера [8], шероховатость поверхности влияет на свойства контакта металл/металл в переключателях [9].

Несмотря на описанные недостатки, металлы являются одними из наиболее широко используемых и перспективных материалов в МЭМС/НЭМС-отрасли [10]. Особенно актуальным является изготовление металлических кантилеверов с высоким отношением длины к толщине. Такие кантилеверы обладают высокой электропроводностью и малой упругостью, поэтому они перспективны для создания переключателей электростатического типа с низким напряжением срабатывания.

Важной характеристикой кантилевера как подвижного элемента МЭМС/НЭМС являются его резонансные свойства – резонансные частоты и добротности. Резонансные свойства определяются не только геометрическими размерами и параметрами среды, но также могут зависеть от неидеальности конструкции и морфологии поверхности кантилевера. В данной главе рассмотрены методы изготовления металлических кантилеверов наноразмерной толщины, обладающих сверхвысоким отношением длины к толщине; особенности конструкции кантилеверов, обусловленные технологией изготовления; морфология поверхности кантилеверов; методика измерения резонансных характеристик кантилеверов и закономерности, определяющие резонансные свойства.

## § 2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ КАНТИЛЕВЕРОВ И МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

### А. Процедура изготовления кантилеверов

Одним из способов изготовления кантилеверов является поверхностная микрообработка кремния. Описание процесса изготовления можно найти в работе [11], основные его этапы показаны на рис. 9.1. Кремниевая пластина КДБ-0,01 диаметром 100 мм термически окислялась во влажном кислороде (диффузионная печь, 4 ч при температуре 1080 °С). В результате окисления на пластине образовывался слой  $\text{SiO}_2$  толщиной 0,9 мкм. Диоксид кремния в дальнейшем служил изолятором между кантилеверами и кремниевой подложкой. На окисленную пластину методом магнетронного распыления наносился жертвенный слой аморфного кремния (a-Si) толщиной 2 мкм (давление аргона  $p = 2$  мкбар, скорость нанесения  $v = 0,6$  нм/с). Затем пластина покрывалась слоем позитивного фоторезиста S1813SP15 толщиной 1,5 мкм (скорость вращения центрифуги – 4000 об/мин, ускорение – 3000 об/с<sup>2</sup>, время нанесения – 20 с, сушка в сушильном шкафу при 96 °С, время сушки – 10 мин). В слое резиста методом контактной обратной фотолитографии с помощью фотошаблона выполнялся рисунок кантилеверов (рис. 9.1а). Кантилеверы имели длину  $10 \div 100$  мкм и ширину  $2 \div 10$  мкм. После проявления фоторезиста в 7 %-м растворе KOH на пластину методом магнетронного распыления наносились структурные слои металла (рис. 9.1б). В качестве материала кантилеверов использовался алюминий, заключенный между слоями хрома или титана. Таким образом, кантилеверы были трехслойными и изготавливались в двух вариантах: Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti. Толщины наносимых слоев находились в соотношении 1/6/1, суммарная толщина слоев составляла 40 (слои 5/30/5), 80 (10/60/10) и 120 (15/90/15) нм. Нанесение слоев Cr осуществлялось при  $p = 5$  мкбар,  $v = 0,5$  нм/с, слоев Ti – при  $p = 2$  мкбар,  $v = 0,25$  нм/с, слоя Al – при  $p = 5$  мкбар,  $v = 1$  нм/с. После нанесения слоев металла проводилось «взрывное» удаление фоторезиста (lift-off, раствор диметилформамида, рис. 9.1в). Далее пластина снова покрывалась слоем позитивного фоторезиста, в котором методом обратной фотолитографии выполнялись окна (рис. 9.1з). После экспонирования и проявления фоторезист задубливался в сушильном шкафу при температуре 120 °С в течение 20 мин. Через окна в слое фоторезиста выполнялось травление слоя a-Si в плазме  $\text{SF}_6$  (мощность индукционного разряда – 700 Вт, расход  $\text{SF}_6$  – 70 нсм<sup>3</sup>/мин, время травления – 60 с) и травление слоя  $\text{SiO}_2$  в растворе HF/NH<sub>4</sub>F (время травления – 21 мин, рис. 9.1д). Затем на пластину магнетронным методом наносился слой Al толщиной 100 нм и выполнялся «взрыв» (рис. 9.1е, ж). Таким образом, непосредственно на кремниевой подложке были сформированы алюминиевые контактные площадки, необходимые в дальнейшем для подачи потенциала на подложку. Заключительным этапом изготовления являлось удаление жертвенного слоя a-Si из-под кантилеверов (освобождение кантилеверов) методом реактивного ионного травления в плазме  $\text{SF}_6$  ВЧ-индукционного разряда (рис. 9.1з). Режимы травления выбирались в зависимости от размеров кантилевера и других факторов и описаны далее.

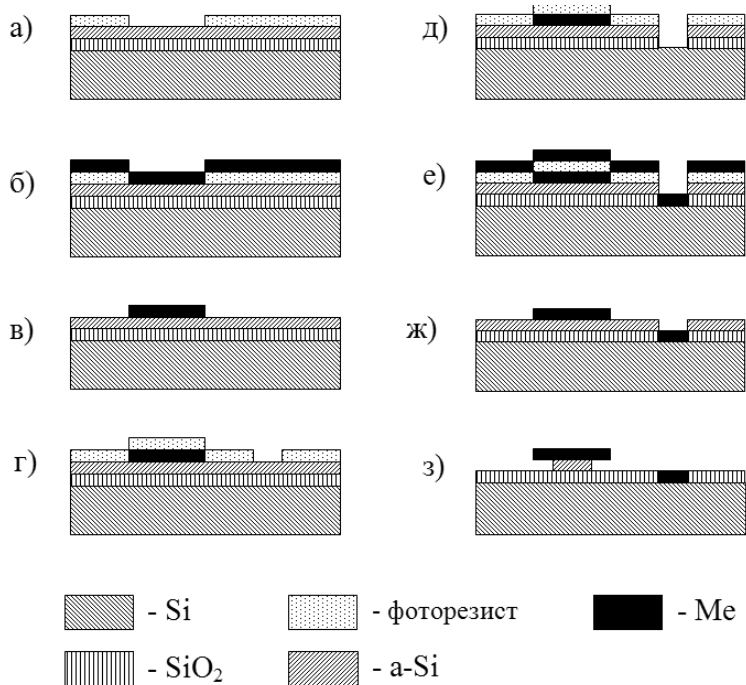


Рисунок 9.1. Процесс изготовления кантилеверов

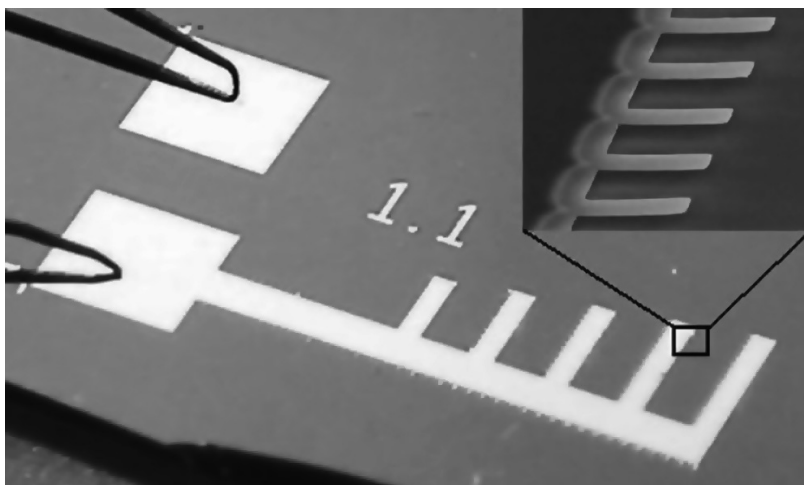


Рисунок 9.2. Изготовленный образец. На выноске – изображение кантилеверов Ti/Al/Ti размерами  $20 \times 8 \times 0,12$  мкм, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ)

В описанной выше процедуре изготовления нанокантилеверов применялись два специально спроектированных фотошаблона. Первый задавал рисунок кантилеверов и опорных площадок, второй служил для формирования контактных площадок, расположенных на кремниевой подложке. На рис. 9.2 показана фотография изготовленного чипа с вольфрамовыми иглами, установленными на контактные площадки. Чип имел пять наборов кантилеверов. Каждый набор содержал кантилеверы лишь одной определенной ширины. Ширина кантилеверов составляла от 2 до 10 мкм с шагом 2 мкм. В каждом наборе имелись кантилеверы длиной от 10 до 100 мкм с шагом 10 мкм, по пять кантилеверов каждой длины. Все кантилеверы набора крепились к одной опорной площадке. Таким образом, чип содержал 500 кантилеверов (пять наборов, 100 кантилеверов в каждом). На пластине размещались 32 чипа.

### **Б. Методы исследования особенностей конструкции, морфологии поверхности и элементного состава материала кантилеверов**

Для описания кантилеверов как подвижных механических элементов МЭМС/НЭМС важно знать особенности их конструкции, обусловленные технологией изготовления, и морфологию поверхности. Изготовленные кантилеверы [11] имели наноразмерную толщину, поэтому любые изменения характеристик материала существенно влияли на их резонансные свойства. Зачастую требовалось определить влияние технологического процесса на материал кантилеверов. Поэтому крайне важно иметь данные об элементном составе материала. Для получения этой информации применялись следующие методы: сканирующая электронная микроскопия, рентгеновский энергодисперсионный микроанализ и сканирующая туннельная микроскопия.

При выполнении исследований, описанных в работе [11], использовался сканирующий автоэмиссионный электронный микроскоп с колонной электронной оптики GEMINI и полностью безмасляной вакуумной системой. Микроскоп имеет следующие детекторы сигналов: внутривинтовой детектор вторичных электронов (In-lens SE), детектор вторичных электронов Эверхарта-Торнли (SE2) и четырехквadrантный детектор обратнорассеянных электронов (AsB). Также регистрируется ток образца. Управление техническими параметрами, электронной пушкой, ускоряющим напряжением, апертурой, стигмацией, яркостью, контрастностью, фокусировкой, скоростью сканирования, детекторами сигналов и т.д. на этом микроскопе выполняется с помощью программного обеспечения. Вывод изображения осуществляется в виде цифровых фотографий, записанных в формате TIF с разрешением  $1024 \times 768$  в оттенках серого. Наибольшее пространственное разрешение, достигаемое в микроскопе, составляет 1,3 нм при ускоряющем напряжении 15 кВ. Диапазон тока пучка – от 4 пА до 10 нА. Диапазон ускоряющего напряжения – от 20 В до 300 кВ. Возможный уровень увеличения изображения –  $12 \div 900000\times$ .

Рентгеновский микроанализ (РМА) позволял получать информацию об элементном составе образца, т.е. о концентрации химических элементов и об

их пространственном распределении. Для исследования элементного состава материала кантилеверов использовался энергодисперсионный спектрометр (ЭДС), установленный в СЭМ. Главный элемент ЭДС – полупроводниковый детектор рентгеновского излучения. Детектор преобразует энергию единичного рентгеновского фотона в скачок напряжения пропорциональной величины с использованием полупроводникового кристалла и полевого транзистора-предусилителя. В ЭДС используется аналитический кремний-дрейфовый безазотный детектор. Его особенностью является высокая производительность анализа при большом токе электронного пучка ( $3 \div 10$  нА) и высокой интенсивности рентгеновского сигнала. Диапазон определяемых элементов – от Ве до Рu. Разрешение составляет 130 эВ на линии  $Mn_{Ka}$  и 60 эВ на линии  $C_{Ka}$ . Сигнал от детектора передается в цифровой процессор импульсов, который измеряет его для определения энергии каждого рентгеновского импульса. Система построения изображения позволяет получать цифровые электронные снимки и осуществлять управление СЭМ.

Измерение морфологии поверхности кантилеверов выполнялось с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), использующего для получения атомарного пространственного разрешения вакуумную камеру СЭМ. СТМ состоит из сканирующей головки, блока проводящей атомарно-острой иглы и электронной системы управления. На сканирующую головку устанавливался исследуемый образец и блок атомарно-острой иглы. Игла изготавливалась из платиновой проволоки с помощью бокорезов. Затем головка монтировалась на столик СЭМ и помещалась в вакуумную камеру. Измерения выполнялись при давлении воздуха в камере  $10^{-6}$  мбар. Сканирование выполнялось при напряжении туннельного промежутка 3 В и туннельном токе 0,5 нА на площади  $0,3 \times 0,3$ ,  $0,6 \times 0,6$  и  $1,2 \times 1,2$  мкм. При этом шаг сканирования зависел от размера кадра и составлял 1, 2 и 4 нм соответственно (во всех случаях СТМ-изображение имело размер  $300 \times 300$  точек). Данные параметры позволяли оценивать морфологию поверхности кантилеверов и проводить расчеты параметров рельефа. Для обработки полученных СТМ-изображений использовалась программа «WSxM» [12].

## В. Измерение резонансных характеристик кантилеверов

Одним из наиболее распространенных методов исследования резонансных характеристик МЭМС/НЭМС является метод светового рычага [13]. Фотография экспериментального стенда для измерения резонансных характеристик кантилеверов представлена на рис. 9.3. Метод светового рычага не уступает в чувствительности другим методам детектирования малых перемещений, является относительно простым и надежным. Кроме того, этот метод удобно применять для исследования металлических кантилеверов, т.к. коэффициент отражения света от металлических поверхностей относительно высок.

Основным узлом измерительного стенда является оптическая система регистрации колебаний чувствительного элемента (ЧЭ) [14], расположенная на массивной виброизолированной монтажной платформе. Принцип работы



**Рисунок 9.3.** Внешний вид измерительного стенда

оптической системы показан на рис. 9.4. Луч He-Ne лазера ЛГН-207Б с длиной волны 628 нм (излучение линейно поляризованное) проходил через диафрагму диаметром 1 мм. Диафрагма придавала световому пучку правильную форму и предотвращала попадание побочных лучей лазера в оптическую систему стенда. Пройдя диафрагму, луч попадал на поляризационную двулучерасщепляющую (лучеразводящую) призму. От плоскости разреза призмы отражались два пространственно разделенных луча с ортогональной друг другу поляризацией. В дальнейшем использовался один из этих лучей. Отражаясь от зеркала, луч проходил пластинку толщиной  $\lambda/4$  ( $\lambda$  – длина волны), которая изменяла его поляризацию с линейной на круговую. Затем луч проходил светоделительную призму, стеклянное окно вакуумной камеры и фокусировался 40-кратным объективом на поверхность кантилевера. Диаметр сфокусированного пучка составлял порядка 4 мкм (измерялся объект-микрометром). Рабочее расстояние объектива составляло приблизительно 1 мм, поэтому объектив был размещен внутри вакуумной камеры. Стоит отметить, что луч лазера всегда устанавливался на кантилевер вблизи места крепления к опорной площадке. Это делалось, во-первых, для того, чтобы тепло, которое кантилевер получал при облучении лазером, как можно эффективнее уходило в опорную площадку. При этом нагрев кантилевера в результате облучения и, следовательно, температурные изменения его резонансных характеристик были минимальны [15]. Во-вторых, такое положение луча позволяло детектировать не только основную моду, но и другие колебательные моды кантилевера.

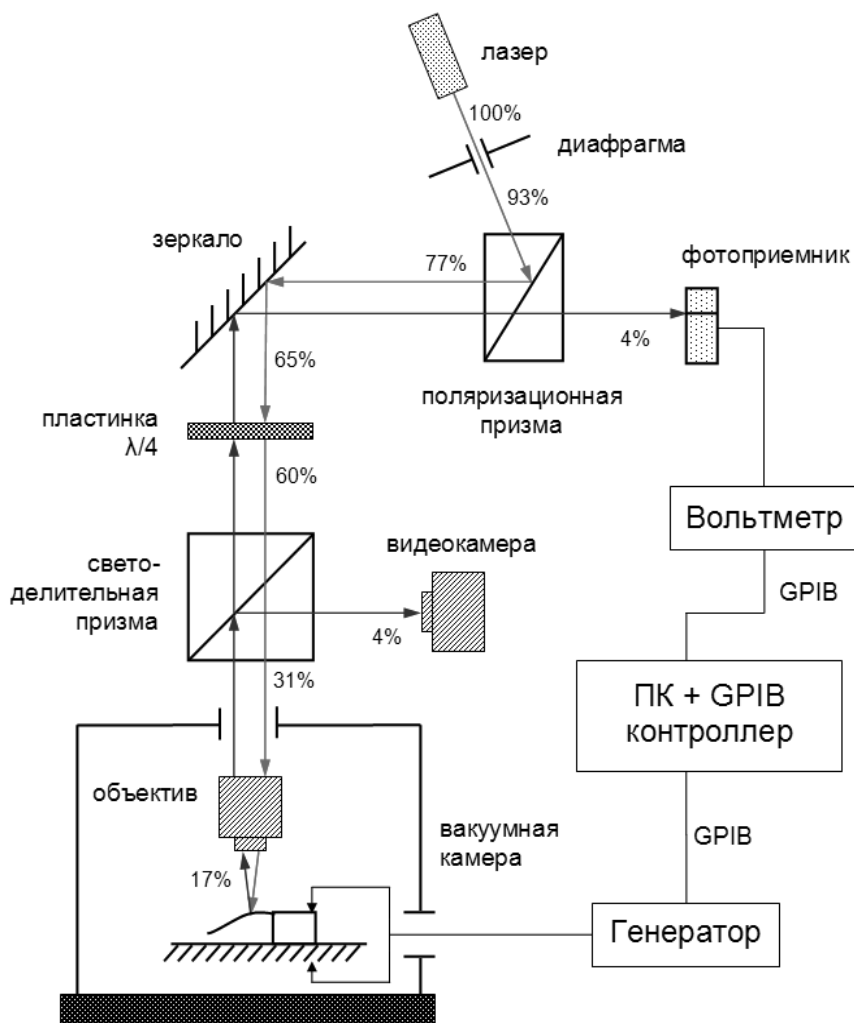


Рисунок 9.4. Принцип работы измерительного стенда

Отраженный от поверхности кантилевера луч проходил через объектив в обратном направлении, выходил из камеры и снова попадал на светоделительную призму. Часть светового пучка при этом направлялась в зрительную трубу, на окуляр которой была установлена цифровая видеокамера. Это было необходимо для контроля положения луча на кантилевере. После прохождения лазерного луча через светоделительную призму, он попадал на пластинку толщиной  $\lambda/4$ , которая изменяла его поляризацию с круговой поляризации на линейную, но уже перпендикулярную к исходной поляризации. Линейно поляризованный луч, отражаясь от зеркала, проходил через поляризационную призму практически без отражения и попадал на позиционно-чувствительный фотоприемник (ФП).

Номинальная выходная мощность лазера составляла 1 мВт. На рис. 9.4 рядом с каждым элементом оптической системы указана мощность излучения процентах от выходной мощности лазера. Мощность излучения, попадающего в итоге на ФП, составляла 30 мкВт, что соответствовало 4 % мощности исходного излучения лазера.

В измерительном стенде используются два фотоприемника: на основе двухсекторного или четырехсекторного фотодиодов. Четырехсекторный ФП был способен регистрировать перемещение лазерного луча в двух взаимно перпендикулярных направлениях и имел два выходных канала. В зависимости от поставленной задачи использовался тот или иной ФП. Сигнал с каждого сектора фотодиода был пропорционален освещенности сектора. Сигналы с секторов усиливались операционными усилителями AD8661 и подавались на дифференциальный усилитель AD8606. Выходной сигнал данного усилителя являлся выходным сигналом ФП. В случае четырехсекторного ФП использовались два дифференциальных усилителя, подключенные к диагональным парам секторов фотодиода.

Для того чтобы иметь возможность измерять динамические характеристики ЧЭ при различных давлениях воздуха и в различных газовых средах, была использована вакуумная камера. Камера имела объем 7,5 л и была снабжена четырьмя фланцами для подключения системы откачки воздуха, напуска газов, датчиков давления, а также ввода проводов в камеру. Образцы помещались в камеру через съемную верхнюю крышку, в которой было выполнено стеклянное окно диаметром 10 см. Объем камеры позволял помещать в нее не только исследуемый образец, но также и объектив, который крепился с помощью специального держателя к ее боковой стенке.

Откачка воздуха из камеры проводилась форвакуумным и турбомолекулярным насосами через ресивер. Ресивер представлял собой металлическую емкость цилиндрической формы объемом 20 л. Турбомолекулярный насос крепился непосредственно на ресивер. Давления в камере и ресивере контролировались с помощью датчиков Пирани и Пеннинга. Насосы и ресивер, а также шкалы датчиков давления были жестко закреплены на передвижной тележке и объединены в систему откачки. Минимальное достижимое давление воздуха в камере составляло  $10^{-4}$  мбар.

В вакуумную камеру чип с кантилеверами помещался на специально изготовленном держателе. В процессе измерения резонансных характеристик кантилеверов положение элементов оптической системы стенда оставалось неподвижным, луч лазера перемещался с кантилевера на кантилевер за счет перемещения держателя образца. Для того чтобы иметь возможность перемещать держатель внутри вакуумной камеры дистанционно, он был жестко закреплен на двух соединенных между собой столиках MicroFlex 50P фирмы Photon Control. Каждый столик имел встроенный пьезодвигатель, обеспечивающий перемещение верхней секции столика относительно нижней в одном направлении на расстояние до 100 мкм. Столики управлялись источником питания, имеющем три выходных канала и обеспечивающем напряжение  $0 \div 150$  В на каждом канале. Таким



образом, соединенные вместе столики позволяли дистанционно перемещать держатель в двух направлениях на расстояние 100 мкм. Источник питания находился за пределами вакуумной камеры и подключался к столикам через специально изготовленный вакуумный ввод. Держатель образца, закрепленный на пьезостоликах, показан на рис. 9.5.

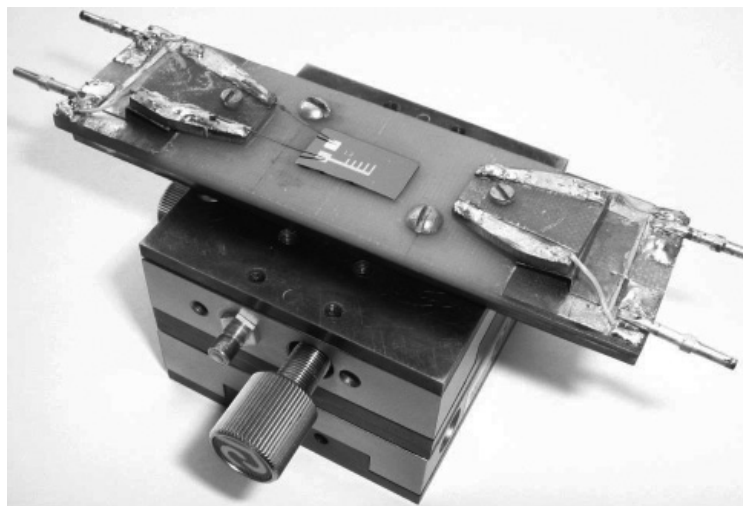


Рисунок 9.5. Держатель образца, закрепленный на пьезостоликах

Колебания кантилеверов возбуждались электростатическим методом. Между кантилеверами и кремниевой подложкой прикладывалось электрическое напряжение (рис. 9.6), кантилеверы притягивались к подложке под действием электростатической силы. Для этого на чип устанавливались две вольфрамовые иглы: одна – на контактную площадку кантилеверов, другая – на контактную площадку кремниевой подложки, возбуждающее напряжение подавалось на эти иглы. В МЭМС/НЭМС-резонаторах в качестве возбуждающего сигнала принято использовать комбинацию постоянного и переменного напряжений. Это делается для того, чтобы колебания исследуемого резонатора по частоте совпадали с управляющим сигналом. Однако подача управляющего напряжения приводит к сдвигу резонансной частоты системы. Для уменьшения данного сдвига постоянное напряжение не подавалось, возбуждающий сигнал представлял собой синусоидальное напряжение:

$$V(\tau) = V_{AC} \cos(\omega\tau), \quad (9.1)$$

где  $V_{AC}$  и  $\omega$  – соответственно, амплитудное напряжение и частота переменного сигнала,  $\tau$  – время. Сигнал подавался от прецизионного генератора.

Начальная настройка измерительного стенда выполнялась таким образом, что при отсутствии колебаний кантилевера отраженный от его поверхности луч

попадал на границу секторов (0 В на выходе ФП). Затем на чип подавалось управляющее напряжение, и кантилевер начинал совершать вынужденные колебания. При этом отраженный от его поверхности луч отклонялся от начального положения и поочередно перекрывал сектора ФП, на выходе которого наблюдался переменный электрический сигнал. Этот сигнал поступал на вольтметр (рис. 9.4). Генератор и вольтметр управлялись дистанционно через интерфейс GPIB с помощью PCI-GPIB контроллера, установленного в персональный компьютер. Управление осуществлялось с помощью программного обеспечения [16], написанного в среде LabView. Программа позволяла в автоматическом режиме снимать резонансную кривую кантилевера в заданном диапазоне частот с требуемым шагом по частоте. Входными данными программы являлись исследуемый диапазон частот (максимально возможный диапазон – от 0,001 Гц до 1 МГц), шаг по частоте (минимальный шаг – 0,001 Гц), амплитуда возбуждающего сигнала (максимальная амплитуда – 4 В, шаг – 0,01 мВ), время стабилизации (время, которая программа выдерживала между шагами по частоте). Принцип работы программы заключался в следующем: программа задавала возбуждающему генератору частоту, соответствующую нижней границе исследуемого частотного диапазона, и амплитуду возбуждения, затем выдерживала время стабилизации и считывала амплитуду сигнала на выходе ФП через вольтметр. Затем программа делала шаг по частоте, выдерживала время стабилизации и снова считывала показания вольтметра и т.д. Амплитуда возбуждающего сигнала в процессе съема резонансной кривой не менялась. По достижении верхней границы частотного диапазона программа выдавала массив данных  $(f_{\text{возб}}, U_{\text{фп}})_i$  в виде таблицы формата XLS, где  $f_{\text{возб}}$  – частота возбуждающего сигнала,  $U_{\text{фп}}$  – амплитуда выходного сигнала ФП, который представлял собой резонансную кривую кантилевера. По полученным данным вручную определялись резонансные частоты кантилевера (как координаты максимумов резонансной кривой) и добротности (как отношение резонансной частоты к ширине резонансного пика на уровне  $1/\sqrt{2}$  от максимума).

Начальным этапом измерения резонансных характеристик был съем резонансной кривой кантилевера в широком диапазоне частот с большим шагом по частоте. Это позволяло определить положение резонансных пиков. На рис. 9.7а показан пример резонансной кривой, снятой на кантилевере Ti/Al/Ti ( $30 \times 8 \times 0,12$  мкм) в диапазоне  $0 \div 250$  кГц с шагом по частоте 1 кГц. Относительно большой шаг использовался в широком диапазоне частот для того, чтобы обеспечить небольшое время съема резонансной кривой. Резонансные кривые исследуемых кантилеверов имели особенность. Одна и та же колебательная мода кантилевера возбуждалась сигналом двух частот: частотой, в два раза меньшей резонансной частоты кантилевера (левый пик на рис. 9.7а), и частотой, совпадающей с резонансной частотой (правый пик). Таким образом, на резонансной кривой всегда наблюдались два пика, отличающиеся по частоте в 2 раза. Данная особенность являлась следствием электростатического возбуждения колебаний кантилевера, а именно того факта, что электростатическая сила пропорциональна квадрату возбуждающего синусоидального напряжения. Описание влияния электростатического возбуждения на резонансные частоты кантилевера

можно найти, например, в работе [17]. Так как оба пика на резонансной кривой соответствовали одной и той же колебательной моде, то резонансную частоту и добротность кантилевера можно было измерять по любому из этих пиков. Более того, данное явление использовалось при исследовании кантилеверов, резонансные частоты которых превышали 1 МГц. Измерение резонансной частоты и добротности выполнялось по пику, возбуждаемому на половине резонансной частоты (если только его частота не превышала 1 МГц).

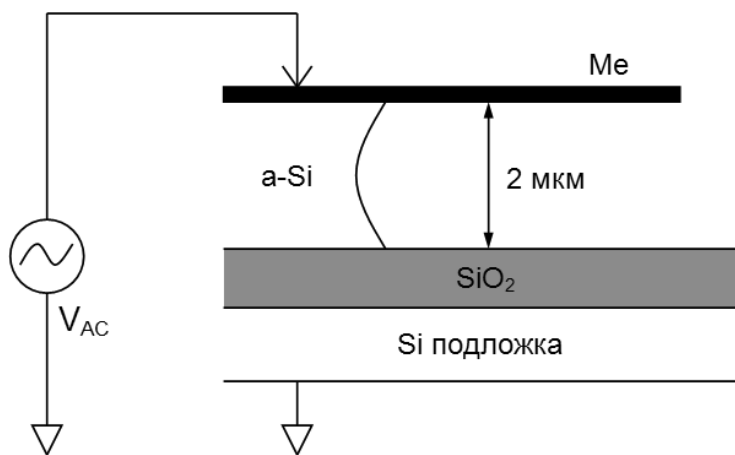
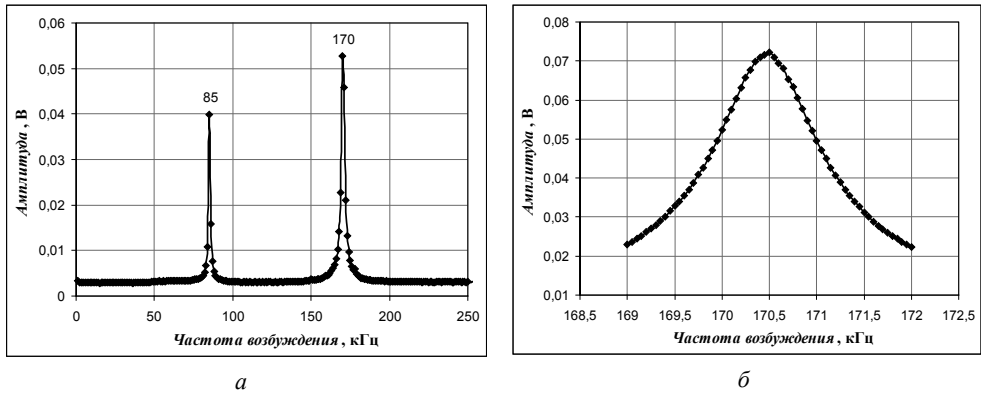


Рисунок 9.6. Возбуждение колебаний кантилевера

После того как был выбран исследуемый резонансный пик, измерения выполнялись в узком диапазоне частот с малым шагом по частоте. На рис. 9.7б показан правый пик резонансной кривой рис. 9.7а, снятый на диапазоне частот шириной 3 кГц с шагом 50 Гц. Пик имел форму колокола, координата вершины соответствовала резонансной частоте кантилевера. Важно было следить за симметричностью резонансного пика, т.к. несимметричная форма свидетельствовала о нелинейности колебаний. Нелинейные колебания кантилеверов возникали, как правило, при больших амплитудах колебаний. Линейный режим обеспечивался путем уменьшения амплитуды возбуждающего сигнала. Амплитуда возбуждения, обеспечивающая симметричность и, в то же время, приемлемую высоту резонансного пика, зависела от геометрических размеров и других особенностей кантилевера, и для каждого кантилевера подбиралась индивидуально. Шаг по частоте также подбирался индивидуально и зависел от добротности кантилевера (от ширины пика). Чем уже был пик, тем меньший шаг требовался для получения гладкой формы пика.

Вследствие различных особенностей кантилевера, шумов и внешних вибраций не всегда удавалось тщательно, с малым шагом по частоте промерить резонансный пик и получить форму колокола, как на рис 9.7б. Зачастую



**Рисунок 9.7.** Резонансные кривые кантилевера Ti/Al/Ti размерами  $30 \times 8 \times 0,12$  мкм: а) широкий диапазон частот, шаг – 1 кГц; б) узкий диапазон частот, шаг – 0,05 кГц

непосредственно из полученных значений  $(f_{\text{возб}}, U_{\text{фп}})_i$  невозможно было определить резонансную частоту и добротность кантилевера. В таких случаях применялась аппроксимация резонансного пика функцией Лоренца:

$$u(x) = u_0 + \frac{2A}{\pi} \frac{b}{4(x - x_c)^2 + b^2}, \quad (9.2)$$

где  $u_0$ ,  $A$ ,  $b$ ,  $x_c$  – вещественные числа,  $x_c$  – координата вершины пика. Из уравнения данной функции затем рассчитывалась добротность кантилевера. Аппроксимация выполнялась с помощью программы «OriginPro».

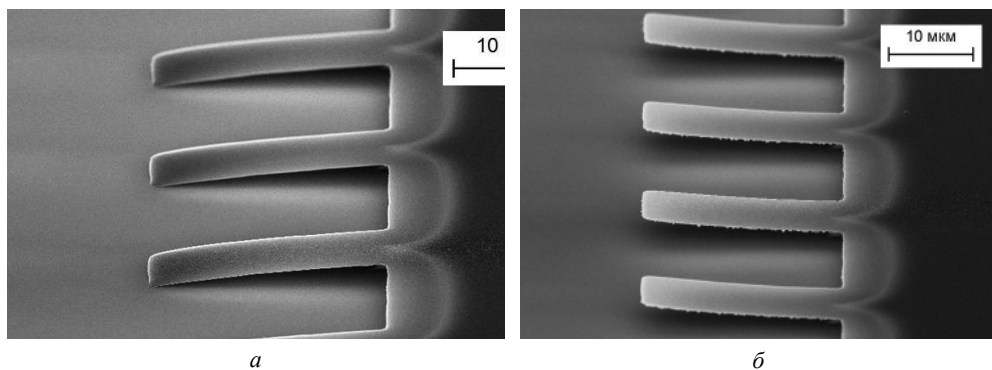
### § 3. ОСОБЕННОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И КОНСТРУКЦИИ КАНТИЛЕВЕРОВ. МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ

#### А. Изготовление кантилеверов Cr/Al/Cr

Основной проблемой при изготовлении кантилеверов Cr/Al/Cr является их изгиб под действием остаточных напряжений, возникших в трехслойной металлической пленке в процессе ее нанесения. При удалении жертвенного слоя остаточные напряжения освобождались и приводили к изгибу кантилеверов вниз, к подложке. Кантилеверы при этом, как правило, касались подложки и прилипали к ней под действием адгезионных сил.

Для снятия остаточных напряжений в пленке Cr/Al/Cr применялся вакуумный термический отжиг образцов перед освобождением [11]. Температура отжига составляла 330 °С, время – 1 ч, давление в камере –  $3 \cdot 10^{-6}$  мбар. На рис. 9.8

показаны СЭМ-изображения отожженных и неотожженных кантилеверов Cr/Al/Cr с размерами  $20 \times 8 \times 0,12$  мкм. Освобождение тех и других кантилеверов выполнялось одновременно, время травления a-Si составляло 30 с, скорость травления – 8 мкм/мин. Видно, что неотожженные кантилеверы после освобождения были наклонены вниз и касались подложки, а отожженные были практически ровными или имели небольшой изгиб вверх. Таким образом, вакуумный отжиг образцов до освобождения позволял избегать изгиба вниз кантилеверов Cr/Al/Cr и потери функциональности.

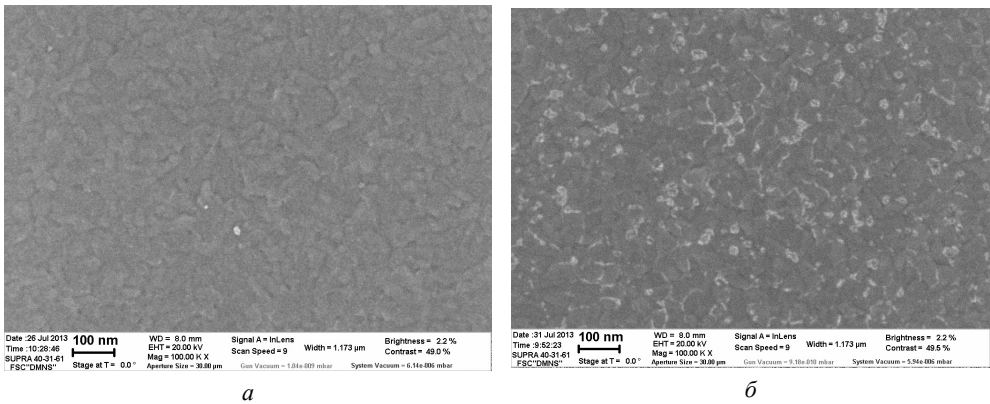


**Рисунок 9.8.** Кантилеверы Cr/Al/Cr размерами  $20 \times 8 \times 0,12$  мкм: а) неотожженные; б) отожженные

Было обнаружено, что вакуумный термический отжиг приводил к изменениям поверхности образца. СЭМ-изображения поверхности пленки Cr/Al/Cr (5/30/5 нм) до и после отжига показаны на рис. 9.9. В результате отжига на поверхности появлялись светлые вкрапления, пятна с латеральным размером  $20 \div 50$  нм. Аналогичная ситуация наблюдалась при отжиге пленок Cr/Al/Cr (10/60/10 и 15/90/15 нм). Однако структура пленок и размер зерен не изменялись в результате отжига. Более того, вкрапления были заметны лишь при наблюдении поверхности под углом к плоскости образца, близким к  $90^\circ$ . В случае наблюдения поверхности под углом  $30 \div 45^\circ$ , когда контраст СЭМ-изображения во многом обуславливался рельефом поверхности, различие между отожженным и неотожженным образцами не наблюдалось.

Для определения химического состава светлых пятен на поверхности отожженных образцов использовался рентгеновский энергодисперсионный микроанализ. Исследовались отожженный и неотожженный образцы Cr/Al/Cr (5/30/5 нм). Измерения выполнялись при следующих настройках СЭМ и ЭДС: рабочее расстояние – 8,0 мм, ускоряющее напряжение – 8 кВ, апертура – 30,0 мкм, увеличение –  $100000\times$ , размер кадра –  $1 \times 1,2$  мкм, время набора энергетического спектра – 200 с (набор выполнялся со всего кадра). РМА выполнялся в трех различных местах каждого образца, на каждом участке анализа был получен энергетический спектр рентгеновского излучения. Итоговые значения высоты пиков

получались путем усреднения по трем спектрам. В спектрах обоих образцов были четко различимы пики, соответствующие углероду, хромю, кислороду, алюминию и кремнию. Присутствие пиков Cr и Al было связано с наличием пленки Cr/Al/Cr на поверхности образцов. Возникновение пика Si в спектре было связано с наличием слоя SiO<sub>2</sub> под металлической пленкой, а также с наличием кремниевой подложки. Пик O также присутствовал благодаря слою SiO<sub>2</sub>. Наличие пика C, скорее всего, было связано с остатками фоторезиста на образцах после литографии. Для каждого образца значения высоты пиков усреднялись по трем спектрам. Полученные значения представлены в Таблице 9.1. Высота пика представляла собой число рентгеновских квантов соответствующей энергии, зарегистрированных детектором.



**Рисунок 9.9.** СЭМ-изображения поверхности пленки Cr/Al/Cr (5/30/5 нм) под углом 90° к плоскости образца: а) до отжига; б) после отжига

Отожженный и неотожженный образцы незначительно отличались друг от друга по высоте пиков Cr, Al и Si, разница не превышала 6 %. Однако различие по пикам C и O было более заметно. У отожженного образца пик углерода был на 36,5 % ниже, чем у неотожженного. Следовательно, в результате отжига в образце понизилось содержание углерода. Вероятно, это было связано с тем, что в процессе вакуумного термического отжига остатки фоторезиста частично удалились с образца. Пик кислорода у отожженного образца был на 10,7 % выше, чем у неотожженного. Возможно, образец окислился при отжиге, и именно с этим было связано появление пятен на поверхности пленки Cr/Al/Cr. К сожалению, химический состав отдельных пятен определить не удалось вследствие их малых размеров.

Вакуумный термический отжиг практически не изменял морфологию поверхности металлической пленки. Возможно, кристаллическая структура пленки также не изменялась. В пользу этого говорила относительно низкая температура отжига, равная 330 °С. Однако отжиг модифицировал (пусть и в малой степени) поверхность пленки Cr/Al/Cr. В процессе отжига на поверхности мог

формироваться слой оксида, влияющий на изгиб кантилеверов. В то же время, отжиг уже освобожденных кантилеверов не изменял их изгиба. Неотожженные кантилеверы при освобождении изгибались вниз и, как правило, прилипали к подложке. В этом случае, вероятно, слой оксида был не в состоянии отлепить кантилеверы от подложки. Таким образом, механизмы влияния вакуумного термического отжига на свойства кантилеверов до конца не выяснены. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

**Таблица 9.1.** Высоты пиков в энергетических спектрах неотожженного и отоженного образцов Cr/Al/Cr (5/30/5 нм)

Хим. элемент (энергия пика)	Неотожженный образец, высота пика (число квантов)	Отожженный образец, высота пика (число квантов)
Нулевой пик (0 кэВ)	8829 ± 89	8798 ± 48
C (0,28 кэВ)	74 ± 8	47 ± 2
Cr (0,50 кэВ)	88 ± 4	85 ± 3
O (0,53 кэВ)	84 ± 5	93 ± 1
Cr (0,57 кэВ)	82 ± 7	83 ± 5
Al (1,48 кэВ)	382 ± 10	405 ± 6
Si (1,74 кэВ)	2552 ± 16	2568 ± 34

Важным фактом являлось то, что поверхность кантилеверов Cr/Al/Cr не изменялась в процессе плазменного травления жертвенного слоя. Это было подтверждено СЭМ- и СТМ-исследованиями. После удаления жертвенного слоя металлическая пленка Cr/Al/Cr сохраняла исходную зернистость и шероховатость независимо от режима травления a-Si. Освобожденный кантилевер и опорная площадка имели одинаковую морфологию поверхности. Стойкость к плазменной обработке являлась важным свойством кантилеверов Cr/Al/Cr.

## Б. Изготовление кантилеверов Ti/Al/Ti

В отличие от образцов Cr/Al/Cr, поверхность кантилеверов Ti/Al/Ti претерпевала изменения в процессе удаления жертвенного слоя. При наблюдении в СЭМ данное изменение выглядело как появление темных пятен или пор на поверхности пленки. Изгиб освобожденных кантилеверов Ti/Al/Ti зависел от степени изменения поверхности пленки относительно исходной, не подвергавшейся плазменной обработке. Изменение поверхности, в свою очередь, зависело от режима (времени и скорости) травления a-Si. На рис. 9.10 показаны СЭМ-изображения поверхности образца Ti/Al/Ti (15/90/15 нм) до освобождения и образцов, отличающихся временем ( $\tau$ ) и скоростью травления ( $\nu$ ) жертвенного слоя.

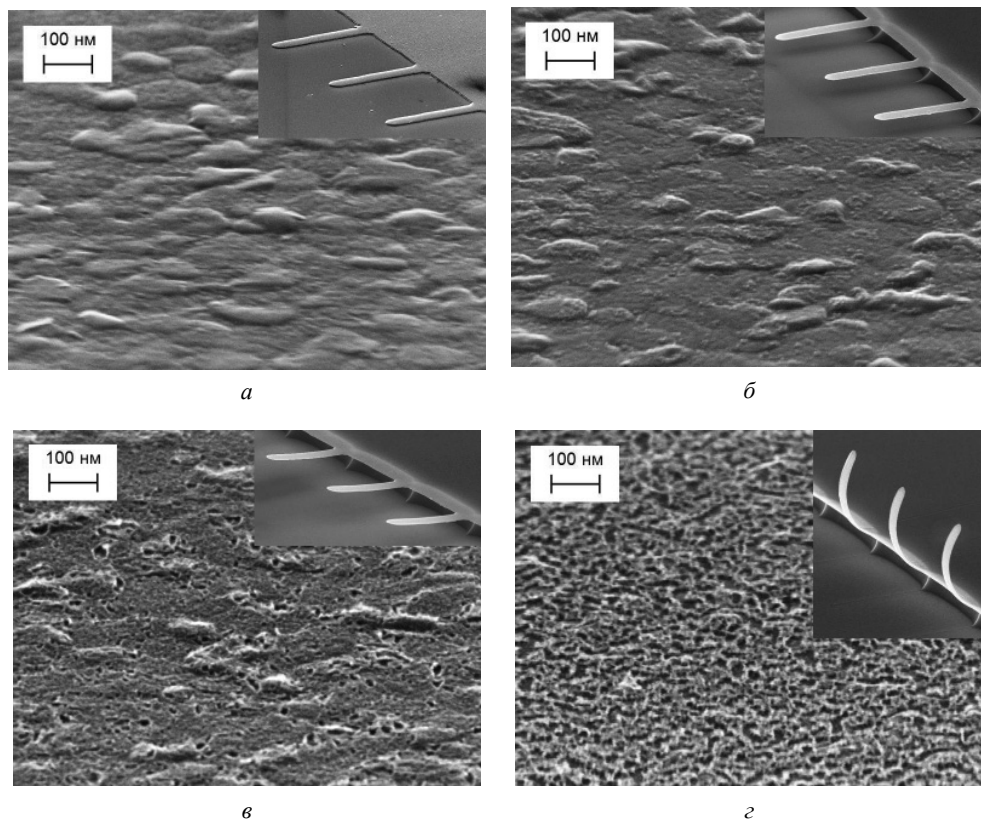
На вставках изображены кантилеверы, поверхность которых представлена на соответствующих снимках. Время и скорость травления были подобраны таким образом, что у всех образцов было удалено одинаковое количество  $a\text{-Si}$ . Видно, что чем дольше происходило удаление жертвенного слоя, тем сильнее изменялась поверхность металлической пленки. Пятен, напоминающих канавки, становилось все больше. При этом освобожденные кантилеверы приобретали все больший изгиб вверх, от подложки. Стоит отметить, что при  $\tau = 15$  с освобожденные кантилеверы имели практически идеальную форму, т.е. были неизогнутыми и параллельными подложке (вставка на рис. 9.10б).

Исследовался химический состав образцов, поверхность которых показана на рис. 9.10. Настройки СЭМ и ЭДС были следующими: рабочее расстояние – 8,0 мм, ускоряющее напряжение – 8 кВ, апертура – 60,0 мкм, увеличение – 100000 $\times$ , размер кадра –  $1 \times 1,2$  мкм, время набора энергетического спектра – 600 с (набор выполнялся со всего кадра). Как и в случае образцов  $\text{Cr/Al/Cr}$ , РМА выполнялся в трех различных областях каждого образца, итоговые значения высоты пиков получались путем усреднения по трем участкам анализа. На полученных рентгеновских спектрах были четко различимы пики, соответствующие углероду, кислороду, фтору, алюминию, кремнию и титану. Наличие F в образцах, скорее всего, было связано с тем, что удаление жертвенного слоя происходило в плазме  $\text{SF}_6$ . Причины появления других пиков были аналогичны образцам  $\text{Cr/Al/Cr}$  и описаны выше.

Спектры исследуемых образцов отличались высотой пиков. На рис. 9.11а показаны зависимости высоты пиков C, O, F и Ti от времени удаления жертвенного слоя. Пик углерода имел наибольшую высоту на образце, где жертвенный слой не удалялся. Однако на образце с  $\tau = 15$  с данный пик был значительно ниже. Вероятно, фоторезист, оставшийся на образце после взрывной литографии, удалялся в плазме, с чем и был связан резкий спад высоты пика углерода. С дальнейшим увеличением времени удаления жертвенного слоя наблюдался рост пика C, что могло говорить о накоплении углерода в пленке  $\text{Ti/Al/Ti}$ . С увеличением времени удаления  $a\text{-Si}$  в металлической пленке также росло содержание O и F. При этом рост высоты пиков O и F постепенно замедлялся и выходил на насыщение.

Содержание Ti в металлической пленке уменьшалось с увеличением времени удаления  $a\text{-Si}$ . Это было видно по высоте пика с энергией 4,51 кэВ. Видимо, титан частично удалялся с поверхности пленки в процессе травления жертвенного слоя. Выяснить, что представляли собой пятна, появляющиеся на поверхности пленки  $\text{Ti/Al/Ti}$  (рис. 9.10в, з), не удалось вследствие их малых размеров. Предположительно, они являлись ямками травления в верхнем слое титана. С частичным удалением Ti с поверхности, скорее всего, был связан и изгиб освобожденных кантилеверов. Так как жесткость верхнего слоя титана падала, остаточные напряжения в слое алюминия сдерживались меньше, поэтому кантилеверы изгибались вверх. Если изменение поверхности пленки были минимальны, т.е. титан с ее поверхности практически не удалялся, кантилеверы получались ровными, параллельными подложке.

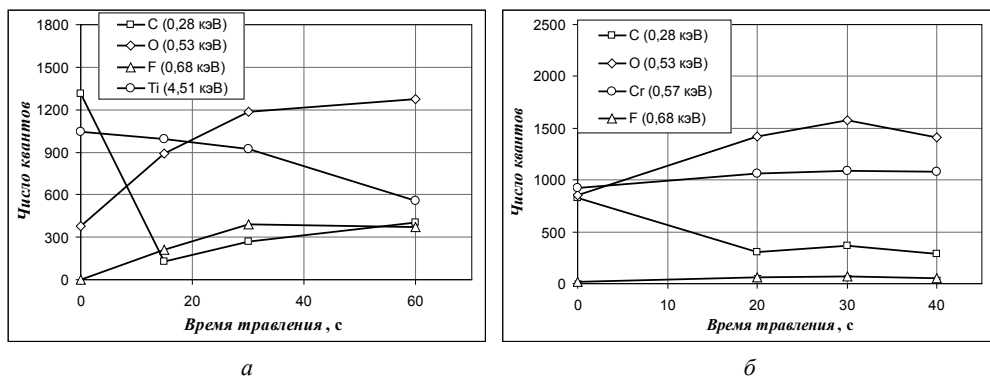




**Рисунок 9.10.** Поверхность кантилеверов Ti/Al/Ti (15/90/15 нм): а) образец до освобождения; б)  $\tau = 15$  с,  $\nu = 8$  мкм/мин; в)  $\tau = 30$  с,  $\nu = 4$  мкм/мин; г)  $\tau = 60$  с,  $\nu = 2$  мкм/мин. На вставках – кантилеверы размерами  $10 \times 2 \times 0,12$  мкм. Наблюдение под углом  $90^\circ$  к плоскости образца

Для проверки подобных изменений химического состава пленки Cr/Al/Cr в процессе освобождения кантилеверов был выполнен РМА образцов, отличающихся друг от друга временем плазменного травления a-Si. На рис. 9.11б показаны зависимости высоты пиков C, O, Cr и F от времени удаления жертвенного слоя. С увеличением времени травления в пленке Cr/Al/Cr, в отличие от пленки Ti/Al/Ti, не увеличивалось содержание углерода и фтора. При этом содержание фтора было очень низким. Содержание кислорода в образцах, у которых удалялся a-Si, несколько превышало содержание в исходном образце, однако оно не росло с увеличением времени травления. Содержание Cr в образце не уменьшалось. Это свидетельствовало о том, что Cr не удалялся с поверхности пленки в процессе травления a-Si. Полученные результаты вполне согласуются с тем фактом, что поверхность кантилеверов Cr/Al/Cr не изменялась в результате освобождения, и подтверждают вывод о стойкости данных кантилеверов к плазменной обработке.

Как и в случае образцов Cr/Al/Cr, у кантилеров Ti/Al/Ti существовала проблема изгиба при освобождении. Она решалась путем подбора режимов удаления жертвенного слоя. Для исключения изгиба кантилеров требовалось выполнять освобождение как можно быстрее, с максимальной селективностью травления кремния по отношению к титану. При этом вышеописанные изменения пленки Ti/Al/Ti были минимальны. Применять термический отжиг образцов не было необходимости. Однако с уменьшением толщины кантилера чувствительность титана к плазменной обработке сказывалась сильнее. Изготавливать ровные кантилеры Ti/Al/Ti толщиной 40 и 80 нм не удавалось, минимальные изменения поверхности кантилера при освобождении вызывали значительный изгиб вверх. Поэтому были изготовлены и исследованы кантилеры Ti/Al/Ti лишь толщиной 120 нм.



**Рисунок 9.11.** Зависимость высоты пиков рентгеновского спектра от времени травления a-Si: а) образцы Ti/Al/Ti (15/90/15 нм); б) образцы Cr/Al/Cr (15/90/15 нм)

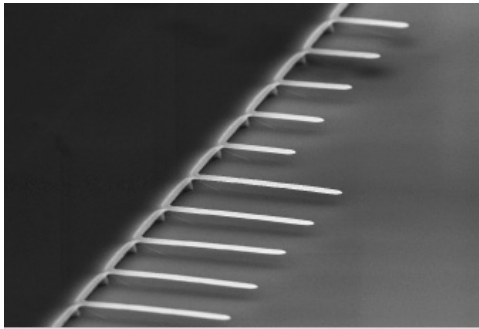
## В. Назначение трехслойной структуры кантилеров

Одной из основных проблем при изготовлении металлических кантилеров является их изгиб под действием остаточных напряжений, возникающих в металлической пленке в процессе ее нанесения. Существует несколько способов решения данной проблемы: подбор технологических условий нанесения пленки [7], подбор материала (например, использование металлических композитов [6]), термический отжиг нанесенной пленки [3]. Метод использования многослойной структуры кантилеров применяется относительно редко. Как правило, кантилевер покрывается с одной или двух сторон тонкими адгезионными, защитными или химически активными слоями. Так, в работе [18] представлен микропереключатель на основе трехслойного кантилера Cr/Al/Cr (1/200/1 нм). Авторы [18] отмечают, что тонкие слои хрома предохраняли слой алюминия от окисления, а также снижали остаточные напряжения, возникающие в нем при нанесении. Однако эти слои были весьма тонкими и не вносили существенный вклад в упругие свойства кантилера.

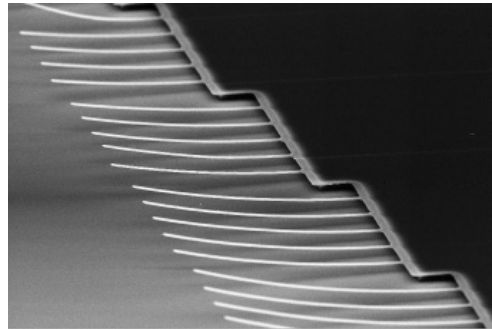
Для уменьшения изгиба металлических кантилеверов под действием остаточных напряжений применялась симметричная трехслойная структура кантилевера [11]. Исследовались два типа кантилеверов: Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti. Толщины слоев металла находились в соотношении 1/6/1. Слои Cr и Ti служили для компенсации градиента внутренних напряжений, существующего в слое алюминия и приводящего к изгибу кантилевера при освобождении. Они также предохраняли слой Al от окисления. Кроме того, нижние слои Cr и Ti являлись адгезионными слоями для Al. Экспериментальные данные показали, что для изготовления практически ровных кантилеверов Cr/Al/Cr необходимо применять вакуумный термический отжиг при относительно низкой температуре 330 °С. Это позволяло избежать проблем, связанных с высокотемпературным отжигом, например, взаимной диффузии материалов на границе кантилевер/жертвенный слой. В случае кантилеверов Ti/Al/Ti необходимо было выполнять удаление жертвенного слоя с максимальной селективностью травления кремния по отношению к титану. Никаких дополнительных технологических операций для получения ровных кантилеверов Ti/Al/Ti не требовалось. На рис. 9.12 показаны примеры изготовленных кантилеверов Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti различных геометрических размеров. В некоторых случаях кантилеверы имели небольшой изгиб вверх. Использование симметричной трехслойной структуры позволяло с высокой степенью повторяемости изготавливать прямые металлические кантилеверы, обладающие сверхвысоким отношением длины к толщине.

### Г. Особенности конструкции кантилеверов

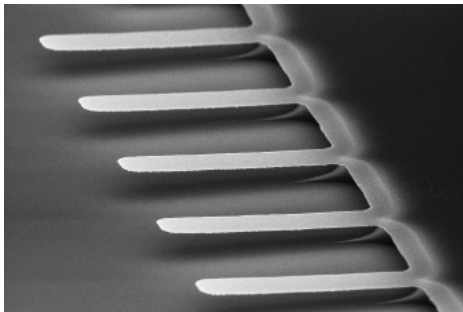
В работе [11] нанокантилеверы имели ряд конструктивных особенностей, обусловленных технологией изготовления. Освобождение кантилеверов выполнялось методом реактивного ионного травления кремния в плазме SF<sub>6</sub> ВЧ-индукционного разряда. Травление протекало изотропно. При этом жертвенный слой удалялся не только из-под кантилеверов, но также и из-под опорной площадки. На рис. 9.13 показаны СЭМ-изображения освобожденных кантилеверов (вид сверху). Электронный луч частично проходил через металлическую пленку, поэтому под ней была четко различима граница жертвенного слоя. На середине ширины кантилевера эта граница имела выступ. На рис. 9.13а вершина выступа совпадает с началом кантилевера (обозначено пунктирной линией), данный кантилевер был освобожден практически идеально. Однако зачастую встечались ситуации, когда выступ жертвенного слоя либо располагался в глубине опорной площадки (рис. 9.13б), либо, наоборот, заходил на кантилевер (рис. 9.13в). В первом случае было удалено больше аморфного кремния, чем требовалось, т.е. произошел перетрав. Во втором случае жертвенный слой был недостаточно удален, т.е. имелся недотрав. Недотрав/перетрав изменял эффективную длину кантилевера и влиял на его резонансные частоты. В работах [19, 20] показано, что для аналитического расчета собственных частот кантилевера с недотравом/перетравом следует делать поправку к его длине. При этом величина



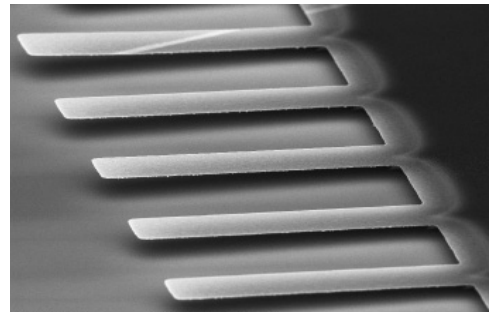
а



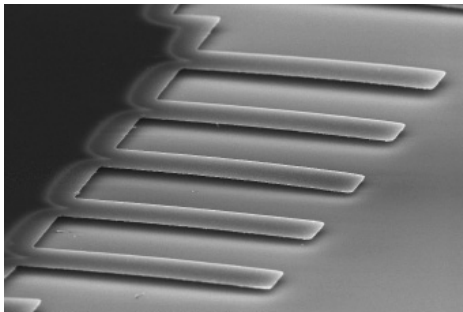
б



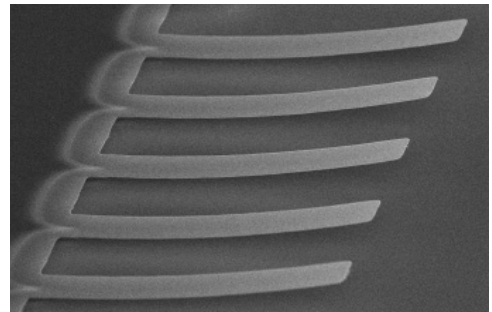
в



г



д



е

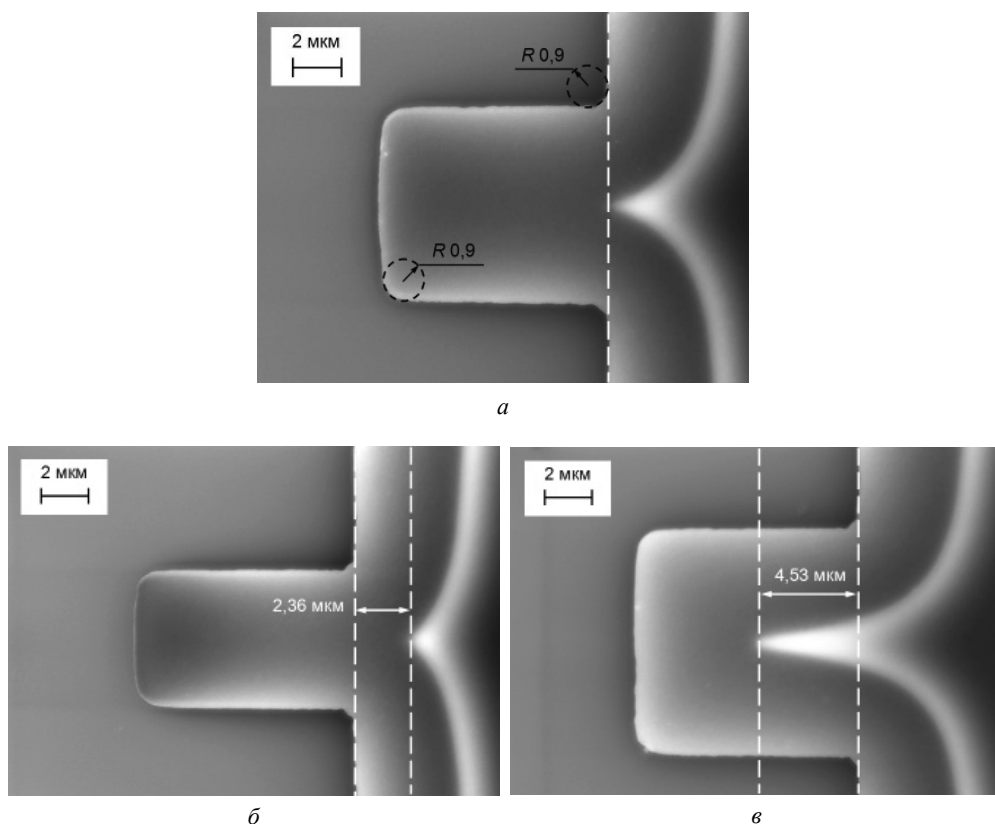
**Рисунок 9.12.** СЭМ-изображения кантилеров: а) Cr/Al/Cr –  $(10 \div 20) \times 2 \times 0,04$  мкм; б) Cr/Al/Cr –  $(40 \div 70) \times 2 \times 0,08$  мкм; в) Cr/Al/Cr –  $20 \times 4 \times 0,08$  мкм; г) Cr/Al/Cr –  $40 \times 8 \times 0,08$  мкм; д) Cr/Al/Cr –  $50 \times 10 \times 0,12$  мкм; е) Ti/Al/Ti –  $50 \times 10 \times 0,12$  мкм

поправки не совпадает с величиной недотрава/перетрава, определенной по СЭМ-изображению (рис. 9.13), а рассчитывается на основе геометрии конкретного кантилера методом конечных элементов.

Чтобы избежать недотрава/перетрава при освобождении кантилеверов, требовалось подобрать время и скорость травления a-Si. Подбор делался исходя из ширины кантилеверов, которые требовалось освободить. Использовалось следующее соотношение:

$$2v\tau \approx w, \quad (9.3)$$

где  $v$  – скорость травления a-Si,  $\tau$  – время травления,  $w$  – ширина кантилевера. Например, в случае кантилеверов  $w = 8$  мкм можно использовать  $v = 8$  мкм/мин и  $\tau = 30$  с, или  $v = 4$  мкм/мин и  $\tau = 60$  с. Указанные кантилеверы освободятся практически идеально, кантилеверы с  $w < 8$  мкм будут иметь перетрав,  $w > 8$  мкм – недотрав. Однако на практике сложно осуществить точный контроль скорости плазменного травления a-Si, поэтому кантилеверы, как правило, все же имели перетрав или недотрав. У изготовленных кантилеверов максимальная величина недотрава составляла 1 мкм, перетрава – 2,3 мкм.



**Рисунок 9.13.** Кантилеверы Cr/Al/Cr  $L = 10$  мкм,  $t = 40$  нм: а)  $w = 8$  мкм, освобожден практически идеально; б)  $w = 6$  мкм, перетрав – 2,36 мкм; в)  $w = 10$  мкм, недотрав – 4,53 мкм

Кантилеверы обладали еще одной особенностью – непрямоугольными краями. На рис. 9.13 видно, что в месте крепления к опорной площадке кантилеверы имеют уширения. Их возникновение является следствием использования УФ-литографии. Форма уширений, как правило, аппроксимируется дугой окружности. В случае исследуемых кантилеверов радиус окружности составлял приблизительно 0,9 мкм. Данные уширения уменьшали эффективную длину кантилевера, и, следовательно, увеличивали его резонансную частоту. В работе [21] с помощью компьютерного моделирования методом конечных элементов показано, что влияние уширений на резонансную частоту кантилевера тем меньше, чем больше ширина кантилевера. При ширине кантилевера 1 мкм уширения радиусом 1 мкм увеличивают резонансную частоту кантилевера не более чем на 5 %. Кантилеверы имели ширину  $2 \div 10$  мкм, поэтому влияние уширений на их резонансные частоты не учитывалось. На свободном конце кантилеверы имели скругления, имеющие форму дуги окружности примерно того же радиуса, что и в месте крепления. Данный дефект формы кантилевера также был обусловлен процессом фотолитографии.

Распространенным эффектом является прилипание нанокантилеверов к подложке под действием адгезионных сил [22]. Несмотря на относительно большую толщину жертвенного слоя (2 мкм) и на сухой метод освобождения, изготовить ровные, параллельные подложке и при этом незалипшие кантилеверы длиной свыше  $60 \div 70$  мкм не удавалось. Более длинные кантилеверы не прилипали к подложке только в том случае, если были изогнуты вверх. На рис. 9.14 показаны незалипшие кантилеверы Cr/Al/Cr (15/90/15 нм), имеющие ширину 8 мкм и длину  $90 \div 100$  мкм. Стоит отметить, что прилипание кантилеверов происходит как при освобождении, так и в процессе измерения резонансных характеристик. При достаточно большой амплитуде колебаний кантилевер мог приблизиться к подложке на достаточно малое расстояние и прилипнуть к ней. Данный эффект известен как динамическое схлопывание (dynamic pull-in, [23, 24]). Он используется в МЭМС/НЭМС-переключателях для уменьшения напряжения срабатывания [23]. Кантилеверы, прилипшие к подложке в процессе колебаний, уже не возвращались в исходное состояние и теряли работоспособность.

### **Д. Морфология поверхности кантилеверов**

Кантилеверы, изготовленные из различных металлов, отличаются морфологией поверхности. В случае микро-/нанопереключателя рельеф поверхности кантилевера и находящегося под ним контактного электрода влияет на контактное сопротивление переключателя [9], а также на величину адгезионных сил, действующих между кантилевером и электродом при схлопывании [25]. С морфологией поверхности связана добротность нанокантилевера [8], поэтому морфологию необходимо учитывать при разработке резонансных сенсоров. Рельефом определяется площадь поверхности кантилевера. Поэтому кантилеверы, отличающиеся рельефом, могут иметь различную чувствительность к изменениям состояния поверхности. Таким образом, при разработке МЭМС/НЭМС на основе кантилевера знания о морфологии его поверхности необходимы.

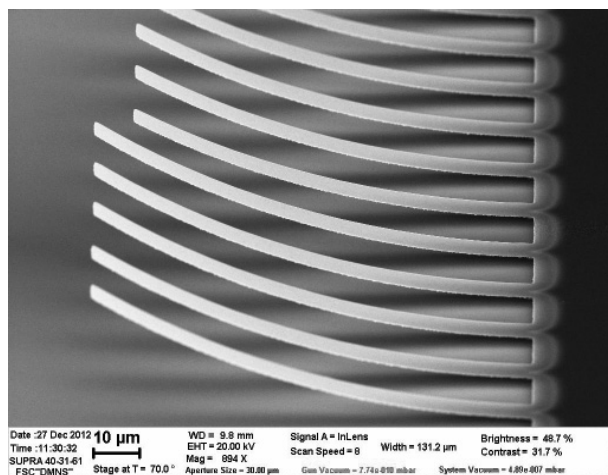


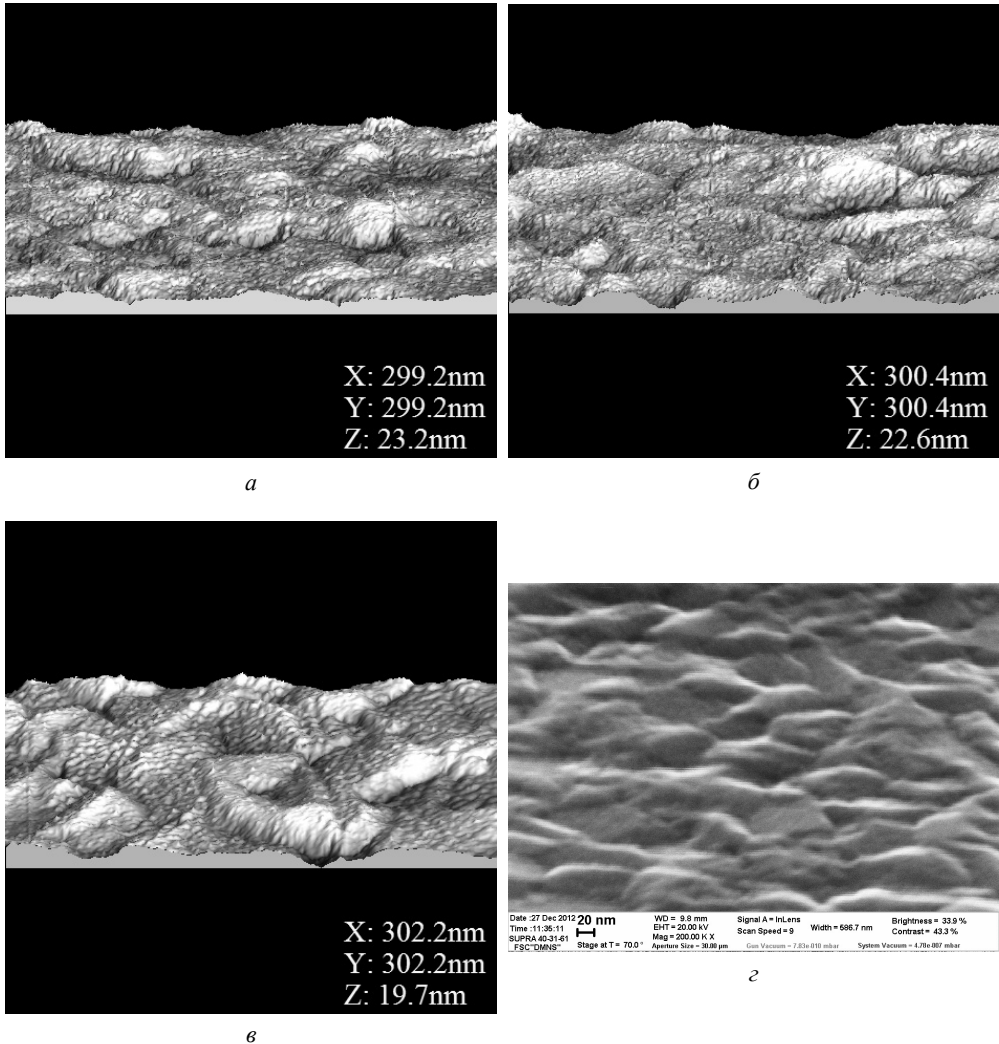
Рисунок 9.14. Кантилеверы Cr/Al/Cr размерами  $(90 \div 100) \times 8 \times 120$  мкм

На рис. 9.15а–в представлены СТМ-изображения пленок Cr/Al/Cr толщиной 5/30/5, 10/60/10 и 15/90/15 нм. Все три пленки имели ярко выраженные крупные зерна, покрытые гофрировкой из более мелких зерен. Латеральные размеры крупных зерен увеличивались с увеличением толщины пленки: от  $15 \div 30$  нм у пленки 5/30/5 нм до  $60 \div 120$  нм у пленки 15/90/15 нм. При этом латеральный размер мелких зерен (гофрировки) с увеличением толщины пленки заметно не увеличивался и составлял около 5 нм. Предположительно, крупные зерна были сформированы слоем алюминия, мелкие – слоем хрома. Для сравнения на рис. 9.15г показано СЭМ-изображение пленки Cr/Al/Cr (15/90/15 нм). На СЭМ-изображении также видны крупные и мелкие зерна.

Были выполнены СТМ-измерения пленок Ti/Al/Ti (10/60/10 и 15/90/15 нм) (рис. 9.16). Аналогично образцам Cr/Al/Cr, пленки Ti/Al/Ti имели крупные зерна, покрытые гофрировкой. Однако размер мелких зерен был больше, чем у пленок Cr/Al/Cr, и составлял около 15 нм. С увеличением толщины пленки Ti/Al/Ti размер крупных зерен увеличивался: от  $30 \div 60$  нм у пленки толщиной 10/60/10 нм до  $60 \div 120$  нм у пленки 15/90/15 нм. Скорее всего, крупные зерна были сформированы алюминием, мелкие – титаном.

По полученным СТМ-изображениям с помощью программы «WSxM» выполнялся расчет параметров рельефа поверхности: среднеквадратичной шероховатости  $r$ , перепада высот  $d$  (высота наиболее высокой точки кадра минус высота наименее высокой точки), приведенной площади поверхности  $s$  (площадь поверхности, отнесенная к размеру кадра). Среднеквадратичная шероховатость задается выражением:

$$r = \sqrt{\frac{1}{G^2} \sum_{ij} (z_{ij} - \bar{z})^2}, \quad (9.4)$$

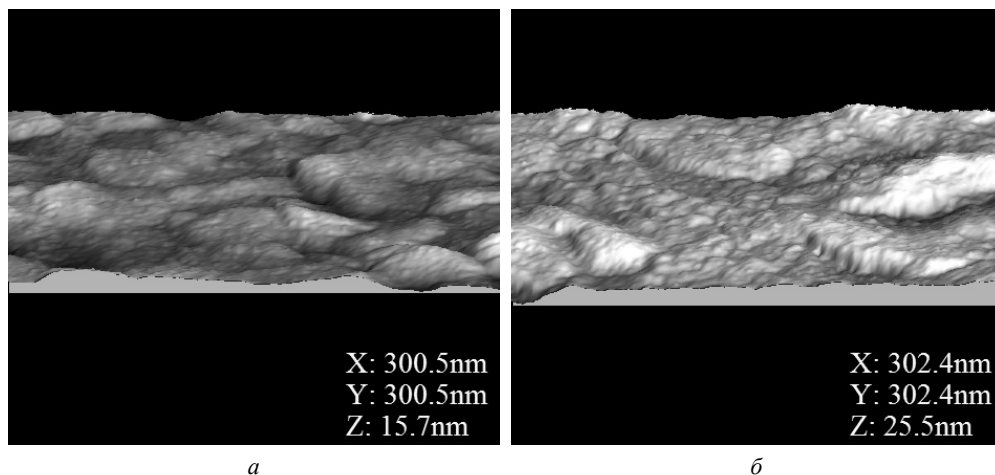


**Рисунок 9.15.** Изображения поверхности пленок Cr/Al/Cr: а) 5/30/5 нм, СТМ-изображение; б) 10/60/10 нм, СТМ-изображение; в) 15/90/15 нм, СТМ-изображение; г) 15/90/15 нм, СЭМ-изображение. Угол наблюдения –  $30^\circ$  к плоскости образца, размер изображений –  $300 \times 300$  нм

где  $G$  – количество точек в строке сканирования,  $Z_{ij}$  – значение высоты рельефа в точке кадра с координатами  $(i, j)$ ,  $\bar{Z}$  – средняя высота в кадре.

Для расчета использовались кадры размером  $1,2 \times 1,2$  мкм. Из них вырезались участки размером  $1 \times 1$  мкм, затем эти участки выровнивались методом вычитания параболы из каждой строки. И уже по выровненным участкам выполнялся расчет параметров рельефа. Для каждой пленки расчет проводился по  $3 \div 5$  кадрам. Усредненные результаты расчетов приведены в Таблице 9.2, значения шероховатости указаны с доверительными интервалами.





**Рисунок 9.16.** СТМ-изображения (размер –  $300 \times 300$  нм) поверхности пленок Ti/Al/Ti: а) 10/60/10 нм; б) 15/90/15 нм

С увеличением толщины пленки не наблюдалось значительного увеличения шероховатости, хотя латеральные размеры зерен увеличивались. Образцы Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti (10/60/10 нм) являлись исключением: они достаточно долгое время провели в воздухе при нормальных условиях, прежде чем были выполнены СТМ-измерения. Скорее всего, вследствие наличия оксида и различных загрязнений на поверхности пленок СТМ-изображения имели низкое качество, и картина исходного рельефа могла быть искажена. Значения шероховатости и перепада высот имели большой разброс от кадра к кадру, усредненные значения для данных пленок получились заниженными.

**Таблица 9.2.** Параметры рельефа металлических пленок

Пленка	$r$ , нм	$d$ , нм	$s$ , отн. ед.
Cr/Al/Cr (5/30/5 нм)	$3,06 \pm 0,28$	30,57	1,10
Cr/Al/Cr (10/60/10 нм) кадры низкого качества	$2,10 \pm 0,44$	18,48	1,06
Cr/Al/Cr (15/90/15 нм)	$3,16 \pm 0,43$	25,25	1,10
Ti/Al/Ti (10/60/10 нм) кадры низкого качества	$2,78 \pm 0,84$	22,26	1,07
Ti/Al/Ti (15/90/15 нм)	$3,69 \pm 0,16$	28,09	1,07

По количественным параметрам рельефа пленки Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti были близки. Пленки имели шероховатость  $3 \div 3,5$  нм и перепад высот –  $25 \div 30$  нм. Латеральные размеры крупных зерен у пленок одинаковой толщины совпадали,

разница была в размерах мелких зерен. Эти данные подтверждали утверждение о том, что зернистость и шероховатость данных пленок обеспечивалась главным образом слоем Al, а слои Cr и Ti обеспечивали мелкую гофрировку. Однако разница в рельефе между пленками Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti ощущалась визуально, пленки Ti/Al/Ti выглядели более гладкими. Возможно, слой алюминия, выращенный на титане, несколько отличался от слоя алюминия, выращенного на хrome. Данное утверждение не подтверждено количественными параметрами рельефа пленок и требует дополнительной проверки.

## § 4. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КАНТИЛЕВЕРА

### А. Уравнение движения кантилевера

Для анализа поведения кантилевера, как правило, используются модели Бернулли-Эйлера [26] и Тимошенко [27]. В теории Бернулли-Эйлера делаются следующие предположения: 1) поперечные сечения кантилевера, плоские и перпендикулярные его оси до деформации, во время изгиба остаются плоскими и перпендикулярными деформированной оси; 2) нормальные напряжения на площадках, параллельных оси, пренебрежимо малы, т.е. продольные сечения сопротивляются изгибу независимо, не оказывая друг на друга влияния; 3) инерцией вращения элемента кантилевера при изгибе пренебрегается.

В теории Тимошенко учитывается инерция вращения элемента кантилевера при изгибе, а также полагается, что поперечные сечения остаются плоскими, но не перпендикулярными деформированной оси кантилевера. В случае тонких кантилеверов и малых изгибов, как правило, применяется теория Бернулли-Эйлера, или классическая теория балки.

Пусть кантилевер имеет форму прямоугольного параллелепипеда длиной  $L$ , шириной  $w$  и высотой (толщиной)  $t$ . Нейтральный слой (нейтральная плоскость) кантилевера – слой, который при изгибе кантилевера не испытывает ни растяжения, ни сжатия. Вывод уравнения движения кантилевера опустим, его можно найти, например, в работе [28]. Приведем уравнения движения кантилевера в наиболее общем виде (динамическое уравнение Бернулли-Эйлера):

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( EI \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \right) + \rho A \frac{\partial^2 y}{\partial \tau^2} + c \frac{\partial y}{\partial \tau} - T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = F, \quad (9.5)$$

где  $y(x, \tau)$  – поперечное смещение нейтральной плоскости кантилевера в точке  $x$  в момент времени  $\tau$ , ось  $x$  направлена вдоль кантилевера;  $E$  – модуль Юнга материала кантилевера;  $I$  – момент инерции поперечного сечения кантилевера относительно нейтральной оси;  $\rho$  – плотность материала кантилевера;  $A$  – площадь его поперечного сечения;  $c$  – коэффициент трения;  $T(x, \tau)$  и  $F(x, \tau)$  – соответственно, растягивающая продольная и распределенная поперечная силы (сила на единицу длины), действующие на кантилевер.

Выражение (9.5) представляет собой дифференциальное уравнение в частных производных четвертого порядка по  $x$ . Следовательно, необходимы четыре граничных условия. Пусть конец кантилевера с координатой  $x = 0$  жестко закреплен. Это подразумевает равенство нулю смещения и изгиба данного конца:

$$y(0, \tau) = 0, \quad \left. \frac{\partial y(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0. \quad (9.6)$$

Конец  $x = L$  свободен, что подразумевает равенство нулю изгибающего момента и усилия сдвига:

$$EI \left. \frac{\partial^2 y(x, \tau)}{\partial x^2} \right|_{x=L} = 0, \quad \left. \frac{\partial}{\partial x} \left( EI \frac{\partial^2 y(x, \tau)}{\partial x^2} \right) \right|_{x=L} = 0. \quad (9.7)$$

При условии однородности материала и одинаковости поперечного сечения кантилевера по всей длине ( $EI = \text{const}$ ), линейности члена, описывающего диссипацию, а также при отсутствии внешней силы уравнение (9.5) является линейным. Нелинейность колебаний кантилевера возникает при учете инерции движения, а также при больших амплитудах колебаний. Источником нелинейности зачастую является внешняя сила, действующая на кантилевер. Кроме того, ситуация, когда сила трения линейно зависит от скорости, в МЭМС/НЭМС-резонаторах встречается достаточно редко (например, при движении тела в разреженном газе с малой скоростью). В общем виде, зависимость силы трения от скорости является нелинейной, а коэффициент трения зависит от частоты колебаний [29].

## Б. Электростатический метод возбуждения колебаний

В настоящем разделе рассматриваются вынужденные колебания кантилевера под действием электростатической силы. Между кантилеверами и кремниевой подложкой прикладывалось напряжение, кантилеверы притягивались к подложке. Систему кантилевер-подложка можно рассматривать как плоский конденсатор с подвижной обкладкой. Электростатическая сила, возникающая между обкладками при подаче напряжения, задается выражением:

$$F_E = \frac{1}{2} \frac{dC}{dy} V^2(\tau), \quad (9.8)$$

где  $C$  – емкость системы кантилевер–подложка,  $y$  – смещение кантилевера относительно начального положения,  $V$  – приложенное напряжение. Емкость конденсатора определяется выражением:

$$C = \frac{\varepsilon B}{g - y}, \quad (9.9)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $B$  – площадь обкладок (приблизительно равная площади нижней грани кантилевера,  $B \approx L \cdot w$ ),  $g$  – величина воздушного зазора между кантилевером и подложкой в исходном состоянии.

После подстановки выражения (9.9) в (9.8) уравнение движения кантилевера (9.5) под действием внешней электростатической силы (продольная внешняя сила  $T$  полагается отсутствующей) будет иметь вид:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( EI \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \right) + \rho A \frac{\partial^2 y}{\partial \tau^2} + c \frac{\partial y}{\partial \tau} = \frac{\varepsilon B V(\tau)^2}{2(g-y)^2}. \quad (9.10)$$

Выражение (9.10) является нелинейным и решается численными методами.

При рассмотрении влияния электростатического метода возбуждения колебаний на параметры резонатора зачастую удобно колеблющейся на основной моде распределенной колебательной системе (кантилеверу) ставить в соответствие осциллятор с сосредоточенными параметрами [29]. Запишем уравнение движения подвижной обкладки конденсатора при наличии внешней электростатической силы:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = \frac{\varepsilon B V^2(\tau)}{2(g-y)^2}, \quad (9.11)$$

где  $m$  – эффективная масса обкладки,  $k$  – упругость обкладки. В МЭМС/НЭМС-резонаторах в качестве возбуждающего сигнала принято использовать комбинацию постоянного и переменного напряжений:

$$V(\tau) = V_{DC} + V_{AC} \cos(\omega\tau), \quad (9.12)$$

где  $V_{DC}$  – величина постоянной составляющей,  $V_{AC}$  – амплитуда переменной составляющей. Смещение обкладки относительно начального положения также можно представить в виде суммы постоянной и переменной составляющих:  $y(\tau) = \delta + u(\tau)$ . При этом постоянное смещение  $\delta$  является решением уравнения:

$$k\delta = \frac{\varepsilon B V_{DC}^2}{2(g-\delta)^2}. \quad (9.13)$$

Подставляя выражение (9.12) в уравнение (9.11), получим:

$$m\ddot{u} + c\dot{u} + k(\delta + u) = \frac{\varepsilon B (V_{DC} + V_{AC} \cos(\omega\tau))^2}{2(g-\delta-u)^2}. \quad (9.14)$$

Как правило, значение  $V_{DC}$  составляет около нескольких вольт, а  $V_{AC}$  – около нескольких десятков или сотен милливольт (при измерении резонансных характеристик исследуемых кантилеверов  $V_{AC}$  не превышало 1 В). Поэтому полагается, что  $V_{AC} \ll V_{DC}$  и можно выполнить следующие преобразования:

$$\begin{aligned} (V_{DC} + V_{AC} \cos(\omega\tau))^2 &= V_{DC}^2 + 2V_{DC}V_{AC} \cos(\omega\tau) + V_{AC}^2 \cos^2(\omega\tau) = \\ &= \left( V_{DC}^2 + \frac{V_{AC}^2}{2} \right) + 2V_{DC}V_{AC} \cos(\omega\tau) + \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(2\omega\tau) \approx V_{DC}^2 + 2V_{DC}V_{AC} \cos(\omega\tau). \end{aligned} \quad (9.15)$$

Таким образом, составляющая возбуждающей силы, содержащая  $\cos(2\omega\tau)$ , является малой по сравнению с составляющей, содержащей  $\cos(\omega\tau)$ , поэтому исследуемый резонатор совершает колебания на частоте, совпадающей с частотой возбуждения  $\omega$ .

Так как  $V_{AC} \ll V_{DC}$ , то можно предположить, что  $u \ll \delta$ , поэтому знаменатель выражения (9.14) можно разложить в ряд Тейлора по малому параметру  $u$  в окрестности  $u = 0$ :

$$\frac{1}{(g - \delta - u)^2} = \frac{1}{(g - \delta)^2} + \frac{2u}{(g - \delta)^3} + \frac{3u^2}{(g - \delta)^4} + \frac{4u^3}{(g - \delta)^5} + \dots \quad (9.16)$$

Как правило, в разложении ограничиваются членом с  $u^3$ . Подставляя выражения (9.15) и (9.16) в уравнение (9.14) и учитывая (9.13), получаем следующее уравнение движения [28]:

$$m\ddot{u} + c\dot{u} + k_{eff}u + \alpha_q u^2 + \alpha_c u^3 = F \cos(\omega\tau) + F_p u \cos(\omega\tau), \quad (9.17)$$

$$\text{где } k_{eff} = k - \frac{\varepsilon B V_{DC}^2}{(g - \delta)^3}, \quad \alpha_q = -\frac{3\varepsilon B V_{DC}^2}{2(g - \delta)^4}, \quad \alpha_c = -\frac{2\varepsilon B V_{DC}^2}{(g - \delta)^5}, \quad (9.18)$$

$$F = \frac{\varepsilon B V_{DC} V_{AC}}{(g - \delta)^2}, \quad F_p = \frac{2\varepsilon B V_{DC} V_{AC}}{(g - \delta)^3}.$$

Электростатический механизм возбуждения колебаний вносит в колебательную систему ряд особенностей. Во-первых, уменьшается упругость резонатора (spring softening effect [93, 108]). Эффективная упругость тем меньше, чем больше величина постоянной составляющей возбуждающего сигнала. Следствием уменьшения упругости является уменьшение резонансной частоты, т.к.  $\omega_0 = \sqrt{k_{eff}/m}$ . Во-вторых, в уравнении движения (9.17) фигурируют нелинейные члены  $u^2$  и  $u^3$  с отрицательными коэффициентами  $\alpha_q$  и  $\alpha_c$ , что также приводит к уменьшению резонансной частоты [28]. В-третьих, из-за наличия члена  $F_p \cdot u \cdot \cos(\omega\tau)$  в системе возможно параметрическое возбуждение. Однако при малых колебаниях (малых значениях  $u$ ) данный член мал по сравнению со слагаемым  $F \cos(\omega\tau)$  и может не играть роли.

При измерении резонансных характеристик исследуемых кантилеверов возбуждающий сигнал содержал только переменную составляющую (см. § 2, выражение (9.1)). Приведенные выше рассуждения можно повторить и для этого случая. Квадрат возбуждающего напряжения также содержит постоянную и переменную составляющие:

$$V(\tau)^2 = \frac{V_{AC}^2}{2} + \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(2\omega\tau). \quad (9.19)$$

В отличие от рассмотренного выше случая (выражение (9.15)), ключевую роль в возбуждающей силе играет слагаемое, содержащее  $\cos(2\omega\tau)$ , поэтому колебания резонатора происходят на удвоенной частоте возбуждения  $2\omega$ . Этим объясняются особенности резонансных кривых, описанные в § 2. Тем не менее, выражение (9.19) имеет такой же вид, как и выражение (9.15). Поэтому отсутствие постоянной составляющей возбуждающего сигнала не меняет вид уравнения движения (9.17). Следовательно, в колебательной системе по-прежнему присутствует уменьшение упругости, нелинейность и параметрическое возбуждение. Однако значение  $V_{AC}$  как правило, мало по сравнению с  $V_{DC}$ , поэтому коэффициенты (9.18) также будут малы. Таким образом, при отсутствии постоянной составляющей описанные выше эффекты проявляются значительно слабее, чем при ее наличии.

При исследовании влияния конструкции и свойств материала кантилевера на его резонансные характеристики необходимо минимизировать эффекты, связанные с электростатическим механизмом возбуждения. Одним из возможных методов измерения резонансных характеристик является возбуждение колебаний кантилевера одиночным импульсом электростатической силы или механическим импульсом и анализ процесса их затухания. В данном методе рассматриваются свободные колебания кантилевера, т.е. описанные выше нежелательные эффекты, связанные с электростатическим методом возбуждения, отсутствуют. Однако данный метод измерения резонансных характеристик не является универсальным. Его удобно применять в системах, обладающих достаточно большой добротностью, которая обеспечивает длительный переходный процесс и позволяет выполнить точные вычисления резонансной частоты и добротности. Кантилеверы обладали низкой добротностью ( $\approx 100$ ), поэтому метод импульсного возбуждения был неприменим. Измерение резонансных характеристик кантилеверов выполнялось методом анализа резонансных кривых, съем которых осуществлялся при отсутствии постоянной составляющей в возбуждающем сигнале. Эффект уменьшения упругости кантилевера полагался пренебрежимо малым. Следует отметить, что признаками нелинейности поведения системы являются несимметричность резонансного пика, а также зависимость резонансной частоты от амплитуды возбуждающего сигнала [28]. Исключение данных явлений в эксперименте за счет уменьшения  $V_{AC}$  позволяет говорить о малости эффектов, обусловленных электростатическим механизмом возбуждения.

## В. Собственные частоты трехслойного кантилевера

Для нахождения собственных частот кантилевера необходимо из уравнения движения исключить внешние силы ( $T$  и  $F$ ) и диссипацию. Уравнение движения (9.5) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \rho A \frac{\partial^2 y}{\partial \tau^2} = 0, \quad (9.20)$$

где  $M$  – изгибающий момент. Рассмотрим многослойный кантилевер суммарной толщиной  $t$ , состоящий из  $K$  слоев различных материалов с толщинами  $t_i$ , плотностями  $\rho_i$  и модулями Юнга  $E_i$ . На рис. 9.17 для примера показан двухслойный кантилевер, начало отсчета по оси  $z$  совпадает с нижней поверхностью кантилевера,  $z_0$  – координата нейтральной плоскости. При изгибе кантилевера по одну сторону нейтральной плоскости в материале создается растяжение, по другую – сжатие. Удлинение в области кантилевера с координатой  $z$  описывается безразмерной величиной  $\varepsilon_z = (z - z_0)/R$  [30], где  $R$  – радиус кривизны. Напряжение растяжения/сжатия может быть найдено как

$$\sigma_z = E\varepsilon_z = \frac{E(z - z_0)}{R}. \quad (9.21)$$

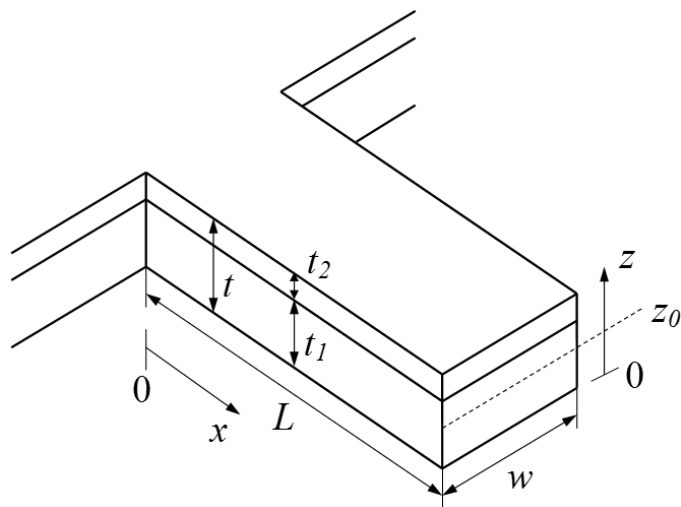


Рисунок 9.17. К расчету собственных частот многослойного кантилевера

Если кантилевер состоит из однородного материала и имеет форму прямоугольного параллелепипеда, то нейтральная плоскость располагается посередине его толщины. Положение нейтральной плоскости неоднородного по толщине (многослойного) кантилевера может быть найдено из условия равенства нулю напряжения растяжения/сжатия, проинтегрированного по толщине кантилевера [31]:

$$\int_t \sigma_z dz = 0 \Leftrightarrow \int_t E(z - z_0) dz = 0. \quad (9.22)$$

При изгибе кантилевера в нем возникает изгибающий момент:

$$M = w \int_l \sigma_z (z - z_0) dz = \frac{w}{R} \int_l E (z - z_0)^2 dz. \quad (9.23)$$

Подставив известное выражение для радиуса кривизны при малом изгибе в формулу (9.23), получим выражение для внутреннего изгибающего момента:

$$M = w \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \int_l E (z - z_0)^2 dz. \quad (9.24)$$

Кантилевер многослойный, поэтому используется следующая замена:

$$\rho A = w \sum_{i=1}^K t_i \rho_i. \quad (9.25)$$

Подставив выражения (9.24) и (9.25) в уравнение движения (9.20), получим:

$$w \frac{\partial^4 y(x, \tau)}{\partial x^4} \int_l E (z - z_0)^2 dz + w \sum_{i=1}^K t_i \rho_i \frac{\partial^2 y(x, \tau)}{\partial \tau^2} = 0. \quad (9.26)$$

Проведя преобразования, перепишем уравнение (9.26) в виде:

$$\frac{\partial^4 y(x, \tau)}{\partial x^4} + \frac{\sum_{i=1}^K t_i \rho_i}{\int_l E (z - z_0)^2 dz} \frac{\partial^2 y(x, \tau)}{\partial \tau^2} = 0. \quad (9.27)$$

Выражение (9.27) представляет собой уравнение изгибного движения многослойного кантилевера. Это дифференциальное уравнение в частных производных, для его решения применяется метод разделения переменных:

$$y(x, \tau) = \varphi(x) e^{j\omega\tau}. \quad (9.28)$$

Подставив выражение (9.28) в уравнение (9.27) и поделив результат на  $e^{j\omega\tau}$ , получим:

$$\frac{d^4 \varphi(x)}{dx^4} - \beta^4 \varphi(x) = 0, \quad (9.29)$$

где параметр  $\beta$  задается выражением:

$$\beta^4 \equiv \frac{\omega^2 \sum_{i=1}^K t_i \rho_i}{\int_l E (z - z_0)^2 dz}. \quad (9.30)$$

Решение уравнения (9.29) будем искать в виде:

$$\varphi(x) = A_0 e^{sx}, \quad (9.31)$$



где  $A_0$  и  $s$  – постоянные. Опустим решение, его можно найти в работе [31]. Приведем лишь конечный результат, первые пять собственных значений:  $\beta_n L \approx 1,8751, 4,6941, 7,8548, 10,9955, 14,1372$ .

Решение уравнения движения кантилевера представляет собой гармоническое колебание с частотой  $\omega$  (выражение (9.28)). Частота связана с параметром  $\beta$  выражением (9.30). Подставляя собственные значения  $\beta_n L$  в формулу (9.30), получим набор собственных частот изгибных колебаний многослойного кантилевера [31]:

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{(\beta_n L)^2}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{\int_i E(z - z_0)^2 dz}{\sum_{i=1}^K t_i \rho_i}}. \quad (9.32)$$

В случае однородного (однослойного) кантилевера формула (9.32) переходит в широко известное выражение:

$$f_n = \frac{(\beta_n L)^2}{4\pi} \frac{t}{L^2} \sqrt{\frac{E}{3\rho}}. \quad (9.33)$$

Полагалось, что толщины слоев исследуемых кантилеверов находятся в соотношении 1/6/1, при этом внешние слои состоят из одинакового материала. Из симметричного расположения слоев следует, что нейтральная плоскость кантилевера находится посередине его толщины,  $z_0 = t/2$ . Выражение (9.32) для первой собственной частоты ( $\beta_n L \approx 1,875$ ) трехслойного кантилевера имеет вид:

$$f_0 = \frac{(1,875)^2}{2\pi L^2} \left( \frac{\int_0^{\frac{t}{8}} E_{\text{внеш}} \left(z - \frac{t}{2}\right)^2 dz + \int_{\frac{t}{8}}^{\frac{7t}{8}} E_{\text{внутр}} \left(z - \frac{t}{2}\right)^2 dz + \int_{\frac{7t}{8}}^t E_{\text{внеш}} \left(z - \frac{t}{2}\right)^2 dz}{\frac{t}{8} \rho_{\text{внеш}} + \frac{6t}{8} \rho_{\text{внутр}} + \frac{t}{8} \rho_{\text{внеш}}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (9.34)$$

где  $t$  – суммарная толщина кантилевера,  $E_{\text{внеш}}$ ,  $E_{\text{внутр}}$ ,  $\rho_{\text{внеш}}$ ,  $\rho_{\text{внутр}}$  – модули Юнга и плотности внешних и внутреннего слоев соответственно. С помощью математических преобразований выражение (9.34) приводится к виду:

$$f_0 = \frac{(1,875)^2}{16\pi} \frac{t}{L^2} \sqrt{\frac{\frac{37}{3} E_{\text{внеш}} + 9E_{\text{внутр}}}{\rho_{\text{внеш}} + 3\rho_{\text{внутр}}}}. \quad (9.35)$$

Таким образом, собственная частота трехслойного кантилевера с симметричным расположением слоев линейно зависит от отношения его суммарной толщины к квадрату длины (как и в случае однородного кантилевера, см. выражение (9.33)).

Для расчета первой (основной) собственной частоты кантилеверов применялось выражение (9.35). Использовались значения модулей Юнга и плотностей для объемного материала:  $E_{Cr} = 279$  ГПа,  $E_{Ti} = 112$  ГПа,  $E_{Al} = 70$  ГПа,  $\rho_{Cr} = 7190$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{Ti} = 4510$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{Al} = 2700$  кг/м<sup>3</sup>.

### Г. Потери энергии в кантилеверах

Добротность – свойство колебательной системы, показывающее, во сколько раз запас энергии в системе превышает потери энергии за один период колебаний:

$$Q = 2\pi \frac{W_0}{\Delta W}, \quad (9.36)$$

где  $W_0$  – энергия, запасенная в колебательной системе,  $\Delta W$  – энергия, которую система теряет за один цикл колебаний. Если в системе существует несколько источников потерь энергии, то ее добротность будет определяться выражением [32]:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sum_i \Delta W_i}{W} = \sum_i \frac{1}{Q_i}. \quad (9.37)$$

Таким образом, при наличии нескольких источников потерь энергии суммарная добротность определяется доминирующим источником, т.е. тем, который обеспечивает наибольшие потери энергии. Для МЭМС/НЭМС-резонатора характерны следующие механизмы потерь энергии: воздушное демпфирование (air damping), потери энергии колебаний через место крепления подвижного элемента к неподвижной опоре (clamping losses), термоупругое демпфирование (thermoelastic damping), потери энергии в объеме (volume losses) и в поверхностном слое резонатора (surface losses). Согласно выражению (9.37), добротность подвижного элемента можно записать в виде:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{air}} + \frac{1}{Q_{clamping}} + \frac{1}{Q_{TED}} + \frac{1}{Q_{volume}} + \frac{1}{Q_{surface}}. \quad (9.38)$$

Рассмотрим перечисленные выше механизмы потерь энергии применительно к кантилеверам.

Воздушное демпфирование обусловлено сопротивлением воздуха, которое кантилевер преодолевает в процессе колебаний. Существует несколько механизмов воздушного демпфирования, их описанию посвящено множество работ, в т.ч. [28]. Данный источник потерь энергии связан с наличием внешней среды, определяется ее параметрами (давлением) и среди других источников потерь энергии, как правило, наиболее сильно ограничивает добротность кантилевера. Поэтому для исследования свойств материала и конструкции кантилевера на

основании его резонансных характеристик воздушное демпфирование необходимо исключить. Измерение резонансных характеристик кантилеверов выполнялось в вакууме при отсутствии воздушного демпфирования, поэтому описание данного источника потерь энергии здесь не приводится.

Механизм передачи энергии колебаний кантилевера опорной площадке заключается в том, что колеблющийся кантилевер создает в опорной площадке периодически изменяющиеся усилия сдвига и моменты сил. Эти усилия и моменты возбуждают в опорной площадке упругие механические волны, которые распространяются в ней и рассеиваются. Таким образом, кантилевер теряет энергию. В работе [33] показано, что потери энергии кантилевера за счет создания моментов сил пренебрежимо малы по сравнению с потерями, связанными с созданием усилий сдвига. Выведено аналитическое выражение для потерь энергии изгибных колебаний кантилевера в месте крепления к опорной площадке [34]. Представленная модель справедлива при следующих предположениях: во-первых, толщина кантилевера много меньше длины волны, распространяющейся в опорной площадке; во-вторых, изгибные колебания кантилевера описываются теорией Бернулли-Эйлера; в-третьих, опорная площадка имеет бесконечную толщину и описывается двумерной теорией упругих волн; в-четвертых, энергия кантилевера передается опорной площадке за счет усилий сдвига, при этом вся переданная энергия рассеивается в опорной площадке и не возвращается в кантилевер.

Согласно представленной модели, добротность кантилевера, обусловленная потерями энергии в опорной площадке, задается выражением [34]:

$$Q_{clamping} = \left[ \frac{0,24(1+\nu)}{(1-\nu)\psi} \right] \frac{1}{(\gamma_n \chi_n)^2} \left( \frac{L}{t} \right)^3, \quad (9.39)$$

где  $\nu$  – коэффициент Пуассона материала кантилевера,  $\psi$  – константа, равная 0,336,  $\gamma_n$  и  $\chi_n$  – постоянные величины для  $n$ -й колебательной моды (для 1-й моды  $\gamma_n = 0,597$  и  $\chi_n = -0,734$ ). В соответствии с выражением (9.39), добротность пропорциональна кубу отношения длины кантилевера к толщине и не зависит от ширины. Она также не зависит от модуля Юнга материала, но зависит от коэффициента Пуассона. Добротность не зависит от амплитуды колебаний кантилевера до тех пор, пока колебания происходят в линейном режиме (формула (9.39) была выведена с использованием линейного уравнения движения). Кроме того, чем выше номер колебательной моды кантилевера, тем ниже добротность, т.к. с увеличением номера моды растут коэффициенты  $\gamma_n$  и  $\chi_n$ .

Среди внутренних источников потерь энергии наиболее изученным является термоупругое демпфирование. Общая теория данного механизма потерь энергии была представлена в 1937–1938 гг. в работах [35–37]. Суть термоупругого демпфирования состоит в следующем. При изгибе кантилевера одна его часть сжимается и нагревается, другая – растягивается и охлаждается. Кантилевер при изгибе выходит из теплового равновесия, внутри него создается градиент температуры. Под действием данного градиента формируется диссипативный поток тепла, который позволяет кантилеверу снова вернуться в состояние теплового

равновесия. Таким образом, термоупругое демпфирование является фундаментальным явлением. Оно обусловлено наличием связи между растяжением/сжатием материала и изменением его температуры. Эта связь выражается через коэффициент теплового расширения.

После того, как кантилевер изогнулся, температура внутри него выравнивается в течение некоторого времени релаксации, которое, согласно [36], определяется выражением:

$$\tau_R = \frac{t^2}{\pi^2 D}, \quad (9.40)$$

где  $t$  – толщина кантилевера,  $D$  – температуропроводность материала. Выражая  $D$  через теплопроводность  $\kappa$ , плотность  $\rho$  и удельную теплоемкость  $H$ , получают  $D = \kappa / \rho H$ . Добротность кантилевера, обусловленная термоупругим демпфированием, задается выражением:

$$Q_{TED} = \frac{\rho H}{E \alpha^2 T} \frac{1 + (\omega \tau_R)^2}{\omega \tau_R}, \quad (9.41)$$

где  $E$  – модуль Юнга материала кантилевера,  $\alpha$  – линейный коэффициент теплового расширения,  $T$  – абсолютная температура. Если период колебаний кантилевера  $1/\omega$  существенно превышает время релаксации ( $\omega \tau_R \ll 1$ ), то можно полагать, что система всегда находится в тепловом равновесии и термоупругое демпфирование практически отсутствует. В случае, когда  $1/\omega \ll \tau_R$ , система не успевает релаксировать, и потери энергии также малы. Максимум потерь энергии наблюдается в случае, когда  $\omega \tau_R = 1$ . Стоит отметить, что, согласно выражению (9.41), максимальное значение добротности кантилевера не зависит от его геометрических размеров, а определяется свойствами материала.

В работе [38] было представлено модифицированное выражение для случая кантилевера Бернулли-Эйлера. Вывод осуществлялся в предположении  $t \ll L$ . Добротность такого кантилевера, обусловленная термоупругим демпфированием, определяется выражением:

$$Q_{TED} = \frac{\rho H}{E \alpha^2 T} \left( \frac{6}{\xi^2} - \frac{6}{\xi^3} \frac{\sinh \xi + \sin \xi}{\cosh \xi + \cos \xi} \right)^{-1}, \quad \xi = t \sqrt{\frac{f_0}{2D}}, \quad (9.42)$$

где  $f_0$  – первая (основная) собственная частота кантилевера, определяемая выражением (9.33). Выражение (9.42) учитывает влияние геометрических размеров кантилевера на его добротность через параметр  $\xi$ .

Потери энергии в объеме и поверхностном слое кантилевера происходят вследствие взаимодействия механических волн, распространяющихся в колеблющемся кантилевере, с различными дефектами и особенностями материала. К ним относятся межзеренные границы, чужеродные атомы в кристаллической

решетке и другие дефекты структуры материала, а также неровности поверхности, различные адсорбаты и загрязнения, слой оксида на поверхности кантилевера и др. [39, 40].

Пусть исследуемый резонатор содержит  $N$  дефектов, на которых происходят потери энергии [39]. В случае достаточно крупного резонатора концентрацию дефектов для объема резонатора  $V$  можно определить следующим образом:

$$\eta = \lim_{V \rightarrow \infty, N \rightarrow \infty} \frac{N}{V}. \quad (9.43)$$

У наноразмерного объекта поверхностный слой составляет достаточно большую часть всего объема, поэтому значительная часть дефектов находится именно в поверхностном слое. Следовательно, общее число дефектов и их концентрацию можно записать в виде:

$$N = \eta_S S + \eta_V V, \quad \eta = \frac{N}{V} = \eta_S \frac{S}{V} + \eta_V, \quad (9.44)$$

где  $\eta_S$  – число дефектов на единицу площади поверхности,  $\eta_V$  – число дефектов в единице объема,  $S$  – площадь поверхности объекта. То есть в случае наноразмерного резонатора концентрация дефектов пропорциональна отношению площади поверхности к его объему. Если предположить, что потери энергии в колебательной системе пропорциональны концентрации дефектов в ней, то получим:

$$\frac{1}{Q} \propto \Delta W \propto \frac{S}{V}. \quad (9.45)$$

Таким образом, с увеличением отношения площади поверхности к объему добротность наноразмерного резонатора должна уменьшаться. В случае наноразмерного кантилевера, у которого  $t \ll L$  и  $t \ll w$ , отношение площади поверхности к объему можно записать в виде:

$$\frac{S}{V} = \frac{2Lw + 2Lt + 2wt}{Lwt} \approx \frac{2Lw}{Lwt} = \frac{2}{t}. \quad (9.46)$$

Отношение площади поверхности к объему весьма эффективно увеличивается с уменьшением толщины кантилевера. Поэтому с уменьшением толщины следует ожидать падения добротности.

В работе [32] представлена модель, описывающая потери энергии в объеме и поверхностном слое кантилевера. Полагается, что амплитуда колебаний кантилевера много меньше его длины. Вводится комплексный модуль Юнга материала:  $E = E_1 + jE_2$ , где  $E_1$  – традиционное значение модуля Юнга,  $E_2$  – диссипативная часть модуля Юнга, зависящая от количества и типа дефектов в материале.

Полагается, что  $E_2 \ll E_1$ . Растяжение материала кантилевера, совершающего гармонические изгибные колебания с частотой  $\omega$ , в точке с радиус-вектором  $\mathbf{r}$  задается выражением  $\varepsilon(\mathbf{r}, \tau) = \varepsilon_m(\mathbf{r}) \sin \omega \tau$ , где  $\varepsilon_m(\mathbf{r})$  – амплитуда растяжения. Энергия, запасенная в кантилевере, может быть оценена как максимальная энергия упругой деформации:

$$W_0 = \int_V dV \int_0^{\varepsilon_m} \sigma d\varepsilon = \frac{1}{2} \int_V E_1 \varepsilon_m^2(\mathbf{r}) dV, \quad (9.47)$$

где  $\sigma$  – напряжение растяжения/сжатия, определяемое выражением (9.21). Интеграл по объему кантилевера берется в пределах  $0 \leq x \leq L$ ,  $-w/2 \leq y \leq w/2$ ,  $-t/2 \leq z \leq t/2$  (координата  $z = 0$  соответствует положению нейтральной плоскости кантилевера). Амплитуда растяжения  $\varepsilon_m(\mathbf{r})$  линейно зависит от координаты  $z$  и достигает максимальной величины  $\varepsilon_{\max}(x)$  на верхней и нижней поверхностях кантилевера:

$$\varepsilon_m(\mathbf{r}) = \frac{2z}{t} \varepsilon_{\max}(x). \quad (9.48)$$

Подставляя выражение (9.48) в (9.47), получаем:

$$W_0 = \frac{1}{6} \omega t E_1 \int_0^L \varepsilon_{\max}^2(x) dx. \quad (9.49)$$

Потери энергии в объеме кантилевера за один цикл колебаний можно оценить как

$$\Delta W_V = \int_V dV \oint \sigma d\varepsilon = \pi \int_V E_2 \varepsilon_m^2(\mathbf{r}) dV. \quad (9.50)$$

Здесь символ  $\oint$  обозначает интегрирование по периоду колебаний. Выражения (9.47) и (9.50) отличаются лишь постоянными  $E_1$  и  $E_2$ , поэтому, в соответствии с выражением (9.36), добротность кантилевера, определяемая потерями энергии в объеме материала, задается выражением [32]:

$$Q_{\text{volume}} = \frac{E_1}{E_2}. \quad (9.51)$$

Полагается, что тонкий поверхностный слой кантилевера, находящийся на всех его гранях, существенно не влияет на энергию, запасенную в кантилевере, однако вносит дополнительные потери энергии. Поверхностный слой описывается комплексным модулем Юнга  $E^S = E_1^S + jE_2^S$ . Также полагается, что толщина поверхностного слоя  $t_s$  много меньше длины, ширины и толщины кантилевера. По аналогии с выражением (9.50), потери энергии в поверхностном слое за один период колебаний можно оценить следующим образом:

$$\Delta W_S = \pi \int_V E_2^S \varepsilon_m^2(\mathbf{r}) dV, \quad (9.52)$$

где интегрирование выполняется по объему поверхностного слоя. Так как  $t_s \ll L, w, t$ , то объемный интеграл может быть заменен суммой поверхностных интегралов по всем граням кантилевера. Применяя формулу (9.48), получаем:

$$\Delta W_S = 2\pi t_s E_2^S \left( w + \frac{t}{3} \right) \int_0^L \varepsilon_{\max}^2(x) dx. \quad (9.53)$$

Используя выражения (9.49) и (9.53), найдем добротность, обусловленную потерями в поверхностном слое кантилевера [32]:

$$Q_{\text{surface}} = \frac{wt}{2t_s(3w+t)} \frac{E_1}{E_2^S}. \quad (9.54)$$

При  $t \ll w$  будем иметь:

$$Q_{\text{surface}} = \frac{t}{6t_s} \frac{E_1}{E_2^S}. \quad (9.55)$$

Таким образом, согласно рассмотренной модели, потери энергии, обусловленные дефектами внутри объема кантилевера, не зависят от его геометрии (выражение (9.51)), а определяются лишь свойствами материала. В то же время потери, происходящие в поверхностном слое, зависят от толщины кантилевера, добротность возрастает с увеличением толщины (выражение (9.55)). Описанная выше модель не позволяет количественно оценить добротность кантилеверов, т.к. значения  $t_s$  и  $E_2^S$  неизвестны. Однако она описывает характер зависимости добротности от геометрии кантилевера. Согласно (9.55), добротность не должна зависеть от длины и ширины и должна изменяться пропорционально толщине кантилевера. Указанные источники потерь энергии подобной зависимости добротности от геометрических размеров не предсказывают.

В работах [32, 39–43], посвященных исследованию динамических характеристик наноразмерных балок, наблюдается линейная зависимость добротности от толщины балки. Авторы отмечают, что доминирующим источником потерь энергии в этом случае являются потери на различных дефектах в поверхностном слое. Для объяснения зависимости добротности от толщины применяется модель [32], при этом количественные оценки добротности не приводятся, т.к. значения величин  $t_s$  и  $E_2^S$  неизвестны. Данные о том, на каких конкретно дефектах происходит диссипация, как правило, отсутствуют. Называются лишь возможные и наиболее вероятные источники потерь энергии: специально напыляемые тонкие слои какого-либо материала, пленка естественного оксида, неровности поверхности, различные адсорбаты. Выяснить конкретный вклад каждого источника возможно с помощью специальных исследований. Например, вакуумный термический отжиг может приводить к изменению кристаллической структуры

материала и, соответственно, изменять добротность резонатора. Плазменная обработка также может влиять на добротность, т.к. в результате обработки, во-первых, может изменяться морфология поверхности резонатора [44], и, во-вторых, будут удаляться, или, наоборот, возникать различные адсорбаты [32].

## **§ 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ РЕЗОНАНСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КАНТИЛЕВЕРОВ И ИХ АНАЛИЗ**

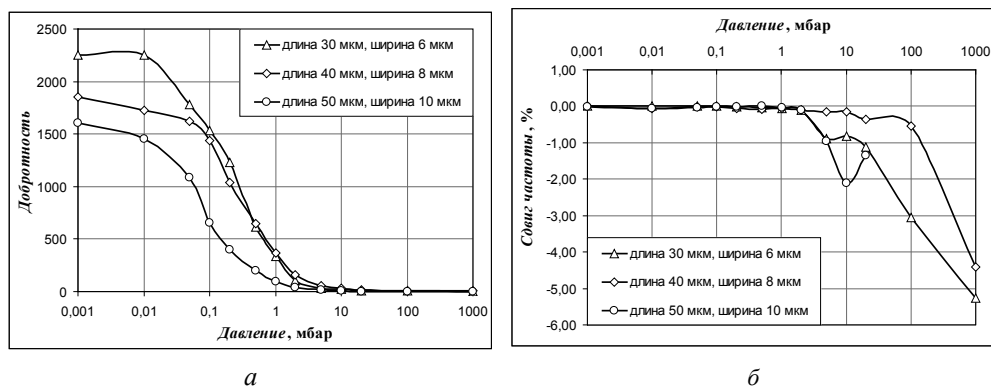
### **А. Зависимость резонансных характеристик кантилеверов от давления воздуха**

Воздушное демпфирование влияет на добротность и резонансную частоту чувствительного элемента. Чтобы изучить характеристики материала и конструктивные особенности резонатора, его взаимодействие с окружающим воздухом стараются по возможности снизить или сделать пренебрежимо малым. При этом измеряемая резонансная частота колебательной системы максимально приближается к ее собственной частоте, а добротность ограничивается лишь свойствами материала и конструктивными особенностями системы. Чтобы снизить влияние воздуха на динамические характеристики системы, ее помещают в вакуум. Степень вакуума, при которой дальнейшая откачка воздуха уже не приводит к изменениям характеристик резонатора, зависит от его конструкции и, как правило, определяется экспериментально. В данном разделе представлены экспериментально полученные зависимости добротности и резонансной частоты кантилеверов от давления воздуха.

Измерялась первая резонансная частота и добротность кантилеверов Cr/Al/Cr (15/90/15 нм). Измерения были выполнены на трех кантилеверах различных размеров (длина × ширина):  $30 \times 6$ ,  $40 \times 8$  и  $50 \times 10$  мкм. Кантилеверы были неизогнутыми, параллельными подложке. Кантилевер помещался в вакуумную камеру. Первое измерение резонансной частоты и добротности выполнялось при атмосферном давлении. Затем включалась откачка воздуха. Давление в камере понижалось до некоторого значения, откачка выключалась, и проводилось измерение. Затем откачка снова включалась, давление еще более понижалось, откачка выключалась, проводилось измерение. Процедура повторялась до тех пор, пока не было достигнуто минимальное возможное значение давления воздуха. В описании измерительного стенда (§ 2) указано, что минимальное давление в камере, которое может обеспечить вакуумная система, составляет  $10^{-4}$  мбар. Однако в силу высокой чувствительности кантилеверов к внешним вибрациям, в т.ч. создаваемым форвакуумным и турбомолекулярным насосами, измерения выполнялись при выключенной откачке воздуха. При этом давление  $10^{-4}$  мбар не удавалось поддерживать достаточно долго для того, чтобы снять качественную резонансную кривую (с малым шагом по частоте). Поэтому минимальное значение давления, при котором были выполнены измерения, составляло  $10^{-3}$  мбар.



Зависимость добротности МЭМС/НЭМС-резонатора от давления воздуха принято делить на несколько участков [45]. В области наиболее низких давлений (как правило, менее  $10^{-2}$  мбар) добротность колебательной системы достигает максимальной величины и практически не зависит от давления воздуха. Потери энергии, связанные с наличием воздуха, пренебрежимо малы по сравнению с потерями энергии внутри элементов системы – режим внутренних потерь. При более высоких давлениях ( $10^{-2} \div 10$  мбар) добротность системы изменяется обратно пропорционально давлению воздуха – молекулярный режим демпфирования. Полагается, что в данном режиме частицы среды взаимодействуют с движущимся ЧЭ и не взаимодействуют друг с другом. Наконец, наиболее высоким давлениям (как правило, более 10 мбар) соответствует вязкостный режим, в котором демпфирование обусловлено силами, действующими на движущийся ЧЭ со стороны вязкой среды. В этом режиме добротность слабо зависит от давления воздуха. Границы диапазонов давления зависят от конструкции и геометрических размеров резонатора, и могут отличаться от указанных выше.



**Рисунок 9.18.** Зависимость резонансных характеристик кантилеверов Cr/Al/Cr (15/90/15 нм) от давления воздуха: а) добротность, б) сдвиг резонансной частоты

На рис. 9.18а показан график зависимости экспериментально полученных значений добротности кантилеверов от давления воздуха в камере. На данных зависимостях можно выделить описанные выше режимы воздушного демпфирования. При давлениях воздуха  $10 \div 10^3$  мбар добротность кантилеверов была низка и слабо зависела от давления – вязкостный режим. На участке давления  $1 \div 10$  мбар наблюдался изгиб графиков, добротность начинала расти с уменьшением давления, вязкостный режим переходил в молекулярный. При давлениях воздуха  $10^{-2} \div 10^{-1}$  мбар снова наблюдался изгиб графиков, рост добротности снижался, молекулярный режим переходил в режим внутренних потерь. В диапазоне давлений  $10^{-3} \div 10^{-2}$  мбар рост добротности был мал или отсутствовал. Таким образом, можно считать, что диапазон  $10^{-3} \div 10^{-2}$  мбар соответствовал режиму

внутренних потерь энергии. Поэтому именно при таких давлениях воздуха следовало измерять добротность кантилеверов с целью изучения свойств материала и конструктивных особенностей.

Экспериментально полученные зависимости сдвига резонансной частоты кантилевера в процентах относительно ее значения, измеренного при минимальном давлении, от давления воздуха в камере показаны на рис. 9.18б. В диапазоне давлений воздуха  $10^{-3} \div 1$  мбар резонансная частота кантилеверов достигала своего максимального значения. При этом на данном участке давлений наблюдались небольшие колебания резонансной частоты, однако величина сдвига не превышала 0,09 % от максимума. В диапазоне  $1 \div 10^3$  мбар резонансная частота кантилеверов уменьшалась с ростом давления. При атмосферном давлении ее сдвиг достигал наибольшей величины и составлял 5,26 % у кантилевера размерами  $30 \times 6$  мкм. Таким образом, для измерения резонансной частоты кантилевера, максимально близкой к его собственной частоте, необходимо было находиться в диапазоне давлений воздуха  $10^{-3} \div 1$  мбар.

На основании проведенных измерений, а также особенностей вакуумной системы стенда (скорость откачки, скорость натекания воздуха, вибрации при включенных насосах) был сделан следующий вывод: оптимальным для измерения резонансных характеристик исследуемых кантилеверов являлся диапазон давления воздуха  $10^{-3} \div 10^{-2}$  мбар. Полагалось, что при таком давлении добротность кантилевера достигала максимальной величины и была обусловлена главным образом внутренними потерями энергии, а резонансная частота была максимально близка к собственной частоте. В то же время, вакуумная камера измерительного стенда позволяла поддерживать давление  $10^{-3} \div 10^{-2}$  мбар при выключенных насосах достаточно долго для того, чтобы можно было выполнить качественный съем резонансной кривой. В данном диапазоне давления воздуха в дальнейшем проводились все измерения резонансных характеристик. Точно измерить давление внутри этого диапазона было затруднительно, т.к. он соответствовал переходу от шкалы датчика Пирани к шкале датчика Пеннинга.

## **Б. Результаты измерений резонансной частоты кантилеверов**

В работе [16] измерялась первая (основная) резонансная частота кантилевера. Частоты кантилеверов различных геометрических размеров приведены в Таблицах 9.3–9.6. Каждое значение частоты является усредненным по пяти кантилеверам (все кантилеверы изготавливались по пять штук). Для каждой частоты указано максимальное отклонение от среднего значения. Нередко встречались случаи, когда не все пять кантилеверов были успешно изготовлены. Кантилеверы прилипали к подложке либо при изготовлении, либо в процессе измерения резонансных характеристик. Также некоторые кантилеверы были сломаны или имели какой-либо дефект. В этих случаях среднее значение резонансной частоты и отклонение от среднего рассчитывались по имеющемуся числу кантилеверов. Если лишь один из пяти кантилеверов являлся работоспособным, то значение его резонансной частоты заносилось в таблицу без указания отклонения.

Кантилеверы некоторых геометрических размеров изготовить не удалось. Это относится главным образом к наиболее длинным и тонким кантилеверам. Так, кантилеверы Cr/Al/Cr (5/30/5 нм) длиной более 70 мкм прилипали к подложке и теряли работоспособность. Кантилеверы шириной 2 и 4 мкм и длиной более 30 мкм ломались при изготовлении. Для кантилеверов, которые не были изготовлены, значение резонансной частоты в табл. 9.3–9.6 не указано.

**Таблица 9.3.** Измеренные резонансные частоты кантилеверов Cr/Al/Cr (5/30/5 нм)

Длина, мкм	Ширина, мкм				
	2	4	6	8	10
10	493,03 ± 3,93	392,16 ± 20,21	481,32 ± 13,90	475,42 ± 25,90	660,78 ± 20,78
20	93,50 ± 1,50	89,45 ± 2,87	132,84 ± 2,52	105,06 ± 4,70	145,94 ± 6,08
30	-	38,17	60,46 ± 0,66	52,79 ± 6,07	55,55 ± 1,75
40	-	-	34,59 ± 0,28	29,02 ± 3,55	33,20
50	-	-	22,12 ± 0,08	16,37 ± 0,08	-
60	-	-	14,62 ± 0,17	12,13 ± 0,27	13,22
70	-	-	-	9,64	-
Дефект	неотрав 0,4 мкм	перетрав 1 мкм	перетрав 1,5 мкм	перетрав 1,2 мкм	неотрав 0,4 мкм

**Таблица 9.4.** Измеренные резонансные частоты кантилеверов Cr/Al/Cr (10/60/10 нм)

Длина, мкм	Ширина, мкм			
	4	6	8	10
10	1087,76 ± 15,19	663,38 ± 0,38	922,03 ± 8,06	663,68 ± 38,46
20	264,42 ± 1,06	190,36 ± 0,33	258,78 ± 2,48	199,18 ± 6,43
30	116,69 ± 0,90	88,99 ± 1,09	115,38 ± 0,82	94,65 ± 1,36
40	64,82 ± 0,39	51,79 ± 0,20	65,99 ± 0,76	55,96 ± 0,47
50	41,09 ± 0,46	33,45 ± 0,33	43,09 ± 0,28	36,55 ± 0,65
60	28,52 ± 0,05	23,41 ± 0,34	29,62 ± 0,22	25,88
70	20,91 ± 0,04	-	26,66	-
80	16,09 ± 0,18	-	-	-
90	12,47 ± 0,02	-	-	-
100	10,25 ± 0,21	-	-	-
Дефект	неотрав 0,5 мкм	перетрав 1,7 мкм	перетрав 0,2 мкм	перетрав 2,3 мкм

**Таблица 9.5.** Измеренные резонансные частоты кантилеверов  $\text{Cr}/\text{Al}/\text{Cr}$  (15/90/15 нм)

Длина, мкм	Ширина, мкм		
	6	8	10
10	1044,05 ± 13,97	1643,03 ± 24,93	952,33 ± 60,83
20	295,92 ± 1,69	438,72 ± 5,15	297,99 ± 12,93
30	135,18 ± 0,07	188,23 ± 0,88	140,29 ± 1,75
40	77,61 ± 0,20	104,41 ± 0,23	80,72 ± 0,60
50	49,99 ± 0,10	66,46 ± 0,23	52,96 ± 0,42
60	35,35 ± 0,11	45,65 ± 0,12	36,75 ± 0,15
70	26,06 ± 0,01	33,49 ± 0,04	26,81 ± 0,01
80	20,01 ± 0,03	25,50 ± 0,04	20,82 ± 0,11
90	15,90 ± 0,03	19,99 ± 0,02	-
100	12,96 ± 0,07	16,21 ± 0,03	-
Дефект	перетрав 1,2 мкм	недотрав 0,4 мкм	перетрав 1,0 мкм

**Таблица 9.6.** Измеренные резонансные частоты кантилеверов  $\text{Ti}/\text{Al}/\text{Ti}$  (15/90/15 нм)

Длина, мкм	Ширина, мкм			
	2	4	6	8
10	1140,40 ± 0,27	1557,20 ± 38,13	1281,01 ± 37,05	1568,80 ± 47,84
20	284,17 ± 4,17	367,32 ± 6,35	313,44 ± 3,41	404,22 ± 5,66
30	122,57 ± 0,79	156,10 ± 1,58	133,94 ± 1,11	170,69 ± 1,09
40	69,18 ± 0,40	85,46 ± 0,63	75,25 ± 0,71	93,15 ± 0,70
50	44,28 ± 0,27	53,97 ± 0,08	47,14 ± 0,63	57,40 ± 0,93
60	30,88 ± 0,26	37,87 ± 0,13	33,68 ± 0,16	39,03 ± 0,33
70	23,26 ± 0,64	28,61 ± 0,22	25,07 ± 0,06	29,33 ± 0,09
80	17,82 ± 0,20	22,17 ± 0,10	19,61 ± 0,13	22,25 ± 0,18
90	14,46 ± 0,53	18,01 ± 0,28	15,76 ± 0,19	16,26
100	-	14,79	13,25 ± 0,05	-
Дефект	перетрав 1,6 мкм	недотрав 1 мкм	перетрав 1 мкм	перетрав 0,4 мкм

Кроме значений резонансной частоты, в табл. 9.3–9.6 для каждой ширины кантилеверов указана величина недотрава/перетрава. Максимальная величина недотрава, при которой были измерены резонансные характеристики, составляла 1 мкм, максимальная величина перетрава – 2,3 мкм.

Основная резонансная частота кантилевера лежала в диапазоне  $10 \div 1700$  кГц и зависела от его размеров и материала. Наибольшими значениями частоты обладали кантилеверы Cr/Al/Cr (15/90/15 нм), наименьшими – Cr/Al/Cr (5/30/5 нм). Выше было отмечено, что каждое значение частоты в табл. 9.3–9.6 является усредненным по пяти кантилеверам. Каждый из этих кантилеверов имел свои особенности, отличия в геометрических размерах и т.д., поэтому для резонансной частоты был характерен некоторый разброс. В случае кантилеверов Cr/Al/Cr (5/30/5 нм) разброс не превышал 12,2 %, 10/60/10 нм – 5,8 %, 15/90/15 нм – 6,4 %. Для кантилеверов Ti/Al/Ti (15/90/15 нм) он не превышал 3,7 %.

Для оценки полученных экспериментальных данных были выполнены аналитический расчет собственных частот кантилеверов и сравнение результатов эксперимента с предсказаниями теории [46].

### **В. Сравнение экспериментальных значений резонансной частоты с результатами расчетов**

Графики зависимости первой резонансной частоты кантилеверов от длины в диапазоне  $10 \div 40$  мкм показаны на рис. 9.19. Маркерами отмечены экспериментально полученные значения резонансных частот, указанные в табл. 9.3–9.6. Для наглядности маркеры соединены сглаженными линиями. Пунктирными линиями обозначены теоретические зависимости, полученные с помощью выражения (9.35).

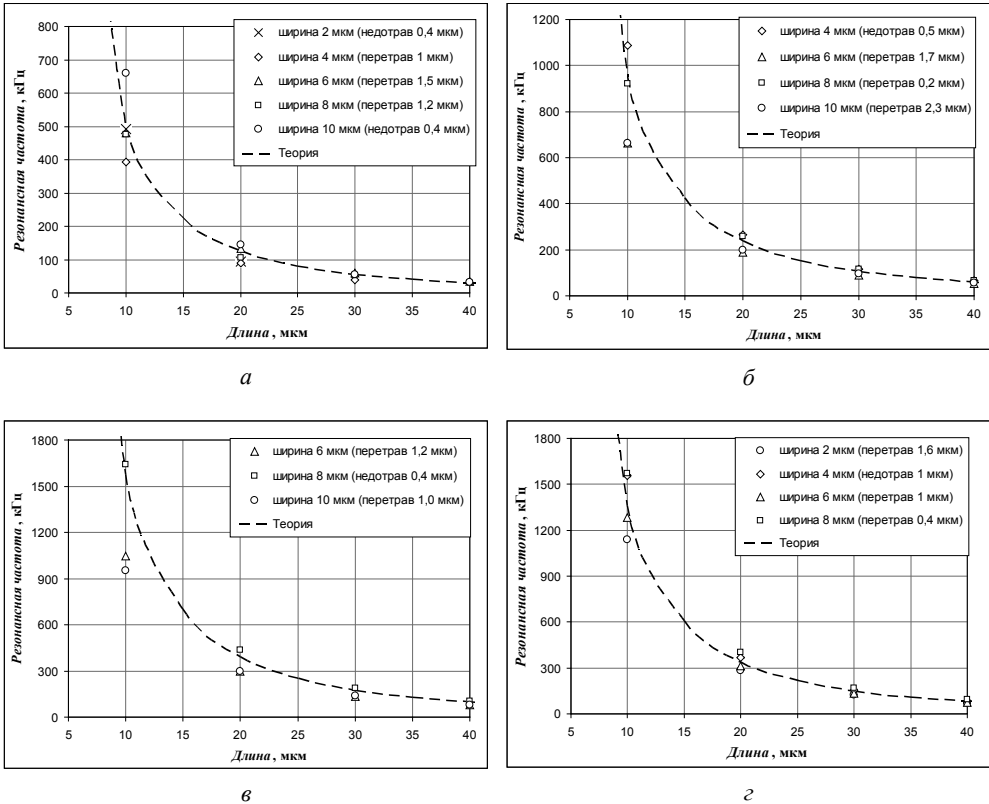
На рис. 9.19а показаны зависимости первой резонансной частоты кантилеверов Cr/Al/Cr (5/30/5 нм) от длины. Видно, что экспериментально полученные значения резонансных частот лежали в основном ниже теоретической кривой. Исключение составляли кантилеверы шириной 10 мкм, имеющие недотрав 0,4 мкм. Кантилеверы шириной 4, 6 и 8 мкм были изготовлены с перетравом. Вероятно, поэтому они имели низкие резонансные частоты. Однако кантилеверы  $w = 2$  мкм имели недотрав, при этом их резонансные частоты практически совпадали с частотами кантилеверов шириной 6 и 8 мкм. Возможной причиной этого являлось различие в толщине кантилеверов.

В случае пленки Cr/Al/Cr (10/60/10 нм) (рис. 9.19б) наименьшими частотами обладали кантилеверы шириной 6 и 10 мкм, которые имели довольно большой перетрав (1,7 и 2,3 мкм соответственно). Кантилеверы шириной 4 и 8 мкм были освобождены с небольшим дефектом перетрав/недотрав, их резонансные частоты находились в согласии с теорией.

У кантилеверов Cr/Al/Cr (15/90/15 нм) наблюдалась схожая картина (рис. 9.19в). Частоты кантилеверов, имеющих небольшой недотрав 0,4 мкм ( $w = 8$  мкм), находились в согласии с теорией. Кантилеверы со значительным перетравом (шириной 6 и 10 мкм) имели резонансные частоты, находящиеся ниже теоретической кривой.

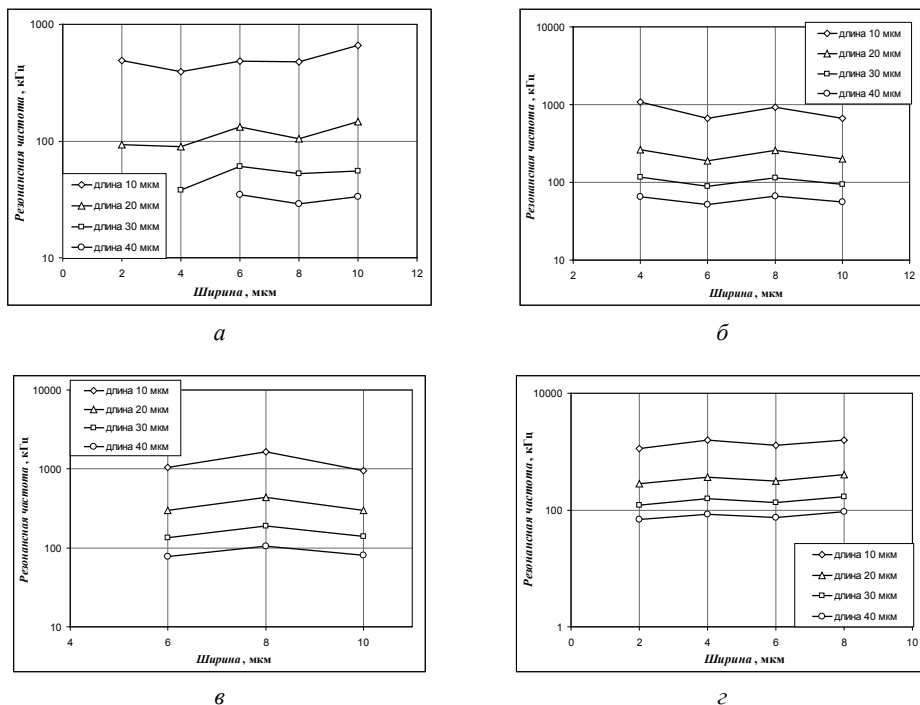
На рис. 9.19г показаны зависимости резонансной частоты кантилеверов Ti/Al/Ti (15/90/15 нм) от длины. Кантилеверы шириной 2 мкм имели

наибольший перетрав (1,6 мкм) и наиболее низкие резонансные частоты. Кантилеверы  $w = 6$  мкм имели перетрав 1 мкм, и их частоты практически совпадали с результатами расчетов. Кантилеверы шириной 4 и 8 мкм имели близкие резонансные частоты, хотя одни были изготовлены с перетравом 0,4 мкм, другие – с недотравом 1 мкм. Кроме того, частоты данных кантилеверов превышали теоретические значения. Возможно, причиной являлось различие в толщине кантилеверов.



**Рисунок 9.19.** Зависимость резонансной частоты от длины кантилевера: а) кантилеверы Cr/Al/Cr (5/30/5 нм); б) Cr/Al/Cr (10/60/10 нм); в) Cr/Al/Cr (15/90/15 нм); г) Ti/Al/Ti (15/90/15 нм)

Из сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов был сделан ряд выводов. Во-первых, характер экспериментально полученных зависимостей резонансной частоты кантилеверов от длины совпадал с предсказаниями теоретической модели (выражение (9.35)). Резонансная частота убывала обратно пропорционально квадрату длины кантилевера. Во-вторых, достаточно сильное влияние на резонансную частоту кантилевера оказывал перетрав/недотрав. Об этом можно судить по разбросу экспериментальных данных на рис. 9.19.

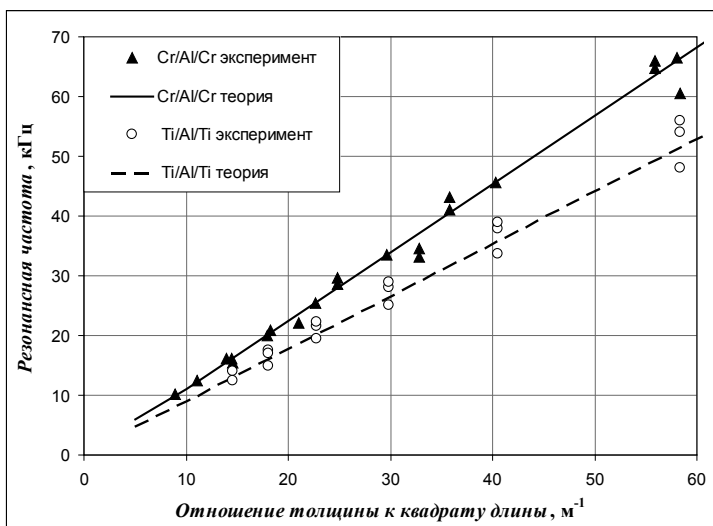


**Рисунок 9.20.** Зависимость резонансной частоты от ширины кантилевера: а) кантилеверы Cr/Al/Cr (5/30/5 нм); б) Cr/Al/Cr (10/60/10 нм); в) Cr/Al/Cr (15/90/15 нм); г) Ti/Al/Ti (15/90/15 нм)

Графики зависимости первой резонансой частоты кантилеверов от ширины показаны на рис. 9.20. Шкала частот представлена в логарифмическом масштабе, что позволило на каждом графике разместить несколько зависимостей, соответствующих различной длине кантилевера. На основании имеющихся данных был сделан следующий вывод: основная резонансная частота не зависела от ширины кантилевера. Наблюдались колебания резонансной частоты с изменением ширины. Данные колебания были связаны главным образом с наличием перетрава/недотрава. Согласно выражению (9.35), собственные частоты изгибных колебаний кантилевера не должны зависеть от его ширины. В этом плане экспериментальные данные совпадали с предсказаниями теории.

Согласно принятой модели, резонансная частота кантилевера должна изменяться пропорционально отношению толщины к квадрату длины (выражение (9.35)). Коэффициент пропорциональности определяется значениями модуля Юнга и плотности материала слоев кантилевера. На рис. 9.21 представлен график зависимости резонансной частоты кантилеверов от  $t/L^2$ . Линиями обозначены результаты расчетов для кантилеверов Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti. На график также нанесены экспериментально полученные значения резонансной частоты, за исключением значений частоты кантилеверов, изготовленных с дефектом

перетрав/недотрав более 1 мкм. Расхождение экспериментальных данных с теорией не превышало 10 %. Кантилеверы Cr/Al/Cr имели более высокие резонансные частоты, чем кантилеверы Ti/Al/Ti. Важно, что в эксперименте наблюдалась линейная зависимость резонансной частоты от отношения толщины к квадрату длины кантилевера. Таким образом, зависимость свойств материала от толщины кантилевера вплоть до толщины 40 нм не была обнаружена, и для расчета собственных частот кантилеверов была применима теория балки Бернулли-Эйлера при значениях модуля Юнга и плотности объемного материала.



**Рисунок 9.21.** Зависимость резонансной частоты от отношения толщины к квадрату длины

### Г. Результаты измерений добротности кантилеверов

Измеренные значения добротности кантилеверов приведены в Таблицах 9.7–9.10. Добротности кантилеверов измерялись при давлении воздуха  $10^{-3} \div 10^{-2}$  мбар. Значения добротности являются усредненным по пяти кантилеверам. Для каждой добротности указано максимальное отклонение от среднего значения. В отличие от резонансной частоты, где отклонение от среднего не превышало 12,2 %, разброс добротности был более значительным. Для кантилеверов Cr/Al/Cr (5/30/5 нм) максимальное отклонение от среднего значения достигало 55,2 %, для 10/60/10 нм – 38,0 %, для 15/90/15 нм – 43,9 %. Для кантилеверов Ti/Al/Ti (15/90/15 нм) отклонение не превышало 14,4 %. В целом, добротности кантилеверов находились в диапазоне  $100 \div 2100$ .

На рис. 9.22 представлены графики зависимости добротности от длины кантилевера, маркерами отмечены значения, указанные в табл. 9.7–9.10. Для



наглядности маркеры соединены сглаженными линиями. Проанализировав рис. 9.22 можно выявить ряд закономерностей. Во-первых, отсутствует зависимость добротности кантилеверов от длины и ширины. Скачки и колебания добротности, скорее всего, вызваны колебаниями давления в вакуумной камере (откачка воздуха периодически включалась и выключалась) и индивидуальными особенностями кантилеверов. С последним обстоятельством связан и достаточно большой разброс значений добротности.

**Таблица 9.7.** Измеренные значения добротности кантилеверов Cr/Al/Cr (5/30/5 нм)

Длина, мкм	Ширина, мкм				
	2	4	6	8	10
10	516 ± 69	276 ± 55	498 ± 164	373 ± 206	385 ± 66
20	350 ± 50	207 ± 52	551 ± 204	303 ± 28	336 ± 38
30	-	250	616 ± 262	382 ± 104	93 ± 3
40	-	-	921 ± 192	227 ± 104	83
50	-	-	837 ± 246	332 ± 33	220
60	-	-	905 ± 12	459 ± 37	-
70	-	-	-	385	-
Дефект	неотрав 0,4 мкм	перетрав 1 мкм	перетрав 1,5 мкм	перетрав 1,2 мкм	неотрав 0,4 мкм

**Таблица 9.8.** Измеренные значения добротности кантилеверов Cr/Al/Cr (10/60/10 нм)

Длина, мкм	Ширина, мкм			
	4	6	8	10
10	1436 ± 75	1327 ± 1	522 ± 62	402 ± 153
20	1579 ± 88	1457 ± 114	1006 ± 86	953 ± 37
30	1267 ± 162	1440 ± 55	835 ± 214	920 ± 334
40	940 ± 99	1333 ± 221	1072 ± 314	887 ± 131
50	725 ± 56	1307 ± 297	1120 ± 171	764 ± 192
60	924 ± 45	1393 ± 338	768 ± 149	863
70	950 ± 146	-	295	-
80	748 ± 121	-	-	-
90	505 ± 78	-	-	-
100	730 ± 224	-	-	-
Дефект	неотрав 0,5 мкм	перетрав 1,7 мкм	перетрав 0,2 мкм	перетрав 2,3 мкм

**Таблица 9.9.** Измеренные значения добротности кантилеверов Cr/Al/Cr (15/90/15 нм)

Длина, мкм	Ширина, мкм		
	6	8	10
10	2049 ± 64	939 ± 20	825 ± 188
20	2061 ± 83	1902 ± 136	1469 ± 165
30	2054 ± 341	1924 ± 71	1439 ± 146
40	1735 ± 100	1673 ± 222	1631 ± 169
50	1850 ± 263	1720 ± 149	1808 ± 264
60	1944 ± 340	1250 ± 129	1311 ± 367
70	1381 ± 481	1608 ± 108	1330 ± 584
80	1205 ± 370	1405 ± 170	1052 ± 256
90	1118 ± 319	1084 ± 173	-
100	1531 ± 98	1454 ± 106	-
Дефект	перетрав 1,2 мкм	недотрав 0,4 мкм	перетрав 1,0 мкм

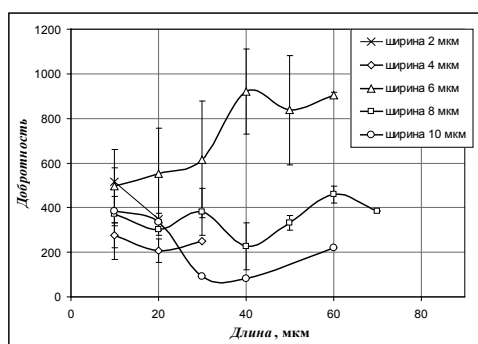
**Таблица 9.10.** Измеренные значения добротности кантилеверов Ti/Al/Ti (15/90/15 нм)

Длина, мкм	Ширина, мкм			
	2	4	6	8
10	214 ± 7	-	183 ± 5	-
20	252 ± 16	219 ± 10	168 ± 12	141 ± 20
30	240 ± 13	209 ± 19	164 ± 5	168 ± 5
40	234 ± 6	239 ± 12	171 ± 2	163 ± 4
50	241 ± 8	215 ± 8	182 ± 8	161 ± 5
60	231 ± 12	230 ± 9	184 ± 13	170 ± 6
70	227 ± 5	238 ± 2	177 ± 8	159 ± 6
80	252 ± 4	238 ± 10	175 ± 5	161 ± 17
90	235 ± 9	233 ± 10	193 ± 6	108
100	-	211	189 ± 1	-
Дефект	перетрав 1,6 мкм	недотрав 1 мкм	перетрав 1 мкм	перетрав 0,4 мкм

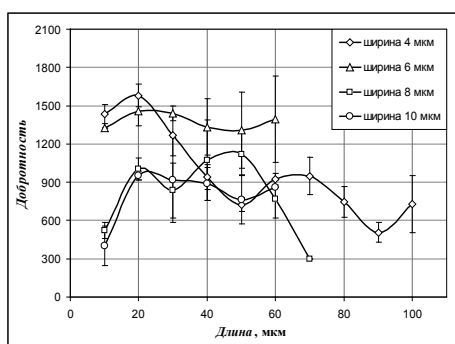
Во-вторых, добротность кантилеверов Cr/Al/Cr уменьшается с уменьшением толщины. Так, кантилеверы 5/30/5 нм обладали добротностью  $100 \div 800$ , 10/60/10 нм –  $500 \div 1500$ , 15/90/15 нм –  $900 \div 2100$ . Зависимость добротности

кантилеверов от толщины показана на рис. 9.23. Маркерами отмечены экспериментально полученные значения добротности (из табл. 9.7–9.10). Аппроксимирующая линия проведена через средние значения добротности кантилеверов различной толщины. С изменением толщины кантилевера добротность изменяется по закону, близкому к линейному.

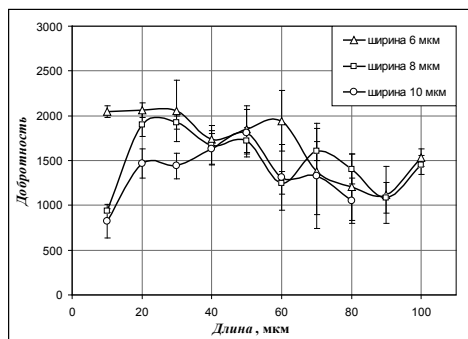
В-третьих, кантилеверы Ti/Al/Ti (15/90/15 нм) обладали на порядок более низкой добротностью ( $100 \div 250$ ), чем Cr/Al/Cr (15/90/15 нм) ( $900 \div 2100$ ). Также для кантилеверов Ti/Al/Ti был характерен низкий разброс добротности, и зависимости добротности от длины представляли собой относительно прямые линии (рис. 9.22г).



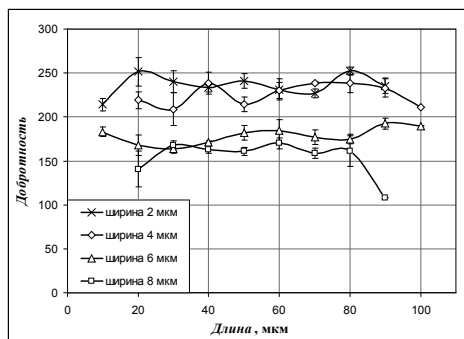
а



б



в



г

**Рисунок 9.22.** Зависимости добротности кантилеверов от длины: а) кантилеверы Cr/Al/Cr (5/30/5 нм); б) Cr/Al/Cr (10/60/10 нм); в) Cr/Al/Cr (15/90/15 нм); г) Ti/Al/Ti (15/90/15 нм)

В-четвертых, добротность кантилеверов уменьшалась со временем. После изготовления кантилеверы находились в воздухе при нормальных условиях. Первые измерения резонансных характеристик выполнялись в течение нескольких дней после изготовления, результаты этих измерений представлены в табл. 9.3–9.10. Повторные измерения были выполнены для кантилеверов

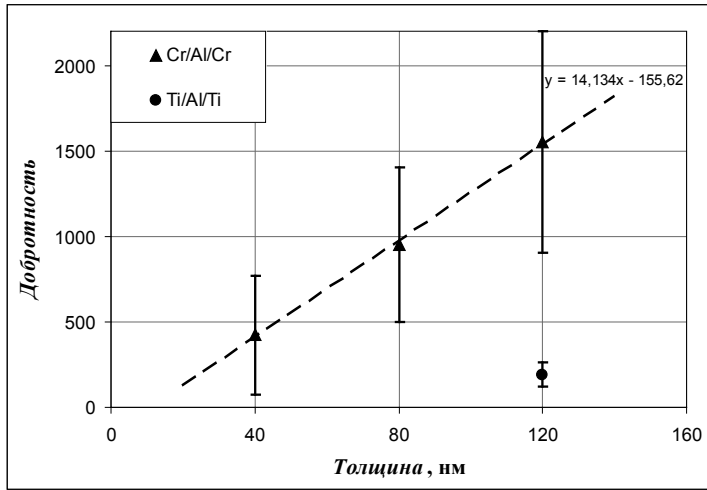


Рисунок 9.23. Зависимость добротности кантилеверов Cr/Al/Cr от толщины

Таблица 9.11. Резонансные характеристики кантилеверов Cr/Al/Cr (15/90/15 нм) шириной 8 мкм, измеренные с интервалом в 3 месяца

L, мкм	$f_0$	$f_0^*$	$\frac{f_0^* - f_0}{f_0}, \%$	$Q$	$Q^*$	$\frac{Q^* - Q}{Q}, \%$
20	$438,72 \pm 5,15$	$436,79 \pm 3,78$	-0,4	$1902 \pm 136$	$1494 \pm 251$	-21,5
30	$188,23 \pm 0,88$	$186,89 \pm 1,01$	-0,7	$1924 \pm 71$	$1648 \pm 104$	-14,4
40	$104,41 \pm 0,23$	$103,79 \pm 0,23$	-0,6	$1673 \pm 222$	$1595 \pm 120$	-4,7

Cr/Al/Cr (15/90/15 нм) спустя 3 месяца после первых измерений (все это время кантилеверы находились в воздухе при атмосферном давлении). В табл. 9.11 представлено сравнение резонансных частот и добротностей кантилеверов, измеренных сразу после изготовления ( $f_0$  и  $Q$ ) и спустя 3 месяца ( $f_0^*$  и  $Q^*$ ). За 3 месяца уменьшились как резонансная частота, так и добротность кантилеверов. Уменьшение резонансной частоты не превышало 1 %, а уменьшение добротности составляло 5 ÷ 20 %.

#### Д. Анализ добротности кантилеверов

Добротность кантилевера определяется несколькими источниками потерь энергии: воздушным демпфированием, передачей энергии опорной площадке через место крепления, термоупругим демпфированием, а также потерями энергии на дефектах в объеме и поверхностном слое кантилевера. Данные механизмы

демпфирования действуют независимо друг от друга, поэтому для определения результирующей добротности кантилевера необходимо рассмотреть каждый источник потерь энергии в отдельности.

Воздушное демпфирование обусловлено сопротивлением воздуха, которое кантилевер преодолевает в процессе колебаний. Был экспериментально определен диапазон давления воздуха, в котором добротность кантилеверов достигала максимальной величины и не зависела от давления ( $10^{-3} \div 10^{-2}$  мбар). Все измерения резонансных характеристик выполнялись в данном диапазоне давления. Полагалось, что воздушное демпфирование отсутствует,  $\Delta W_{air} \rightarrow 0$  и  $Q_{air} \rightarrow \infty$ . Поэтому добротность кантилеверов была обусловлена потерями энергии, связанными с конструкцией, режимом работы и материалом кантилевера, т.е. внутренними механизмами демпфирования.

Добротность кантилевера, обусловленная передачей энергии колебаний опорной площадке, описывается выражением (9.39). Согласно данному выражению, добротность кантилевера пропорциональна величине  $(L/t)^3$ . Поэтому кантилеверы, имеющие отношение длины к толщине  $\sim 100$ , должны обладать добротностью порядка  $10^6$  для первой колебательной моды. Если же отношение длины к толщине составляет  $\sim 1000$ , то расчетное значение добротности имеет порядок  $10^9$ . В то же время, наибольшие измеренные значения добротности кантилеверов имели величину около 2000. Потери энергии колебаний в опорной площадке не являлись доминирующим источником потерь энергии, и добротность кантилеверов была ограничена другими механизмами демпфирования.

Расчеты добротности, обусловленной термоупругим демпфированием, были выполнены в соответствии с выражениями (9.40)–(9.42). При расчетах кантилевер полагался изготовленным из алюминия, имеющим толщину 100 нм и резонансную частоту 100 кГц. Использовались следующие значения констант и величин:  $\kappa = 237$  Вт/(м·К),  $\rho = 2700$  кг/м<sup>3</sup>,  $H = 930$  Дж/(кг·К),  $E = 70$  ГПа,  $\alpha = 23,1 \cdot 10^{-6}$  1/К,  $T = 300$  К. Согласно выражению (9.40), для кантилевера с данными параметрами время релаксации составляет  $1,1 \cdot 10^{-11}$  с. На частоте 100 кГц период колебаний кантилевера составляет  $10^{-5}$  с. Таким образом, время релаксации существенно меньше периода колебаний кантилевера. Термоупругое демпфирование мало, и, согласно выражению (9.41), добротность кантилевера составляет  $2,09 \cdot 10^8$ . Выражение (9.42) дает близкий результат:  $Q_{TED} = 2,12 \cdot 10^8$ . В случае кантилевера, изготовленного из хрома ( $\kappa = 93,9$  Вт/(м·К),  $\rho = 7190$  кг/м<sup>3</sup>,  $H = 461$  Дж/(кг·К),  $E = 279$  ГПа,  $\alpha = 8,2 \cdot 10^{-6}$  1/К) время релаксации составляет  $3,6 \cdot 10^{-11}$  с, а добротность, рассчитанная по формулам (9.41) и (9.42), составляет  $1,63 \cdot 10^8$  и  $1,65 \cdot 10^8$  соответственно. Таким образом, термоупругое демпфирование, также как и потери энергии через место крепления, не являлось доминирующим источником потерь энергии в исследуемых кантилеверах.

Потери энергии в объеме и поверхностном слое кантилевера происходят вследствие взаимодействия механических волн, распространяющихся в колеблющемся кантилевере, с различными дефектами и особенностями материала. К ним относятся межзеренные границы, чужеродные атомы в кристаллической решетке и другие дефекты структуры материала, а также неровности поверхности,

различные адсорбаты и загрязнения, слой оксида на поверхности кантилевера и др. [39]. Согласно современной модели [32], потери энергии на дефектах в объеме кантилевера не зависят от его геометрии (выражение (9.51)), а определяются лишь свойствами материала. В то же время потери, происходящие в поверхностном слое, зависят от толщины кантилевера, добротность изменяется пропорционально толщине (выражение (9.55)) и не зависит от длины и ширины. Модель [32] не позволяет количественно оценить добротность кантилеверов, однако она хорошо описывает характер зависимости добротности от геометрических параметров. На основании экспериментально полученных зависимостей добротности от размеров кантилевера был сделан вывод о том, что добротность определялась потерями энергии на дефектах поверхностного слоя кантилевера.

Кантилеверы Ti/Al/Ti (15/90/15 нм) обладают более низкой добротностью (100 ÷ 250), чем Cr/Al/Cr (900 ÷ 2100). Разница в добротности обусловлена высокой газопоглощительной способностью титана (титан является геттером). Поверхность кантилеверов Ti/Al/Ti активно поглощает различные вещества из окружающей среды, что обусловило наличие большого числа дефектов, на которых происходили потери энергии. Хром не обладает высокой газопоглощительной способностью. Причиной уменьшения добротности кантилеверов со временем, по-видимому, являлось накопление адсорбатов на их поверхности. Уменьшение резонансной частоты происходило вследствие увеличения массы кантилевера. Экспериментальные результаты подтверждают определяющее влияние поверхностного слоя кантилеверов на добротность.

## § 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Металлические кантилеверы, обладающие сверхвысоким отношением длины к толщине, являются перспективными подвижными элементами микро- и нанoeлектромеханических систем. В данной главе рассмотрены методы изготовления и исследования свойств нанокантилеверов, в том числе резонансных характеристик.

Основным способом изготовления нанокантилеверов является поверхностная микрообработка кремния. Она включает такие операции полупроводниковой технологии, как термическое окисление, осаждение различных пленок, фотолитография и травление. Применение поверхностной микрообработки позволяет изготавливать металлические многослойные кантилеверы наноразмерной толщины, обладающие сверхвысоким отношением длины к толщине. В данной главе подробно рассмотрен технологический процесс изготовления нанокантилеверов толщиной 40 нм и отношением длины к толщине равным 1500.

Основной проблемой при изготовлении металлических нанокантилеверов является изгиб под действием остаточных напряжений. Трехслойная структура кантилевера позволяет исключать изгиб и с высокой степенью повторяемости изготавливать металлические кантилеверы без применения специальных методик

нанесения металлических пленок. Эффективность использования трехслойной структуры подтверждается экспериментальными результатами изготовления кантилеверов двух типов – Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti с отношением толщин слоев 1/6/1.

Рассмотрены теоретические и экспериментальные зависимости резонансных характеристик трехслойных металлических кантилеверов, обладающих сверхвысоким отношением длины к толщине, от их геометрических размеров. Резонансная частота кантилеверов Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti с высокой степенью точности описывается теорией балки Бернулли Эйлера при значениях модуля Юнга и плотности объемного материала. Зависимость свойств материала от толщины кантилеверов Cr/Al/Cr и Ti/Al/Ti в диапазоне толщины 40 ÷ 120 нм не наблюдается.

Добротность металлических кантилеверов определяется различными потерями энергии. Источниками потерь являются воздушное демпфирование, передача энергии опорной площадке через место крепления, термоупругое демпфирование, а также потери энергии на дефектах в объеме и поверхностном слое кантилевера. Добротность наноразмерных кантилеверов при отсутствии воздушного демпфирования определяется главным образом потерями энергии на дефектах поверхностного слоя кантилевера.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Rebeiz G.M., Muldavin J.B. RF MEMS switches and switch circuits // IEEE Microwave Mag. – 2001. – V. 2. – P. 59–71.
2. Loh O.Y., Espinosa H.D. Nanoelectromechanical contact switches // Nature Nanotechnology. – 2012. – V. 7. – P. 283–295.
3. Jang W.W., Lee J.O., Yoon J.-B., Kim M. S., Lee J.-M., Kim S.-M., Cho K.-H., Kim D.W., Park D., Lee W.-S. Fabrication and characterization of a nanoelectromechanical switch with 15 nm thick suspension air gap // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 92. – P. 103110.
4. Fruehling A., Xiao S., Qi M., Roy K., Peroulis D. Nano-switch for study of gold contact behavior // IEEE Sensors. – 2009. – P. 248–251.
5. Peroulis D., Pacheco S.P., Sarabandi K., Katehi L.P.B. Electromechanical considerations in developing low-voltage RF MEMS switches // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2003. – V. 51. – P. 259–270.
6. Ophus C., Nelson-Fitzpatrick N., Lee Z., Lubner E., Harrower C., Westra K., Dahmen U., Radmilovic V., Evoy S., Mitlin D. Resonance properties and microstructure of ultracompliant metallic nanoelectromechanical systems resonators synthesized from Al-32 at. % Mo amorphous-nanocrystalline metallic composites // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 92. – P. 123108.
7. Cimalla V., Niebelschutz F., Tonisch K., Foerster Ch., Brueckner K., Cimalla I., Friedrich T., Pezoldt J., Stephan R., Hein M., Ambacher O. Nanoelectromechanical devices for sensing applications // Sensors and Actuators B. – 2007. – V. 126. – P. 24–34.

8. Palasantzas G. Surface roughness influence on the quality factor of high frequency nanoresonators // *J. Appl. Phys.* – 2008. – V. 103. – P. 046106.
9. Li L., Song W., Zhang G., Jia D. An electrical contact resistance model including roughness effect for a rough MEMS switch // *J. Micromech. Microeng.* – 2012. – V. 22. – P. 115023.
10. Lubber E., Mohammadi R., Ophus C., Lee Z., Nelson-Fitzpatrick N., Westra K., Evoy S., Dahmen U., Radmilovic V., Mitlin D. Tailoring the microstructure and surface morphology of metal thin films for nano-electromechanical systems applications // *Nanotechnology.* – 2008. – V. 19. – P. 125705.
11. Уваров И.В., Наумов В.В., Амиров И.И. Особенности изготовления металлических кантилеверов наноразмерной толщины // *Нано- и микросистемная техника.* – 2013. – Вып. 11. – С. 5–9.
12. Horcas I., Fernández R., Gómez-Rodríguez J.M., Colchero J., Gómez-Herrero J., Baro A.M. WSXM: A software for scanning probe microscopy and a tool for nanotechnology // *Rev. Sci. Instr.* – 2007. – V. 78. – P. 013705.
13. Уваров И.В., Морозов О.В., Козин И.А., Постников А.В., Амиров И.И., Кальнов В.А. Динамические характеристики чувствительного элемента акселерометра с повышенным фактором демпфирования // *Нано- и микросистемная техника.* – 2011. – Вып. 12. – С. 38–40.
14. Uvarov I.V., Naumov V.V., Amirov I.I. Resonance properties of multilayer metallic nanocantilevers // *Proc. of SPIE.* – 2012. – V. 8700. – 87000S–1.
15. Sadeghian H., Yang C.-K., Babaei Gavan K., Goosen J.F.L., van der Drift E.W.J.M., van der Zant H.S.J., Bossche A., French P.J. van Keulen F. Some considerations of effects-induced errors in resonant cantilevers with the laser deflection method // *J. Micromech. Microeng.* – 2010. – V. 20. – P. 105027.
16. Уваров И.В., Наумов В.В., Аминов М.К., Куприянов А.Н., Амиров И.И. Исследование резонансных характеристик металлических микро- и нанобалок // *Нано- и микросистемная техника.* – 2011. – Вып. 12. – С. 45–48.
17. Abdulla S.M.C., Yagubizade H., Krijnen G.J.M. Analysis of resonance frequency and pull-in voltages of curled micro-bimorph cantilevers // *J. Micromech. Microeng.* – 2012. – V. 22 – P. 035014.
18. Lee S.W., Park S.J., Campbell E.E.B., Park Y.W. A fast and low-power microelectromechanical system-based non-volatile memory device // *Nature Commun.* – 2011. – V. 2. – P. 220.
19. Babaei Gavan K., van der Drift E.W.J.M., Venstra W.J., Zuiddam M.R., van der Zant H.S.J. Effect of undercut on the resonant behaviour of silicon nitride cantilevers // *J. Micromech. Microeng.* – 2009. – V. 19. – P. 035003.
20. Babaei Gavan K., Westra H.J.R., van der Drift E.W.J.M., Venstra W.J., van der Zant H.S.J. Impact of fabrication technology on flexural resonances of silicon nitride cantilevers // *Microelectr. Eng.* – 2009. – V. 86. – P. 1216–1218.
21. Guillon S., Saya D., Mazon L. Perisanu S., Vincent P., Lazarus A., Thomas O., Nicu L. Effect of non-ideal clamping shape on the resonance frequencies of silicon nanocantilevers // *Nanotechnology.* – 2011. – V. 22. – P. 245501.
22. Bhushan B. Adhesion and stiction: Mechanisms, measurement techniques, and methods for reduction // *J. Vac. Sci. Technol. B.* – 2003. – V. 21. – P. 2262–2296.



23. Nayfeh A.H., Younis M.I., Abdel-Rahman E.M. Dynamic pull-in phenomenon in MEMS resonators // *Nonlinear Dynamics*. – 2007. – V. 48. – P. 153–163.
24. Alsaleem F.M., Younis M.I., Ouakad H.M. On the nonlinear resonances and dynamic pull-in of electrostatically actuated resonators // *J. Micromech. Microeng.* – 2009. – V. 19 – P. 045013.
25. Delrio F.W., de Boer M.P., Knapp J.A., Reedy E.D., Clews P.J. Dunn M.L. The role of van der Waals forces in adhesion of micromachined surfaces // *Nature Mater.* – 2005. – V. 4. – P. 629–634.
26. Ерофеев В.И., Кажаяев В.В., Лисенкова Е.Е., Семерикова Н.П. Сравнительный анализ динамического поведения балок моделей Бернулли-Эйлера, Рэлея и Тимошенко, лежащих на упругом основании // *Вестник научно-технического развития*. – 2009. – Вып. 8. – С. 18–26.
27. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости / Пер. с англ. – М.: Наука, 1975. – 576 с.
28. Younis, M.I. MEMS linear and nonlinear statics and dynamics. – New York: Springer Science + Business Media, LLC, 2011. – 453 p.
29. Митрофанов В.П. Колебательные системы с малой диссипацией (от макро- до наносцилляторов): [учеб. пособие]. – М.: Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2010. – 74 с.
30. Senturia S.D. *Microsystem Design*. – Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2001. – 689 p.
31. Sandberg R., Svendsen W., Mølhave K., Boisen A. Temperature and pressure dependence of resonance in multi-layer microcantilevers // *J. Micromech. Microeng.* – 2005. – V. 15. – P. 1454–1458.
32. Yasumura K.Y., Stowe T.D., Chow E.M., Pfafman T., Kenny T.W., Stipe B.C., Rugar D. Quality factors in micron- and submicron-thick cantilevers // *J. Microelectromech. Syst.* – 2000. – V. 9. – P. 117–125.
33. Cross M.C., Lifshitz R. Elastic wave transmission at an abrupt junction in a thin plate with application to heat transport and vibrations in mesoscopic systems // *Phys. Rev. B*. – 2001. – V. 64. – P. 085324.
34. Hao Z., Erbil A., Ayazi F. An analytical model for support loss in micromachined beam resonators with in-plane flexural vibrations // *Sensors and Actuators A*. – 2003. – V. 109. – P. 156–164.
35. Zener C. Internal friction in solids: I. Theory of internal friction in reeds // *Phys. Rev.* – 1937. – V. 52. – P. 230–235.
36. Zener C. Internal friction in solids: II. General theory of thermoelastic internal friction // *Phys. Rev.* – 1938. – V. 53. – P. 90–99.
37. Zener C. Internal friction in solids: III. Experimental demonstration of thermoelastic internal friction // *Phys. Rev.* – 1938. – V. 53. – P. 100–101.
38. Lifshitz R., Roukes M.L. Thermoelastic damping in micro- and nanomechanical systems // *Phys. Rev. B*. – 2000. – V. 61. – P. 5600–5609.
39. Mohanty P., Harrington D.A., Ekinci K.L., Yang Y.T., Murphy M.J., Roukes M.L. Intrinsic dissipation in high-frequency micromechanical resonators // *Phys. Rev. B*. – 2002. – V. 66. – P. 085416.

40. Reid S., Cagnoli G., Crooks D.R.M., Hough J., Murray P., Rowan S., Fejer M.M., Route R., Zappe S. Mechanical dissipation in silicon flexures // *Phys. Lett. A.* – 2006. – V. 351. – P. 205–211.
41. Carr D.W., Evoy S., Sekaric L., Craighead H.G., Parpia J.M. Measurement of mechanical resonance and losses in nanometer scale silicon wires // *Appl. Phys. Lett.* – 1999. – V. 75. – P. 920–922.
42. Gaspar J., Chu V., Conde J.P. Amorphous silicon electrostatic microresonators with high quality factors // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 84. – P. 622–624.
43. Imboden M., Mohanty P., Gaidarzhy A., Rankin J., Sheldon B.W. Scaling of dissipation in megahertz-range micromechanical diamond oscillators // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V. 90. – P. 173502.
44. Амиров И.И., Наумов В.В., Изюмов М.О., Селюков Р.С. Влияние энергии ионов на морфологию поверхности пленки платины при высокочастотном ионно-плазменном распылении // *Письма в ЖТФ.* – 2013. – Т. 39. – Вып. 2. – С. 68–75.
45. Blom F.R., Bouwstra S., Elwenspoek M., Fluitman J.H.J. Dependence of the quality factor of micromachined silicon beam resonators on pressure and geometry // *J. Vac. Sci. Technol. B.* – 1992. – V. 10. – P. 19–26.
46. Уваров И.В., Наумов В.В., Амиров И.И. Резонансные свойства многослойных металлических нанокантилеверов // *Нано- и микросистемная техника.* – 2013. – Вып. 4. – С. 29–32.