Р.К. ЯФАРОВ

# ФИЗИКА свч вакуумно-плазменных нанотехнологий



Р.К. ЯФАРОВ

# ФИЗИКА свч вакуумно-плазменных нанотехнологий



#### УДК 533.9 ББК 30.61 Я 89

Я фаров Р.К. Физика СВЧ вакуумно-плазменных нанотехнологий. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 216 с. — ISBN 978-5-9221-1150-8.

В книге обозначены и насколько возможно полно раскрыты современные тенденции и подходы в разработке СВЧ плазмохимического оборудования и нанотехнологий на его основе. Излагаются математическая теория диффузионных процессов и основы теории плазмы газового разряда в магнитном поле, описаны применяемые методы решения стохастических дифференциальных уравнений и уравнений Фоккера-Планка-Колмогорова. Даны обобщение и системное изложение опыта и результатов по разработке физико-технических основ новых типов микроволновых плазменных устройств. Приведены результаты практического использования разработанных микроволновых источников плазмы.

Материалы книги могут быть задействованы в учебном процессе в качестве спецкурсов или спецсеминаров для студентов вузов соответствующего профиля.

#### ЯФАРОВ Равиль Кяшшафович

#### ФИЗИКА СВЧ ВАКУУМНО-ПЛАЗМЕННЫХ НАНОТЕХНОЛОГИЙ

Редактор О.А. Константинова Оригинал-макет: Ю.В. Владимирова Оформление переплета: Н.В. Гришина

Подписано в печать 07.08.09. Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 13,5. Уч.-изд. л. 14. Тираж 200 экз. Заказ № К-1631.

Издательская фирма «Физико-математическая литература» МАИК «Наука/Интерпериодика» 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90 E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru; http://www.fml.ru

Отпечатано в ГУП «ИПК Чувашия», 428019 г. Чебоксары, пр-т И.Яковлева, 13



© ФИЗМАТЛИТ, 2009 © Р.К. Яфаров, 2009

ISBN 978-5-9221-1150-8

### оглавление

Введение	5
Глава 1. Физико-технические основы создания СВЧ плазменных	
устройств с электронным циклотронным резонансом	11
§1.1. Распространение СВЧ-колебаний в плазменных волноводных устройствах	11
\$1.2. Согласование элементов волноволного тракта	14
§ 1.3. Олномоловые СВЧ плазменные устройства	20
§14. Передача СВЧ-энергии и пробой в круглом волноволе-реакторе	25
§1.5. Многомодовые СВЧ плазменные устройства	29
1.5.1. Выбор типа электромагнитных волн (29). 1.5.2. Основные	
типы многомодовых СВЧ плазменных устройств (34).	
Глава 2. Взаимодействие электромагнитных волн с плазмой во	
внешнем магнитном поле	41
§2.1. Общие сведения о свойствах низкотемпературной плазмы 2.1.1. Плотность, температура и функция распределения (41). 2.1.2. Оболочки и электрические поля (43). 2.1.3. Столкно-	41
вения частиц в плазме (44). 2.1.4. Плазменная частота (44). 2.1.5. Влияние магнитного поля (45). 2.1.6. Давление плаз-	
мы (45). 2.1.7. ИОНИЗАЦИЯ (40).	17
§2.2. Поглощение электроманийных волн при ЭЦР	41
у2.3. Бесстолкновительное поглощение СБ-т-мощности во внешнем	56
\$2.4. Распространение электромагнитных волн в волноволах с про-	00
дольно намагниченной плазмой	60
2.4.1. Однородное магнитное поле (60). 2.4.2. Неоднородное	
магнитное поле (62).	
§2.5. Удержание плазмы в магнитном поле	64
Глава 3. Диффузионная модель СВЧ газового разряда и ее при-	
менение в технологических процессах	71
§3.1. Равномерность обработки в одномодовых СВЧ-источниках плаз-	
Mbi	71
§ 3.2. Влияние геометрии реактора и источника ионизации на пара-	74
метры плазменной обработкиС. С.	74
у о.о. Равномерность и производительность ССРЧ плазменной обработ- ки в убырающем магнитиом поле	78
КИ В УОВВАЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	10
ним магнитным полем.	85
§3.5. Диффузионная модель газового СВЧ-разряда в магнитном поле	00
с ненулевыми граничными условиями	91
Глава 4 Характеристики СВЧ-плазмы в магнитном поле	98
641. Метолика исследования электронной компоненты СВЧ-плазмы	00
в магнитном поле.	98
§4.2. Зависимость параметров плазмы от режима генерации	103
§ 4.3. Электрические поля в СВЧ-разряде с внешним магнитным полем	109
§4.4. Эмиссионные характеристики плазмы СВЧ газового разряда	113
§4.5. Управление параметрами СВЧ ионно-плазменного источника	116
Глава 5. Сверхвысокочастотное плазмохимическое травление	119
§5.1. Классификация процессов ионно-плазменного травления	119
5.1.1. Универсальность и анизотропность ионно-лучевого травления (121). 5.1.2. Селективность и анизотропность реак-	

<ul> <li>тивного ионно-лучевого травления (123). 5.1.3. Универсальность ионно-плазменного травления (125). 5.1.4. Селективность и производительность реактивного ионно-плазменного травления (125). 5.1.5. Селективность и «мягкость» плазменного травления (125). 5.1.6. «Мягкость» и изотропность радикального травления (125). 5.1.7. Производительность и анизотропность ионно-стимулированного газового травления (126).</li> <li>\$ 5.2. Низкоэнергетичное травление соединений АЗВ5 в хлорсодержащем газовом СВЧ-разряде.</li> <li>\$ 5.3. Сверхвысокочастотное ВПТ металлических пленок</li></ul>
Глава 6. Сверхвысокочастотное плазмохимическое травление
кремниевых материалов § 6.1. Скорость и селективность СВЧ-травления § 6.2. Качество СВЧ-травления § 6.3. Сверхвысокочастотное травление кремниевых пластин различ- ных кристаллографических ориентаций § 6.4. Механизм и анизотропность высоковакуумного СВЧ-травления § 6.5. Влияние структуры поверхности на качество травления
Глава 7. Плазмохимический СВЧ-синтез низкоразмерных гетеро-
<ul> <li>структур на основе кремния и его соединений</li> <li>§ 7.1. Современные технологии формирования спонтанно упорядоченных наноструктур и нанокомпозитов.</li> <li>7.1.1. Упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков (163).</li> <li>7.2. Размеры и плотность островков: возможности управления</li></ul>
Глава 8. Плазмохимический СВЧ-синтез низкоразмерных угле-
родных структур различных аллогропных модификации § 8.1. Самоорганизация наноалмазных кристаллитов
§8.2. Синтез наноалмазных композиционных материалов §8.3. Интеграция технологических процессов на основе плазмы СВЧ газового разряда в магнитном поле
Список литературы

4

#### введение

Неуклонное возрастание роли диапазона сверхвысоких частот (СВЧ) электромагнитного спектра в жизни общества обусловлено не только успешным его использованием в радиотехнике и радиолокации, но и тем, что электромагнитные колебания этого диапазона обладают рядом важных физических особенностей и свойств, отличающих его от смежных участков спектра. В частности, особенностью СВЧ-диапазона оказывается легкость, с которой СВЧ-энергия трансформируется в другие виды энергии: тепло, энергию ускоренных частиц и т.д. Важным преимуществом СВЧ электромагнитных волн являются самоорганизующаяся избирательность воздействия, а также возможность сосредоточения большой электромагнитной энергии в малых объемах и ее концентрации в нужном месте, что легло в основу разработки новых экологически чистых и энергосберегающих технологий. Для их реализации в России были созданы высокоэффективные источники СВЧ-энергии с непрерывной мощностью от 200 Вт до 50 кВт на частотах 460, 915 и 2450 МГц, которые нашли широкое применение в различных отраслях промышленности [1].

Одним из наиболее перспективных применений СВЧ-энергии является получение сильно неравновесной, или «холодной», СВЧ-плазмы. Такая плазма обладает рядом важных свойств, которые находят все новые и новые применения в различных областях науки и техники. Устойчивый СВЧ газовый разряд в магнитном поле может быть использован, например, для высокоэффективной безрадиационной плазменной обработки микроструктур [2].

Обшая теория взаимодействия электромагнитных волн СВЧ-диапазона с газовой низкотемпературной плазмой была разработана в начале 60-х годов ХХ века в трудах В. Л. Гинзбурга [3], В.Е.Голанта [4] и других. Она нашла широкое экспериментальное подтверждение при решении многих важных научно-технических проблем. К основным областям применения результатов этих исследований относятся проблема управляемого термоядерного синтеза, при котором электронно-циклотронный резонанс (ЭЦР) в магнитной конфигурации типа «пробкотрон» служит для создания и нагрева плазмы до предтермоядерных температур; астрофизические проблемы; создание плазменных преобразователей энергии и плазменных двигателей; разработка газовых лазеров и т. д. Изучению и применению физических и физико-химических особенностей СВЧ-разряда посвящены многочисленные публикации, наиболее известными среди которых в последние годы являются следующие монографии: Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. — М.: Наука, 1980. 470 с.; Животов В.К., Русанов В.Д., Фридман А.Л. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. — М.: Энергоиздат, 1985. 216 с.; Батенин В. М., Климовский И.И., Лысов Г.В., Троицкий В.Н. СВЧ-генераторы плазмы: Физика, техника, применение. — М.: Энергоатомиздат, 1988. 224 с.

Применять эффект ЭЦР-нагрева (ЭЦРН) плазмы с целью получения многозарядных ионов было предложено в 1969 г. [5]. В 1972 г. появились сообщения о первых источниках, в которых была реализована эта идея [6].

В настоящее время ионные источники на ЭЦР широко применяются для получения высококачественных пучков многозарядных ионов в ускорителях, а также при экспериментах по ядерной физике. Примерно с 1977 г. началось практическое использование ЭЦР СВЧ-плазмы в технологических процессах микроэлектронного производства [7].

В последние годы конструкции ЭЦР-источников плазмы и многозарядных ионов были усовершенствованы, и сейчас хорошо известно, как их делать. Однако далеко не достаточно изучены физические процессы, лежащие в основе их действия. Среди причин этого можно указать многообразие и сложную взаимосвязь различных параметров плазмы, а также трудности проведения прямых измерений.

С переходом в область нанотехнологий требования к плазменным процессам значительно ужесточились. Они уже не могут быть удовлетворены за счет плазменных процессов, основывающихся на использовании электрических разрядов постоянного тока и переменного тока промышленной или высокой частоты. Возникающая в процессе плазменной обработки дефектность кристаллической структуры приповерхностных слоев и пленок ухудшает их электрофизические свойства, а значит, и параметры приборов, изготовленных на их основе. Важными требованиями современной микро- и наноэлектроники являются уменьшение критических размеров элементов схем и сокращение стоимости их производства, причем реализация второго из этих требований становится все более актуальной. Дело в том, что уменьшение критических размеров элементов имеет четко определенный предел (атомный масштаб), достижение которого на современном этапе развития технологии не представляется сложной фундаментальной проблемой. По крайней мере в настоящее время уже известны все физические элементарные задачи и методы их решения, способные разрешить проблему достижения необходимого размера элементов. Для реализации же второго требования еще предстоит решить ряд фундаментальных проблем, связанных, во-первых, с увеличением интенсивности (скорости) плазменной обработки и, во-вторых, с увеличением размера подложки, при котором обеспечивался бы сверхгрупповой характер обработки без снижения ее качества (то есть повышение степени прецизионности

6

обработки на все возрастающих размерах подложек). На первый взгляд это представляется чисто технической задачей. Однако из-за высокой сложности экспериментальных реализаций ее решение оказывается не тривиальным, особенно в случае волноводных СВЧ электродинамических систем во внешнем магнитном поле, для которых подобный эксперимент является весьма сложным и дорогим. Понимание этого заставляет создателей современного плазменного оборудования обращаться к разработке теоретических моделей поведения плазменных сред в ограниченных объемах и управления ими, определению степени совместимости технологических требований и поиску путей наиболее оптимального решения проблемы.

В связи с вышеизложенным главной задачей настоящей книги является не обобщение уже известного обширного материала, относящегося к изучению особенностей СВЧ-разрядов различного вида и/или их использованию в плазмохимии, а обозначение и по возможности раскрытие современных тенденций и подходов в разработке СВЧ плазмохимического оборудования и нанотехнологий на его основе.

Для моделирования процессов в данной области науки применяют различные методы построения функций распределения электронов и ионов по энергии, характеризующих рассматриваемый плазменный процесс при его устойчивом протекании (уравнения Лоренца, Максвелла, кинетические уравнения и различные цепочки уравнений для многочастичных функций распределения). Однако для достижения конкретных новых научных результатов исследователи чаще всего накладывают на плазму некоторые ограничения и при этом получают различные приближенные описания плазменных процессов (приближение первых моментов (теория Власова), поляризационное приближение, при котором трехчастичные корреляционные функции отсутствуют, а двухчастичные достаточно малы, и т. д.). Среди таких приближений особо важную роль играет диффузионное приближение, возникающее в том случае, когда интеграл столкновений Балеску-Ленарда представим в форме эллиптического дифференциального оператора второго порядка.

Описываемая далее диффузионная модель сверхвысокочастотного разряда в неоднородных внешних магнитных полях с различными граничными условиями характерна тем, что она применяется не только к функции распределения электронов по энергии, но и к распределению концентрации электронов в цилиндрическом плазмотроне. В книге излагаются математическая теория диффузионных процессов и основы теории плазмы газового разряда в магнитном поле, описаны применяемые методы решения стохастических дифференциальных уравнений и уравнений Фоккера-Планка-Колмогорова.

Особое внимание уделено изучению разновидностей граничных условий на стенках плазмотрона, различным способам ввода энергии и наличию разных форм источников ионизации в виде областей электронно-циклотронного резонанса, задаваемых внешним магнитным полем. На основании диффузионной модели впервые рассматриваются практические аспекты, связанные с повышением качества технологического процесса (интенсивности и равномерности плазменной обработки материалов), исследуется построение в плазмотронах областей, обеспечивающих обработку с заданными требованиями. Выводы и рекомендации теоретического рассмотрения прошли технологическую и аппаратурную апробацию. Результаты некоторых из них представлены в книге впервые.

В связи с высокой актуальностью применения СВЧ-плазмы даны обобщение и системное изложение опыта и результатов по разработке физико-технических основ новых типов микроволновых плазменных устройств. К ним относятся плазменные источники для реализации базовых технологий производства сверхбольших и сверхскоростных интегральных схем (СБИС и ССИС) на пластинах диаметром до 12 дюймов и более, высокостабильные плазменные источники с управляемыми пространственным и энергетическим распределениями плотности плазмы в реальном времени и т. д. Приведены результаты практического использования разработанных микроволновых источников плазмы. Сюда входят безрадиационная очистка и пассивация поверхности, глубокосубмикронное сухое травление с управляемыми анизотропностью и селективностью полупроводниковых структур на основе кремния, различных металлов, полупроводниковых материалов группы АЗВ5 и т. д., а также осаждение высококачественных диэлектрических и полупроводниковых пленок и гетероструктур на основе кремния и различных аллотропных модификаций углерода. На основе впервые обнаруженных эффектов самоорганизации и полиморфных превращений, обусловленных кинетическими факторами в неравновесной СВЧ-плазме, разработана низкотемпературная технология получения нанокомпозитных алмазно-графитовых и алмазно-углеводородных материалов. Определены области кинетических преимуществ при получении пленочных углеродных материалов различных аллотропных модификаций. Указанные технологии находятся в стадии развития и совершенствования и являются ведущими в производстве изделий микрои наноэлектроники, оптики, вакуумной и плазменной электроники, энергетики, механики и т. д.

Содержание книги представлено в восьми главах. В первой главе излагаются физико-технические основы создания волноводных однои многомодовых СВЧ плазменных устройств с электронным циклотронным резонансом. Обосновывается выбор типов электромагнитных волн для многомодовых СВЧ-реакторов. Рассматриваются вопросы передачи СВЧ-энергии и согласования элементов сложных электродинамических систем.

Во второй главе проводится анализ распространения и поглощения электромагнитных волн в волноводной разреженной СВЧ-плазме с внешним магнитным полем. Рассмотрены механизмы удержания и потерь заряженных частиц в СВЧ-плазме, механизмы поглощения СВЧ-мощности в неоднородной плазме. Определены границы режимов их реализации. Указаны способы управления «каналами» поглощения плазмой СВЧ-мощности, плотностью ионных пучков, массовым составом и другими параметрами плазмы химически активных газов.

В третьей главе излагается математическая теория диффузионных процессов в плазме СВЧ газового разряда в магнитном поле. Описаны применяемые методы решения стохастических дифференциальных уравнений и уравнений Фоккера-Планка-Колмогорова. Получены выражения для концентрации электронов при различных функциях внешнего источника ионизации, диффузии и скорости прокачки плазмообразующего газа, характеризующих разные режимы генерации плазмы. Особое внимание уделено изучению разновидностей граничных условий на стенках плазмотрона, связанных со способами ввода энергии и формой источников ионизации в виде областей электронно-циклотронного резонанса, задаваемых внешним магнитным полем. Рассматриваются проблемы повышения интенсивности и равномерности плазменной обработки материалов при переходе от установок с традиционными режимами работы при нулевых граничных условиях к установкам нового типа, имеющим распределенные боковые вводы энергии и как следствие ненулевые граничные условия. Проводится сравнение результатов теории диффузионного моделирования и гидродинамического описания плазменных процессов с экспериментом.

В четвертой главе описаны методики и результаты экспериментальных исследований параметров электронной компоненты плазмы СВЧ газового разряда в магнитном поле. Изучено влияние параметров процесса и конструкции плазмотрона на функцию распределения электронов по энергии и электрические поля в СВЧ-разряде. Приведены наиболее значимые факторы управления внутренними параметрами плазмы, с помощью которых обеспечивается селективность процессов ионизации и возбуждения атомов и молекул рабочего газа.

Для специалистов в области использования СВЧ-плазмы будут полезны четыре последние главы, содержащие результаты исследований СВЧ-плазмы в магнитном поле и ее применения в традиционных и новых технологических процессах микро- и наноэлектроники.

В пятой и шестой главах изложены результаты экспериментальных и теоретических исследований воздействия низкоэнергетичной химически активной СВЧ-плазмы низкого давления при получении и сухом травлении кремнийсодержащих полупроводниковых и диэлектрических наноразмерных пленочных материалов для создания топологических структур микро- и наноэлектроники. Приведены физикохимические закономерности низкоэнергетичного наноразмерного СВЧ ионно-плазменного травления полупроводниковых соединений АЗВ5 и тонких пленок алюминия в условиях слабой адсорбции. Описаны особенности их травления по сравнению с травлением кремнийсодержащих материалов и других металлических пленок. Изложены результаты исследования плазмостойкости в СВЧ-плазме различных типов электронных и фоторезистов.

В главах семь и восемь особое место занимают результаты оригинальных исследований по разработке низкотемпературной технологии получения низкоразмерных пленочных кремниевых и углеродных материалов различных аллотропных модификаций, а также нанокомпозитных алмазно-графитовых и алмазно-углеводородных материалов, применяемых в вакуумной и плазменной электронике, оптике, механике. Очерчены перспективы интеграции различных технологических процессов, основанных на использовании СВЧ-плазмы в магнитном поле.

Материалы книги могут быть задействованы в учебном процессе в качестве спецкурсов или спецсеминаров для студентов вузов соответствующего профиля.

#### Глава 1

## ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СОЗДАНИЯ СВЧ ПЛАЗМЕННЫХ УСТРОЙСТВ С ЭЛЕКТРОННЫМ ЦИКЛОТРОННЫМ РЕЗОНАНСОМ

#### § 1.1. Распространение СВЧ-колебаний в плазменных волноводных устройствах

Особенностью СВЧ-устройств плазменной обработки является то, что длина волны применяемых сверхвысокочастотных электромагнитных колебаний соизмерима с их геометрическими размерами или меньше них. Это определяет качественное различие и новизну по сравнению с существующими высокочастотными плазменными устройствами на частоте 13,56 МГц в конструировании СВЧ разрядных устройств, подведении и эффективном использовании СВЧ-энергии, способах согласования элементов СВЧ-тракта как в отсутствие газового разряда, так и при его наличии.

Для передачи СВЧ-мощности, требуемой для реализации плазменных технологических процессов, наиболее пригодны волноводы прямоугольного или круглого поперечного сечения. Они просты, прочны, не имеют потерь на излучение в окружающую среду. Вывод энергии от СВЧ-генератора (клистрона, магнетрона и т.п.) обычно выполняется в виде коаксиальной линии или волноводов прямоугольного поперечного сечения. Однако при плазменной обработке круглых пластин лучшую азимутальную равномерность обеспечивают волноводные реакторы с круглым поперечным сечением. Поэтому на практике передающий энергию СВЧ-тракт плазменного устройства, как правило, содержит волноводы различного поперечного сечения. Волны, существующие в таких волноводах, делятся на типы E(TH) и H(TE) [8, 9]. Простейшим типом электромагнитной волны является плоская поперечная волна типа H(TE). В поперечной электромагнитной волне силовые линии электрического и магнитного полей расположены в поперечных плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны (рисунки 1.1, 1.2).

Составляющие электромагнитного поля *H*-волн в круглом волноводе радиуса *R* имеют вид [8]

$$E_r = \pm D\omega\mu\mu_0 \frac{n}{r} J_n\left(r\frac{\mu_{ni}}{R}\right) \sin \left(n\varphi\right) e^{j\left(\omega t - \beta z\right)}; \tag{1.1}$$



Рис. 1.1. Топография электромагнитного поля волны типа  $H_{11}$  в круглом волноводе



Рис. 1.2. Топография электромагнитного поля волны типа H<sub>10</sub> в прямоугольном волноводе

$$E_{\varphi} = D\omega\mu\mu_0 J'_n \left(r\frac{\mu_{ni}}{R}\right) \sin^2\left(n\varphi\right) e^{j\left(\omega t - \beta z\right)}; \tag{1.2}$$

$$E_z = 0; \tag{1.3}$$

$$H_r = -D\beta \frac{\mu_{ni}}{R} J'_n \left( r \frac{\mu_{ni}}{R} \right) \frac{\cos}{\sin} (n\varphi) e^{j(\omega t - \beta z)}; \qquad (1.4)$$

$$H_{\varphi} = \pm D\beta \frac{n}{r} J_n \left( r \frac{\mu_{ni}}{R} \right) \sin (n\varphi) e^{j(\omega t - \beta z)}; \qquad (1.5)$$

$$H_z = -jD\left(\frac{\mu_{ni}}{R}\right)^2 J_n\left(r\frac{\mu_{ni}}{R}\right) \sin\left(n\varphi\right) e^{j(\omega t - \beta z)},\tag{1.6}$$

где  $J'_n$  — производная функции Бесселя первого рода *n*-го порядка  $(n = 0, 1, 2, 3); \mu'_n - i$  — корень производной функции Бесселя первого рода *n*-го порядка (i = 1, 2, 3); D — постоянная, определяющая амплитуду поля в волноводе;  $\beta$  — фазовая постоянная;  $\omega$  — круговая частота электромагнитного поля.

Распространяющиеся электромагнитные волны характеризуются фазовой и групповой скоростями. Фазовая скорость определяется выражением

$$v_{\rm pas} = \dot{z} = \frac{\omega}{k_z} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \frac{k}{k_z} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \frac{\lambda_{\rm B}}{\lambda},$$

а групповая, которая описывает скорость перемещения вдоль продольной оси волновода связанной с волной высокочастотной энергии, выражением

$$v_{
m rpyn} = rac{d\omega}{dk_z} = rac{1}{\sqrt{arepsilon_0 \mu_0}} rac{k}{k_z},$$

12

где  $k_z - z$ -я составляющая волнового вектора;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda - длина волны в свободном пространстве; <math>\lambda_{\rm B} - длина волны в волноводе.$ 

Для Н-волн в круглых волноводах имеем

$$egin{aligned} v_{\mathrm{\varphi}a3} &= rac{1}{\sqrt{arepsilon_0 \mu_0}} rac{1}{\sqrt{1-\left(\mu_{mn}/kR
ight)^2}}; \ v_{\mathrm{rpyn}} &= rac{1}{\sqrt{arepsilon_0 \mu_0}} \sqrt{1-\left(\mu_{mn}/kR
ight)^2}\,. \end{aligned}$$

Частоты, для которых  $k_z = 0$ , называются критическими. На критических частотах  $v_{\text{груп}} = 0$ ,  $v_{\phi a 3} = \infty$ , а  $\lambda_{\text{крит}} = 2\pi R/\mu_{mn}$ , где  $\lambda_{\text{крит}} - \kappa$ ритическая длина волны, т.е. такая максимальная длина волны электромагнитных колебаний, измеренная в свободном пространстве (а не в волноводе), при которой распространение волны данного типа по волноводу прекращается.

Существует общая зависимость между длиной волны в волноводе  $\lambda_{\rm B}$ , длиной волны в свободном пространстве  $\lambda$  и критической длиной волны  $\lambda_{\rm крит}$ , справедливая для волноводов с любой формой поперечного сечения:

$$\lambda_{\mathrm{b}} = rac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\lambda/\lambda_{\mathrm{kpat}}
ight)^2}} = rac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(f_{\mathrm{kpat}}/f
ight)^2}} > \lambda,$$

где f — частота электромагнитных колебаний. Данное выражение выполняется, если внутри волновода находится воздух или вакуум. Если волновод заполнен диэлектриком, у которого относительные диэлектрическая ( $\varepsilon$ ) и магнитная ( $\mu$ ) проницаемости не равны единице, то в правой части выражения для  $\lambda_{\rm B}$  следует заменить единицу на произведение  $\varepsilon\mu$ .

Как видно из последней формулы, при приближении рабочей длины волны  $\lambda$  к критической длина волны в волноводе резко возрастает. С другой стороны, длина распространяющейся по волноводу волны всегда больше длины волны в свободном пространстве. Если же ( $\lambda/\lambda_{\rm крит}$ ) > 1, то данный тип волны распространяться не может. Говорят, что для этого типа волны волновод является запредельным. Запредельные волноводы находят практическое применение, например, при устройстве специальных смотровых окон в виде металлических трубок малого диаметра, внутри которых ни один тип волны на данной частоте не может распространяться. Через подобные трубки можно наблюдать за процессами внутри СВЧ плазменных устройств при передаче в них больших СВЧ-мощностей на распространяющемся типе волны.

Принципиальными моментами являются затухание волн при их распространении вдоль волноводов и выбор оптимальных размеров волноводов с учетом этого затухания. Затухание в волноводах с воздушным наполнением обусловлено тем, что их стенки оказываются неидеальными проводниками. Поэтому поверхностные токи имеют омические потери и мощность передаваемой волны убывает по закону

$$P(z) = P_0 \exp(-2\alpha z),$$

где  $\alpha$  — коэффициент затухания.

Расчет геометрических размеров передающих трактов СВЧ-устройств плазменной обработки базируется на общей теории распространения и поглощения электромагнитных волн в волноводах с наполнением остаточным воздухом и намагниченной плазмой [8]. Основными предъявляемыми к ним требованиями являются следующие:

- во всем рабочем диапазоне частот передача энергии по волноводам должна осуществляться бегущей волной одного типа;
- энергетические потери в волноводах, а также их габариты и вес должны быть по возможности минимальными.

Одноволновой режим передачи энергии наиболее просто обеспечить при работе с низшим типом волны [8, 9]. При этом одновременно обеспечиваются наименьшие габариты волновода и наименьшие потери переносимой вдоль него энергии, т.е. наибольший КПД. Для круглых волноводов радиуса R низшим типом является поперечная электрическая волна  $H_{11}$  с критической длиной  $\lambda_{\rm крит} = 3,41R$ . Она существует при 2,62 $R < \lambda < 3,41R$ , где  $\lambda -$  длина волны СВЧ-генератора,  $\lambda_{\rm крит} = 2,62R -$  критическая длина волны первого высшего типа. Если обрабатываемая пластина имеет диаметр до 100 мм, то для генерирования электромагнитных колебаний с низшим типом волны могут быть использованы генераторы с рабочей частотой 2450 МГц. При увеличении диаметра пластин целесообразно использовать генераторы электромагнитного излучения с меньшей частотой.

#### § 1.2. Согласование элементов волноводного тракта

Волновое сопротивление волноводов определяется как отношение поперечных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей. Для распространяющихся в круглом волноводе волн  $(\gamma = i\beta)$  типа H из уравнений (1.1), (1.2), (1.4) и (1.5) можно получить

$$Z_{\rm c} = \left(\frac{E_r}{H_{\varphi}}\right)_H = -\left(\frac{E_{\varphi}}{H_r}\right)_H = \frac{\omega\mu\mu_0}{\beta}.$$

Это соотношение справедливо для волн типа H и в прямоугольных волноводах. Для вакуумного наполнения ( $\varepsilon = \mu = 1$ ) оно приобретает вид

$$Z_{\rm c} = \frac{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{\rm KPHT})^2}} = \frac{376,7}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{\rm KPHT})^2}}.$$
 (1.7)

Определение волноводного сопротивления линии передачи необходимо для согласования отдельных узлов СВЧ-тракта (например, перехода от прямоугольного к круглому волноводу), поскольку условием отсутствия отражения энергии в месте стыка отрезков линии передачи является равенство их волновых сопротивлений. В противном случае в линии устанавливается стоячая волна, представляющая собой сумму падающей и отраженной от неоднородности волн с разностью фаз  $\varphi$  между ними. Характеристикой режима передачи энергии в линии является коэффициент отражения  $\Gamma$ , определяемый через соотношение напряжений отраженной и падающей волн:

$$\Gamma = |\Gamma| e^{i\varphi},$$

где  $|\Gamma|$  — модуль коэффициента отражения, который может изменяться от нуля (в случае отсутствия отраженной волны линия согласована и в ней существует режим бегущей волны) до единицы (в случае полного отражения падающей волны в линии устанавливается режим стоячей волны).

Более доступным для практических измерений и настройки CBU передающих трактов является коэффициент стоячей волны по напряжению, который определяется как отношение напряженностей электрического поля в максимуме и минимуме стоячей волны:

$$K_{\text{стояч}U} = E_{\text{max}}/E_{\text{min}}.$$

Техника измерения  $K_{\text{стояч}U}$  и  $\varphi$  в волноводных линиях передачи подробно описана, например, в работе [8].

Модуль коэффициента отражения |Г| и К<sub>стоячU</sub> взаимосвязаны:

$$K_{\operatorname{ctory} U} = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|}; \quad |\Gamma| = \frac{K_{\operatorname{ctory} U}-1}{K_{\operatorname{ctory} U}+1}.$$

Поскольку  $0 \leq |\Gamma| \leq 1$ , имеем  $1 \leq K_{\text{стояч}U} \leq \infty$ . Полному отражению соответствует значение  $K_{\text{стояч}U} = \infty$ , а при идеальном согласовании  $K_{\text{стояч}U} = 1$ . Во втором случае по линии передачи без потерь передается максимальная мощность:

$$P_{\text{пад.max}} = \frac{1}{2} \frac{|U_{\text{пад}}|^2}{Z_{\text{c}}},$$

где  $U_{\text{пад}}$  — амплитуда напряжения в сечении линии передачи без потерь;  $Z_{\text{c}}$  — волновое сопротивление рассматриваемой линии.

Плазма в волноводном СВЧ-устройстве является нагрузкой, полное сопротивление которой изменяется в зависимости от ее параметров. При рассогласованной с линией нагрузке в случае согласованного генератора (т. е. генератора, имеющего внутреннее сопротивление, равное характеристическому сопротивлению волновода без плазмы) мощность, поступающая в нагрузку, меньше, чем при согласовании:

$$P = P_{\text{пад.max}}(1 - |\Gamma|^2). \tag{1.8}$$

Мощность отраженной волны при рассогласовании нагрузки равна

$$P_{\text{ot}} = P_{\text{mag.max}} \left| \Gamma \right|^2$$
 .

Отсутствие согласования приводит к снижению КПД генератора и мощности, передаваемой в устройство плазменной обработки. Следствием этого является изменение энергетических параметров, характеризующих процесс, что делает его нестабильным и невоспроизводимым. Продолжительная работа при большом уровне отраженной мощности изменяет режим работы СВЧ-генератора, что может привести к выходу его из строя.

Для согласования нагрузки (реактора) с линией передачи применяют различные виды согласующих устройств. Так, добиться согласования можно с помощью согласующего четырехполюсника без потерь (трансформатора), включенного между нагрузкой и передающим СВЧ-энергию волноводом. Волны, отраженные от трансформатора и нагрузки, должны интерферировать так, чтобы соблюдались равенство их амплитуд и сдвиг фаз на 180°. Таким образом, регулировка трансформатора сводится к созданию условий, необходимых для полного отсутствия суммарных отраженных волн.

Для согласования нагрузок, входное сопротивление которых может изменяться в широких пределах, в технике СВЧ наибольшее применение нашли одношлейфовые трансформаторы [8]. В таком случае параллельно передающей линии включают еще одну, длину которой можно изменять с помощью передвижного короткозамыкающего поршня так, чтобы обеспечить согласование нагрузки с линией передачи. Для этой же цели применяют передвижной металлический штырь с регулируемой глубиной погружения в волновод. Изменяя глубину погружения штыря, меняют амплитуду отраженной волны, а перемещая каретку со штырем вдоль щели, изменяют ее фазу.

В передающих трактах с  $K_{\text{стоячU}} > 1,5$  рациональным является согласование с помощью развязывающего аттенюатора или ферритового вентиля. При использовании ферритового вентиля ослабление оказывается невзаимным: оно много меньше для падающей волны. Мощность, отраженная от нагрузки, рассеивается в аттенюаторе или вентиле в виде тепла. Применение ферритовых вентилей способствует надежной работе СВЧ-генераторов, но усложняет конструкцию из-за присутствия соленоидов, увеличивает вес и габариты СВЧ-тракта.

Большее распространение при создании СВЧ-трактов в технологических установках нашли направленные ответвители и мосты [11]. Эти устройства представляют собой реактивные взаимные четырехплечные узлы, которые служат для ответвления из основного передающего тракта части мощности одной из двух бегущих волн, распространяющихся по линии в противоположных направлениях. Подобное разделение падающей и отраженной волн широко используется для непосредственного измерения модуля коэффициента отражения [8].



Рис. 1.3. Волноводный щелевой мост со связью через узкую стенку волновода

Конструктивно направленный ответвитель (в частном случае щелевой мост) представляет собой две линии передачи, соединенные устройством связи (рис. 1.3). В нем различают входное плечо 1, в которое поступает мощность от источника, развязанное плечо 3, в которое мощность не передается, а также плечо прямой связи со входом 2, которое расположено в одной линии со входным плечом, и плечо направленной связи 4, которое расположено в одной линии с развязанным плечом.

В качестве элементов связи между основными (плечи 1 и 2) и вспомогательными (плечи 3 и 4) волноводами, как правило, применяются отверстия в общей стенке волноводов. Ориентация вспомогательного волновода относительно основного производится таким образом, чтобы в плоскости отверстия связи создавалось электрическое или магнитное поле, совпадающее по направлению силовых линий с электрическим или магнитным полем волны желаемого для возбуждения типа во вспомогательном волноводе.

Направленные ответвители характеризуются переходным ослаблением, которое рассчитывается по соотношению

$$C = 10 \lg \frac{P_{\text{прям}}}{P_{\text{от.прям}}} [дБ],$$

где  $P_{\text{прям}}$  — мощность волны, распространяющейся по основному волноводу;  $P_{\text{отв.прям}}$  — мощность, ответвляемая от падающей волны в плечо 4 вспомогательного волновода.

Величина ослабления зависит от размеров отверстий связи. Ее выбор определяется назначением ослабителя. Если  $P_{\text{от.прям}} \ll P_{\text{прям}}$ , то C принимает большое значение и мы имеем направленный ответвитель со слабой связью. Такие ответвители применяются в СВЧ плазменных установках для измерения проходящей и отраженной мощностей, а также коэффициента  $K_{\text{стояч}U}$ . В этом случае ответвляется мощность, пропорциональная измеряемой. Тем самым измерение большой мощности удается заменить измерением малой с помощью термисторного

моста [8]. Для нахождения мощности волны, бегущей в основном тракте, достаточно знать переходное ослабление ответвителя.

Если  $P_{\text{от.прям}} = P_{\text{прям}}$ , то C = 0 и мы имеем ответвитель с полной связью, который обеспечивает полный переход энергии из основного волновода во вспомогательный. Частным случаем направленного ответвителя этого типа, широко применяемым в устройствах CBU плазменной обработки, является переход от прямоугольного волновода с низшим типом волны  $H_{10}$  к круглому волноводу с низшим типом волны  $H_{11}$  (переход E-типа). Отсутствия отражения волны от такого E-перехода можно добиться, сочленив круглый (вспомогательный) волновод с прямоугольным (основным) волноводом под прямым углом и закоротив основной волновод на расстоянии целого числа длин полуволн в данном волноводе от оси симметрии круглого волновода (рис. 1.4).



Рис. 1.4. Согласованное ответвление Е-типа от прямоугольного волновода к круглому

При  $P_{\text{от.прям}} = 0,5P_{\text{прям}}$  и  $C = 3 \, \text{дБ}$  мощность делится поровну между двумя выходными плечами. В этом случае четырехплечный узел является мостом. В технике СВЧ широкое применение находят мосты со связью в виде щели по всей высоте волновода в общей узкой стенке. При определенной длине щели связи l и согласовании с помощью штыря, помещенного в ее центре, мощность поступающей в плечо l волны  $H_{10}$  делится поровну между плечами 2 и 4, причем поле в плече 2опережает по фазе поле в плече 4 на  $\pi/2$ , а в плечо 3 мощность не поступает [11]. Благодаря геометрической симметрии моста аналогичное деление мощности и то же соотношение фаз в выходных плечах имеют место при поступлении волны в любое другое плечо.

Щелевые мосты обеспечивают развязку противоположных плеч более 20 дБ при  $K_{\text{стояч}U} \leq 1, 1-1, 2$ . Полоса рабочих частот моста определяется допустимой неравномерностью распределения мощностей между выходными плечами 1 и 4 и достигает 20% от средней частоты, то есть является сравнительно широкой.

Применение щелевого моста в устройствах СВЧ, кроме защиты генератора от отраженной волны, позволяет решить проблему создания поляризованных по кругу волн с заданным направлением вращения для обеспечения резонансного поглощения СВЧ-мощности в плазме (рис. 1.5).



Рис. 1.5. Схема и принцип действия щелевого моста с реактивным штырем

Поглощение ответвленной отраженной мощности с целью защиты источника CBЧ электромагнитных колебаний осуществляется с помощью согласованной нагрузки, расположенной в развязанном плече 3. Конструктивно волноводные согласованные нагрузки представляют собой короткозамкнутый отрезок волновода, внутри которого помещена поглощающая вставка, имеющая форму клина. Для получения значений  $K_{\text{стоячU}} \leq 1,02-1,05$  в широкой полосе частот (свыше 30% от средней частоты) размеры (форма) клина подбираются экспериментальным путем. Обычно клин имеет длину, равную половине длины волны в волноводе. В качестве поглощающей среды в согласованных нагрузках, работающих при средней мощности более 1 Вт, может использоваться компаунд из металлического порошка с размером зерен в несколько микрон и связующего диэлектрика, например  $Al_2O_3$ .

Согласование СВЧ-устройств под плазменной нагрузкой с линией передачи может осуществляться или путем применения различных видов согласующих устройств, что приводит к усложнению конструкции установки, или путем выбора режимов создания и поддержания плазмы в волноводе с достаточно низким и стабильным коэффициентом отражения. В качестве количественной характеристики согласования наиболее простым представляется определение  $K_{\text{стоячU}}$ .

Для контроля за согласованием нагрузки могут быть использованы рефлектометры или измерительные линии [12, 13]. Наибольшее распространение получили рефлектометры, состоящие из двух направленных ответвителей со слабой связью, реагирующих на падающую и отраженную волны, к выходам вторичных каналов которых с помощью переключателя поочередно подключаются детекторная секция и индикатор. Рефлектометр непосредственно измеряет значение модуля коэффициента отражения нагрузки |Г|. Периодически измеряя это значение, можно контролировать согласование.

При возникновении плазменного разряда в волноводном СВЧтракте, прошедшем согласование и настройку в его отсутствие [10, 12], поглощенная мощность зависит от давления и вида плазмообразующего газа, передаваемой СВЧ-мощности, конфигурации и величины магнитного поля. На рис. 1.6 приведены результаты измерений  $K_{\text{стоячU}}$ , характеризующие согласование плеч щелевого моста с помощью винта, помещенного в центре щели, в зависимости от глубины погружения винта при ионно-плазменной нагрузке, созданной в СВЧ-устройстве различной мощностью. Имеется оптимальная глубина погружения винта (в данном случае h = 8-10 мм), которая практически не зависит от величины СВЧ-мощности. При этом  $K_{\text{стоячU}}$  изменяется в допустимых пределах, которые гарантируют длительную работу магнетронов, используемых в СВЧ-генераторах плазменных устройств, а поглощенная в плазме мощность в зависимости от режима генерации плазмы изменяется от 80 до 96% от величины подводимой СВЧ-мощности.



Рис. 1.6. Зависимости  $K_{\text{стоячU}}$  установки СВЧ вакуумно-плазменной обработки от глубины погружения винта согласования при плазменной нагрузке с различной мощностью:  $1 - 150 \,\text{Br}$ ;  $2 - 300 \,\text{Br}$ ;  $3 - 450 \,\text{Br}$ 

#### § 1.3. Одномодовые СВЧ плазменные устройства

В СВЧ плазменных устройствах наибольшее распространение получили способы возбуждения газового разряда с помощью объемных резонаторов и волноводов различного поперечного сечения [2, 12, 14–16]. В установках с использованием СВЧ-резонаторов камеры генерации плазмы и обработки пластин, как правило, пространственно разделены между собой.

В работе [17] описана установка для плазменной обработки полупроводниковых пластин, в частности для снятия фоторезиста (рис. 1.7). Активация газа происходит под действием СВЧ-энергии, распространяющейся от магнетрона по волноводу, в котором размещены диафрагма и подвижные поршни для образования резонатора с видом колебаний



Рис. 1.7. Конструкция установки плазмохимической обработки на основе СВЧрезонатора: 1 — узел подачи газа; 2 — разрядная камера; 3 — СВЧ-генератор; 4 — волновод; 5 — диафрагма; 6 — подвижные поршни; 7 — резонатор; 8 реакционная камера; 9 — обрабатываемая пластина; 10 — вакуумные средства откачки

*H*<sub>101</sub>. Камера активации пересекает волновод в той части, где в резонаторе создается максимум напряженности электрической составляющей электромагнитного поля.



Рис. 1.8. Устройство СВЧ-тракта установки ПХТ с коаксиальным волноводом в качестве элемента связи с плазмой: 1 — СВЧ-генератор; 2 — прямоугольный волновод; 3 — коаксиальный волновод; 4 — внутренний проводник коаксиального волновода; 5 — диэлектрическое вакуумно-плотное окно; 6 — устройство связи; 7 — разрядная камера; 8 — узел подачи газа; 9 — электромагнит; 10 обрабатываемая пластина; 11 — источник постоянного напряжения

На рис. 1.8 представлены элементы связи для передачи СВЧмощности в одном из вариантов установки плазмохимического травления (ПХТ) [18]. В этом случае СВЧ-энергия от генератора 1 излучается в прямоугольный волновод 2. На расстоянии порядка 1/4 длины волны в волноводе от торцовой стенки в прямоугольный волновод 2 введен конец внутреннего проводника 4 коаксиального волновода 3. Передача энергии по коаксиальному волноводу в область разряда 7 осуществляется через диэлектрик 5 и устройство связи 6. Внешнее магнитное поле, создаваемое соленоидом 9, перпендикулярно вектору напряженности СВЧ электрического поля.

Основным недостатком разрядных устройств с коаксиальным волноводом в качестве элемента связи с плазмой является низкий уровень мощностей обработки: при больших СВЧ-мощностях из-за ограниченного теплоотвода внутренний проводник коаксиального волновода перегревается и распыляется. Кроме того, из-за концентрации магнитных полей вокруг внутреннего проводника ухудшается однородность плазмы в радиальном направлении и как следствие равномерность обработки.

Указанного недостатка лишены установки СВЧ вакуумноплазменной обработки (ВПО), в которых для передачи энергии от генератора в плазму используют круглые волноводы. Так, в различных вариантах установки, предложенных в работе [19] (рис. 1.9), реализуется одинаковая схема передачи СВЧ-энергии от генератора 1 через прямоугольный волновод 2 в круглый волновод 3. Круглый волновод соединен с прямоугольным таким образом, что его ось находится на расстоянии 1/4 длины волны в волноводе от конца прямоугольного волновода. Для улучшения эффективности передачи энергии край волновода 2 срезан под углом к оси волновода 3. Различие вариантов состоит в конструкциях разрядных камер. В одном случае круглый волновод разделен на две части (рис. 1.9, а). Первая из них соединена воздушным промежутком с прямоугольным волноводом. Во второй части, изолированной от первой диэлектрическим окном и связанной с вакуумными средствами откачки, образуется область разряда. В другом варианте в круглый волновод помещается цилиндр из кварца, который предотвращает взаимодействие плазмы со стенками волновода (рис. 1.9, б). При этом исключается загрязнение обрабатываемой пластины примесями, входящими в состав стенки металлического волновода.

Аналогичные схемы передачи СВЧ-энергии от генератора в область газового разряда с использованием прямоугольного и круглого волноводов реализованы в большинстве существующих вариантов установок СВЧ плазмохимической обработки полупроводников (см., например, [19]).

На рис. 1.10 приведена схема исследовательской установки СВЧ плазменной обработки с внешним магнитным полем, описанная в [20]. Установка состоит из источника СВЧ-энергии (генератора СВЧ и блока питания), плазмотрона, электромагнита с блоком питания, вакуумного агрегата со стойкой управления, вакуумной камеры и системы напуска газов с регуляторами расхода.

Источник энергии работает на частоте 2450 МГц и обеспечивает плавную регулировку мощности от 0 до 2,5 кВт.



Рис. 1.9. Варианты конструкций разрядных камер установки СВЧ ПХТ: 1 — СВЧ-генератор; 2 — прямоугольный волновод; 3 — круглый волновод; 4 — разрядная камера; 5 — узел подачи газа; 6 — электромагнит; 7 — обрабатываемая пластина; 8 — источник постоянного напряжения; 9 — диэлектрическое вакуумно-плотное окно; 10 — кварцевый баллон



Рис. 1.10. Схема установки СВЧ ВПО со средствами диагностики процесса: 1 — плазмотрон; 2 — кварцевый баллон; 3 — электромагнит; 4, 5 — манометрические преобразователи

Плазмотрон состоит из щелевого моста со связью через узкую стенку волновода, согласованной нагрузки, согласованного ответвителя от прямоугольного волновода к круглому, камеры генерации плазмы, представляющей собой кварцевый баллон диаметром 100 мм внутри круглого волновода, а также вакуумно-плотного фланца для соединения с вакуумной камерой и средствами откачки. Щелевой мост с согласованной нагрузкой служит развязывающим устройством для защиты генератора от отраженной волны.

Волноводный переход от прямоугольного волновода к круглому необходим для согласования и формирования СВЧ электромагнитных волн круговой поляризации. Колебания типа  $H_{11}$  с круговой поляриза-



Рис. 1.11. Продольные профили магнитной индукции в плазмотроне с постоянным пробочным отношением  $B_{\max}/B_{\min} = 1,2$  при различных отношениях  $\omega_{\mathrm{H}}/\omega$ : 1 - 0.4; 2 - 0.66; 3 - 1.0; 4 - 1.4; 5 - 1.7

цией возбуждаются при помощи двух прямоугольных щелей, расположенных перпендикулярно друг другу в широкой стенке прямоугольного волновода.

Электромагнит состоит из четырех секций и создает магнитное поле с индукцией до 0,15 Тл. Распределение индукции магнитного поля вдоль плазмотрона можно регулировать с помощью токов секций электромагнита от блоков питания с точностью  $\pm 2\%$  (рисунки 1.11, 1.12).

В состав высоковакуумного агрегата входят насос безмасляной откачки и стойка управления, с помощью которой осуществляются управление и контроль работы агрегата в ручном и автоматическом режимах. Скорость откачки регулируется изменением сечения трубопровода.

Контроль и поддержание заданных расходов и парциального состава одновременно для трех рабочих газов осуществляются с помощью электронных регуляторов расхода газа.

Измерения падающей и отраженной СВЧ-мощности производятся ваттметрами с использованием направленных ответвителей с ослаблением 40 дБ.



Рис. 1.12. Продольные профили магнитной индукции с градиентами, направленными по (кривые 1-5) и противоположно (кривые 6-10) направлению распространения СВЧ-мощности

Процесс СВЧ плазменной обработки осуществляют после предварительного вакуумирования реакционной камеры при прокачке через нее плазмообразующего химически активного газа (хладон-12, 14, CCl<sub>4</sub> и т.п.). В разрядном пространстве плазмотрона под действием заданного внешнего магнитного поля и СВЧ электромагнитных волн круговой поляризации с напряженностью электрического поля, превышающей  $E_{проб}$ , происходит электрический газовый пробой и возникает плазма. Электроны, ионы и радикалы плазмы химически активного газа диффундируют, переносятся потоком или дрейфуют при приложении внешнего электрического поля к пластине и вступают во взаимодействие с ее поверхностными атомами. Образующиеся летучие продукты реакций откачиваются вакуумной системой.

#### § 1.4. Передача СВЧ-энергии и пробой в круглом волноводе-реакторе

Согласно теореме Умова-Пойнтинга средний по времени поток мощности, переносимой через поверхность **S** вдоль волновода без потерь бегущей волной произвольного типа, при гармонически изменяющихся **E** и **H** определяется выражением

$$P = 0, 5 \operatorname{Re} \int_{S} [\mathbf{E}\mathbf{H}^*]_Z \, ds,$$

где **H**<sup>\*</sup> — сопряженная комплексная амплитуда вектора напряженности магнитного поля.

После интегрирования в цилиндрической системе координат для  $n \neq 0$  с использованием (1.1), (1.2), (1.4) и (1.5) имеем

$$P = (\pi/4)\beta D^2 \omega \mu \mu_0 J_n^2(\mu_{ni})(\mu_{ni}^2 - n^2).$$
(1.9)

Отсюда может быть найдена постоянная D. Таким образом, оказываются определены амплитудные значения всех составляющих поля для волн типа  $H_{ni}$  (где  $n, i \neq 0$ ) в круглом волноводе. Используя амплитудные значения  $H_{ni} = D\beta_{ni}/R$  и  $E_{ni} = H_{ni}Z_c$ , где  $Z_c = w\mu\mu_0/\beta$  — характеристическое сопротивление волновода для волн типа H, получаем следующее выражение для мощности, передаваемой по круглому волноводу волнами данного типа  $(n \neq 0)$  (в случае воздушного наполнения  $\varepsilon = \mu = 1$ ):

$$P = (\pi/4) E_{0ni}^2 (R^2/c\mu_0) [1 - (\lambda/\lambda_{\text{Kpht},ni})^2]^{1/2} J_n^2 \mu_{ni} (\mu_{ni}^2 - n^2), \quad (1.10)$$

где  $\lambda_{\text{крит.}ni}$  — критическая длина волны в волноводе; c — скорость света в вакууме.

Согласно (1.10) переносимая мощность пропорциональна второй степени напряженности электрического поля, площади поперечного

сечения волновода  $S = \pi R^2$  и зависит от отношения  $\lambda/\lambda_{\rm KDUT}$ . При приближении  $\lambda$  к  $\lambda_{\text{крит}}$  при фиксированном значении напряженности электрического поля передаваемая мощность уменьшается. Если при этом требуется сохранить ее неизменной, то поперечные составляющие вектора Е необходимо увеличить. Эти выводы лежат в основе методик выбора размеров поперечного сечения СВЧ волноводных трактов при одноволновом режиме [8]. Однако напряженность электрического поля в любом случае не может быть сколь угодно большой. Ее ограничивает предельное значение Епроб, при превышении которого возникает высокочастотный пробой диэлектрика, заполняющего волновод. Для расчета пробивной (предельной) мощности Рпроб, передаваемой по волноводу, следует использовать выражение (1.10), в котором  $E = E_{\text{проб.}}$ И наоборот, зная мощность, предшествующую моменту пробоя, из (1.10) можно вычислить  $E_{проб}$ . Для волны низшего типа  $H_{11}$  пробивная напряженность электрического поля в круглом волноводе может быть представлена как

$$E_{H \operatorname{npo6}} = (24, 4/R) \left\{ P_{\operatorname{npo6}} / [1 - \lambda/\lambda_{\operatorname{Kpur}H_{11}}] \right\}^{1/2}, \qquad (1.11)$$

где использованы значения  $\mu_{11} = 1,841$  и  $J_1(\mu_{11}) = 0,58$  [21].

Экспериментальные зависимости СВЧ-мощностей, при которых возникает газовый разряд в хладоне-14, от давления и индукции магнитного поля приведены на рисунках 1.13 и 1.14. Можно видеть, что при приближении величины магнитной индукции к  $H \approx 875$  Гс минимумы мощности зажигания смещаются на 1–2 порядка в сторону меньших давлений, а сама мощность в этих минимумах уменьшается.



Рис. 1.13. Зависимость СВЧ-мощности зажигания плазмы от давления газа при различных магнитных полях: 1 — без магнитного поля; 2 — 650 Гс; 3 — 1300 Гс; 4 — 1100 Гс; 5 — 875 Гс

Приложение внешнего магнитного поля при уменьшении давления газа позволяет изменить траекторию движения электронов с тем, чтобы удержать их в объеме камеры в течение некоторого времени, достаточ-



Рис. 1.14. Зависимость СВЧ-мощности зажигания плазмы от индукции магнитного поля при различных давлениях газа в реакционной камере: *1* — 100 Па; *2* — 200 Па; *3* — 10 Па; *4* — 1 Па; *5* — 0,1 Па

ного, в лучшем случае, для того, чтобы они испытали ионизирующие столкновения.

Траекторный пробег заряженных частиц в скрещенных полях **Е** и **В** значительно выше, чем в отсутствие магнитного поля. Электроны находятся в своеобразной «ловушке», удерживающей их достаточно длительное время в зоне разряда. Эти процессы влияют на величину минимума мощности зажигания плазмы при каждом заданном значении давления газа.

Другим фактором, влияющим на вид приведенных зависимостей, является эффективность передачи энергии электромагнитной волны движущимся электронам. Наибольшая эффективность передачи энергии реализуется при гиромагнитном резонансе, при котором  $\omega/\nu$  и  $\omega_{\rm H}/\omega \rightarrow 1$ , где  $\nu$  — частота столкновений электронов с тяжелыми частицами [22]. Поэтому минимумы мощности зажигания плазмы на рис. 1.13 при приближении магнитного поля к резонансному значению уменьшаются, а их положения смещаются в сторону меньших давлений. Экспериментальное значение магнитного поля, при котором наблюдается минимальная мощность зажигания плазмы, согласуется с расчетным, соответствующим гиромагнитному резонансу и равным  $H = 879 \Im$  [23].

В отсутствие магнитного поля оптимальные условия для СВЧ газового пробоя реализуются при давлении [22]

$$p_{\rm on} = (55/\Lambda\lambda)^{1/2},$$

где  $\lambda$  — длина волны электромагнитного излучения;  $\Lambda$  — характерная диффузионная длина разрядного объема. Оценки по этой формуле дают  $p_{\rm on} = 186, 2 \, \Pi$ а, что удовлетворительно согласуется с экспериментом.

На рис. 1.15 приведены зависимости пробойных электрических полей от давления газа, рассчитанные с использованием выраже-



Рис. 1.15. Зависимости  $E_{\rm проб}$  от давления газа при различных значениях магнитного поля: 1 — без магнитного поля; 2 — 650 Гс; 3 — 1300 Гс; 4 — 1100 Гс; 5-875 Гс

ния (1.11). Видно, что при электронно-циклотронном резонансе (ЭЦР) *Е*<sub>проб</sub> составляет 30–50 В/см в интервале давлений 0,1–0,01 Па.

Величина пробивной напряженности СВЧ электрического поля зависит от вида газа, частоты электромагнитного поля, размеров разрядной камеры, степени начальной ионизации и величины внешнего магнитного поля [22]. Как видно из рис. 1.16, в сантиметровом диапазоне длин волн минимальные значения  $E_{\rm проб}$  в зависимости от перечисленных факторов находятся в интервале давлений газов  $10^2-10^3$  Па и составляют от 10 до  $10^3$  В/см. Отметим, что в сухом воздухе при нормальном атмосферном давлении пробивная напряженность электрического поля в этом диапазоне длин волн оказывается в  $10-10^3$  развыше и составляет величину порядка  $3 \cdot 10^4$  В/см.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что мощность зажигания плазмы в волноводных СВЧ плазменных устройствах характеризует не только степень согласования элементов СВЧ-тракта разрядного устройства, но и энергетическую эффективность процесса в зависимости от его рабочих параметров, а также среду, в которой он осуществляется.

На основе одномодовых СВЧ плазменных устройств созданы ионные источники разных конструкций и различного назначения: от низкоэнергетической ионной очистки, травления, пассивации и низкотемпературного окисления полупроводников до сильноточных (порядка ампер) источников для ионной имплантации. Для согласования области газового разряда с СВЧ-генератором как в резонаторах, так и в волноводах используются настроечные короткозамыкающие поршни и штыри. При надлежащей настройке резонатора отраженная мощность обычно составляет не более 10% от подводимой [24, 25].

28



Рис. 1.16. Зависимость пробойных электрических полей от: *a*) давления для различных газов; *б*) размеров разрядной камеры (газ — воздух); *в*) частот (Heg — газ); *c*) величин поперечного магнитного поля с частотой 3,1 ГГц [25]

#### § 1.5. Многомодовые СВЧ плазменные устройства

1.5.1. Выбор типа электромагнитных волн. Одномодовые СВЧ плазменные устройства на основе ЭЦР с соленоидными катушками для формирования продольного магнитного поля обладают наибольшей простотой и высокой энергетической эффективностью процесса с КПД 90–95%. Однако работа на низшем типе волны в круглом волноводе на частоте 2450 МГц ограничивает поперечное сечение плазменного пучка и диаметр обрабатываемых пластин величиной до 100 мм. При увеличении диаметра пластин целесообразно было бы использовать генераторы электромагнитного излучения с меньшей частотой (например, 915 МГц). В таком случае для ЭЦР необходимы меньшие магнитные поля. Однако в результате уменьшаются критическая плотность электронов плазмы и производительность обработки при низких давлениях. Поэтому получила развитие тенденция увеличения диаметра волноводных камер генерации плазмы за счет реализации многомодового режима передачи энергии.

Важное значение для повышения производительности и равномерности СВЧ плазменной обработки в многомодовых реакторах имеет рациональный выбор типа используемой для генерации плазмы электромагнитной волны. Структура электрических полей в такой электромагнитной волне должна обеспечивать, с одной стороны, создание скрещенных электрических и внешних стационарных магнитных полей для реализации ЭЦР, а с другой — создание такого распределения интенсивности ионизации плазмы по сечению реактора, при котором в наилучшей степени выполнялись бы указанные требования к процессу. Строгое решение этой задачи состоит в совместном решении системы уравнений Максвелла и кинетических уравнений с соответствующими начальными и краевыми условиями, что в полной постановке является весьма сложным. Приближенные решения, имеющие определенный практический интерес, могут быть получены, прежде всего, при независимом решении уравнений Максвелла и кинетических уравнений. Это допустимо в тех случаях, когда можно пренебречь влиянием плазмы на структуру и параметры электромагнитной волны, например при исследовании приграничных явлений, явлений пробоя, процессов в сильно разряженной плазме и т. п. Дальнейшее упрощение связано с приближенным решением кинетических уравнений и возможно, если пренебречь прилипанием электронов к атомам и молекулам газа, а также упругими и неупругими (приводящими к возбуждению атома) потерями энергии электронами. В этом случае частота ионизации газа  $\nu_i$  определяется соотношением [27–29]

$$\nu_i = \beta \frac{e^w}{m\nu l} E_{\mathfrak{s}\mathfrak{p}}^2, \tag{1.12}$$

где е и m — заряд и масса электрона;  $\beta$  — вероятность ионизации атома при столкновении с электроном, имеющим энергию, превышающую потенциал ионизации I;  $\nu$  — эффективная частота столкновений;  $E_{s\phi}$  — напряженность эффективного электрического поля, характеризующая эффективность передачи энергии электромагнитного поля электронам [22].

Величина  $E_{s\phi}$  определяет влияние структуры и энергетических характеристик электромагнитной волны на кинетические процессы в плазме, возникшей под действием этой волны. Она зависит как от параметров волны, так и от условий газового разряда (например, наличия или отсутствия ЭЦР и давления газа). Зная распределение напряженности эффективного электрического поля по сечению реактора, можно при соответствующих упрощающих предположениях оценить степень равномерности ионизации плазмы для различных типов волн, участвующих в процессе ее создания. Для решения этой задачи рассмотрим распределения эффективных электрических полей в круглом волноводе в случае распространяющихся в многомодовых реакторах волн типов  $H_{nm}$  и  $E_{nm}$  и проведем их сравнительный анализ с точки зрения удовлетворения указанным требованиям [30, 31].

Будем рассматривать волны с круговой поляризацией в круглом волноводе, помещенном в аксиальное постоянное магнитное поле. Движение электрона в электрическом (**E**) и магнитном (**H**) полях с учетом столкновений с молекулами и атомами описывается уравнением [3]

$$m\frac{d^{2}\mathbf{r}}{dt^{2}} + \nu m\frac{d\mathbf{r}}{dt} = e\mathbf{E} + \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt}, \mathbf{B}\right],$$
(1.13)

где **г** — радиус-вектор электрона.

Для скорости электрона  $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$  уравнение (1.13) можно переписать в виде

$$d\mathbf{v}/dt + \nu \mathbf{v} = e/m\mathbf{E} + [\mathbf{v}, \mathbf{B}]. \tag{1.14}$$

Положим **E**  $\perp$  **B**, **v**  $\perp$  **B**, перейдем к комплексным величинам: **v** =  $v_0 e^{i\omega t}$ , **E** =  $E e^{i\omega t}$ , и разрешим уравнение (1.14) относительно  $v_0$ :

$$v_0 = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\nu + i(\omega - \omega_H)},\tag{1.15}$$

где  $\omega_H = B|e|/mc$  — электронная циклотронная частота.

Средняя за период колебаний работа поля над электроном в единицу времени равна  $-eE_0\nu^*$  (звездочкой обозначена комплексносопряженная величина). Поэтому эффективное электрическое поле  $E_{э\phi}$ , характеризующее эффективность передачи энергии электромагнитного поля электронам, естественно определить следующим образом:

$$E_{\Im \Phi} = \frac{\text{Re}(E_0 v_0^*)}{|v_0|}.$$
 (1.16)

Подставляя сюда соотношение (1.15), получаем

$$E_{9\phi} = |E_0| \frac{\nu}{\nu + (\omega - \omega_H)^2}.$$
 (1.17)

Соотношение (1.17) для волны с круговой поляризацией отличается от известного выражения, полученного в работе [22] из решения уравнения Больцмана для линейно поляризованной волны, отсутствием коэффициента  $(0,5)^{1/2}$  и члена с  $\omega + \omega_H$ . Это связано, очевидно, с различием в поляризациях рассматриваемых волн.

Теперь исследуем влияние на величину  $E_{\rm sop}$  структуры электромагнитной волны. Для определенности положим  $\omega = \omega_H$ . В случае волны типа  $H_{nm}$  с круговой поляризацией в круглом волноводе для радиальной  $(E_r^{nm})$  и азимутальной  $(E_a^{nm})$  компонент напряженности электрического поля можно записать [32]

$$E_r^{nm} = R_{nm}^H(r) \exp[i(n\alpha - \Gamma_{nm}^H z)]; \qquad (1.18)$$

$$E_a^{nm} = iA_{nm}^H(r)\exp[i(n\alpha - i\Gamma_{nm}^H z)].$$
(1.19)

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\begin{split} R_{nm}^{H}(r) &= E_{0}^{nm} \frac{\Gamma_{nm}^{H}}{(X_{nm}^{H})^{2}} \frac{n}{r} J_{n}(X_{nm}^{H}r);\\ A_{nm}^{H}(r) &= E_{0}^{nm} \frac{\Gamma_{nm}^{H}}{X_{nm}^{H}} \frac{n}{r} J_{n}'(X_{nm}^{H}r); \end{split}$$

$$\begin{split} \Gamma^{H}_{nm} &= k\sqrt{1-(\omega^{nm}_{\rm Kpht}/\omega)^2}; \qquad X^{H}_{nm} = A_{nm}/a; \\ \omega^{nm}_{\rm Kpht} &= \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\frac{A_{nm}}{a}; \qquad k = \omega/c\sqrt{\varepsilon\mu}; \end{split}$$

через  $r, \alpha$  и z обозначены радиальная, азимутальная и продольная координаты в цилиндрической системе координат соответственно; c – скорость света в вакууме; a – радиус волновода;  $E_0^{nm}$  – коэффициент, зависящий от мощности волны;  $J_n$  – функция Бесселя n-го порядка;  $J'_n = dJ_n/dx$  – производная от функции Бесселя n-го порядка;  $A_{nm}$  – корни уравнения  $J'_n(X^H_{nm}a) = 0$ .

Найдем величину  $E_{\mathrm{эф}}^{H}$  в произвольной точке волновода с координатами  $r, \alpha, z$  с помощью соотношения (1.17) при  $\omega = \omega_{H}$ , подставляя в него соотношения (1.18) и (1.19) и учитывая, что  $E = E_{r}^{nm} + E_{a}^{nm}$ :

$$E_{\mathfrak{s}\phi}^{H}(r) = \left\{ \left[ R_{nm}^{H}(r) \right]^{2} + \left[ A_{nm}^{H}(r) \right]^{2} \right\}^{1/2}.$$
 (1.20)

В случае волны типа  $E_{nm}$  с круговой поляризацией в круглом волноводе для радиальной и азимутальной компонент напряженности электрического поля можно записать [32]

$$E_r^{nm} = -iR_{nm}^E(r)\exp[i(n\alpha - \Gamma_{nm}^E z)]; \qquad (1.21)$$

$$E_a^{nm} = A_{nm}^E(r) \exp[i(n\alpha - \Gamma_{nm}^E z)], \qquad (1.22)$$

где использованы следующие обозначения:

$$\begin{split} R^E_{nm}(r) &= E_0^{nm} \frac{\Gamma^E_{nm}}{X^E_{nm}} \frac{n}{r} J'_n(X^E_{nm}r);\\ A^E_{nm}(r) &= E_0^{nm} \frac{\Gamma^E_{nm}}{(X^E_{nm})^2} \frac{n}{r} J_n(X^E_{nm}r);\\ \Gamma^E_{nm} &= k \sqrt{1 - (\omega^{nm}_{\text{Крит}}/\omega)^2}; \qquad X^E_{nm} = B_{nm}/a;\\ \omega^{nm}_{\text{Крит}} &= \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{B_{nm}}{a}, \end{split}$$

а через  $B_{nm}$  обозначены корни уравнения  $J_n(X_{nm}^E a) = 0$ .

Аналогично проведенным выше вычислениям найдем величину  $E_{s\phi}^{E}$  для *E*-волн. Подставляя в соотношение (1.17) формулы (1.21) и (1.22) и проводя необходимые преобразования, имеем

$$E_{\mathfrak{s}\phi}^{E}(r) = \left\{ \left[ R_{nm}^{E}(r) \right]^{2} + \left[ A_{nm}^{E}(r) \right]^{2} \right\}^{1/2}.$$
 (1.23)

. ...

На рисунках 1.17 и 1.18 приведены распределения  $E_{\mathfrak{s}\phi}^H$  и  $E_{\mathfrak{s}\phi}^E$  по диаметру волновода для различных типов волн, рассчитанные с помощью выражений (1.20) и (1.23).



Рис. 1.17. Распределения эффективного электрического поля по диаметру многомодового волновода для распространяющихся волн типа  $H_{nm}$ 



Рис. 1.18. Распределения эффективного электрического поля по диаметру многомодового волновода для распространяющихся волн типа  $E_{nm}$ 

Очевидно, что влияние распределения  $E_{\rm эф}$  по поперечному сечению многомодового реактора на равномерность обработки материалов в разряженной плазме зависит в первую очередь от взаимного пространственного расположения области ионизации и обрабатываемой пластины. Если пластина расположена в непосредственной близости от области ионизации («плоский» источник), то структура  $E_{\rm эф}$ , а следователь-

$$egin{array}{rcl} \Gamma^{H}_{nm} &=& k\sqrt{1-(\omega^{nm}_{ extsf{kpht}}/\omega)^2}\,; \qquad X^{H}_{nm} = A_{nm}/a; \ \omega^{nm}_{ extsf{kpht}} &=& rac{c}{\sqrt{arepsilon\mu}} rac{A_{nm}}{a}; \qquad k = \omega/c\sqrt{arepsilon\mu}\,; \end{array}$$

через  $r, \alpha$  и z обозначены радиальная, азимутальная и продольная координаты в цилиндрической системе координат соответственно; c — скорость света в вакууме; a — радиус волновода;  $E_0^{nm}$  — коэффициент, зависящий от мощности волны;  $J_n$  — функция Бесселя n-го порядка;  $J'_n = dJ_n/dx$  — производная от функции Бесселя n-го порядка;  $A_{nm}$  — корни уравнения  $J'_n(X^H_{nm}a) = 0$ .

Найдем величину  $E_{\mathfrak{s}\phi}^H$  в произвольной точке волновода с координатами  $r, \alpha, z$  с помощью соотношения (1.17) при  $\omega = \omega_H$ , подставляя в него соотношения (1.18) и (1.19) и учитывая, что  $E = E_r^{nm} + E_a^{nm}$ :

$$E_{3\phi}^{H}(r) = \left\{ \left[ R_{nm}^{H}(r) \right]^{2} + \left[ A_{nm}^{H}(r) \right]^{2} \right\}^{1/2}.$$
 (1.20)

В случае волны типа  $E_{nm}$  с круговой поляризацией в круглом волноводе для радиальной и азимутальной компонент напряженности электрического поля можно записать [32]

$$E_r^{nm} = -iR_{nm}^E(r)\exp[i(n\alpha - \Gamma_{nm}^E z)]; \qquad (1.21)$$

$$E_a^{nm} = A_{nm}^E(r) \exp[i(n\alpha - \Gamma_{nm}^E z)], \qquad (1.22)$$

где использованы следующие обозначения:

$$\begin{split} R^E_{nm}(r) &= E_0^{nm} \frac{\Gamma^E_{nm}}{X^E_{nm}} \frac{n}{r} J'_n(X^E_{nm}r);\\ A^E_{nm}(r) &= E_0^{nm} \frac{\Gamma^E_{nm}}{(X^E_{nm})^2} \frac{n}{r} J_n(X^E_{nm}r);\\ \Gamma^E_{nm} &= k \sqrt{1 - (\omega^{nm}_{\text{KPMT}}/\omega)^2}; \qquad X^E_{nm} = B_{nm}/a;\\ \omega^{nm}_{\text{KPMT}} &= \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{B_{nm}}{a}, \end{split}$$

а через  $B_{nm}$  обозначены корни уравнения  $J_n(X_{nm}^E a) = 0.$ 

Аналогично проведенным выше вычислениям найдем величину  $E_{s\phi}^E$  для *E*-волн. Подставляя в соотношение (1.17) формулы (1.21) и (1.22) и проводя необходимые преобразования, имеем

$$E_{\mathfrak{s}\phi}^{E}(r) = \left\{ \left[ R_{nm}^{E}(r) \right]^{2} + \left[ A_{nm}^{E}(r) \right]^{2} \right\}^{1/2}.$$
 (1.23)

На рисунках 1.17 и 1.18 приведены распределения  $E_{\mathfrak{s}\phi}^H$  и  $E_{\mathfrak{s}\phi}^E$  по диаметру волновода для различных типов волн, рассчитанные с помощью выражений (1.20) и (1.23).



Рис. 1.17. Распределения эффективного электрического поля по диаметру многомодового волновода для распространяющихся волн типа  $H_{nm}$ 



Рис. 1.18. Распределения эффективного электрического поля по диаметру многомодового волновода для распространяющихся волн типа  $E_{nm}$ 

Очевидно, что влияние распределения  $E_{s\phi}$  по поперечному сечению многомодового реактора на равномерность обработки материалов в разряженной плазме зависит в первую очередь от взаимного пространственного расположения области ионизации и обрабатываемой пластины. Если пластина расположена в непосредственной близости от области ионизации («плоский» источник), то структура  $E_{s\phi}$ , а следователь-

ちゅうしん ちちち ししん

\*
но, и  $\nu_i$  будет существенно сказываться на однородности обработки. В таком случае следует выбирать волны с максимально равномерным распределением  $E_{9\phi}$  по сечению реактора. В этом отношении основной для круглого волновода тип  $H_{11}$  является приемлемым вариантом. Присутствие же в волне, генерирующей плазму, высших типов, особенно азимутально-однородных (с n = 0), например  $H_{02}$ ,  $H_{03}$  (рис. 1.17) и  $E_{02}$ ,  $E_{03}$  (рис. 1.18), для которых характерно наличие нулей не только на оси или на стенке реактора, но и по всему сечению, может привести к ухудшению радиальной однородности и равномерности обработки пластин.

Если области ионизации и обработки пространственно разнесены и обрабатываемая пластина расположена в «спокойной» плазме, то по степени влияния на однородность обработки на первое место выходят процессы диффузии, благодаря которым в районе пластины реализуется так называемое диффузионное распределение плотности плазмы. Влияние высших типов волн здесь существенно сглажено. Вместе с тем повышается роль эффективности ионизации плазмы, часть которой рекомбинирует на пути к пластине. В подобном случае могут быть использованы азимутально-однородные Н-волны с малым радиальным числом (например,  $H_{01}$ ; рис. 1.17), поскольку для них характерно обращение Езф в нуль на стенке реактора. Заряженные частицы, образовавшиеся около стенки, быстро покидают объем реактора и не вносят существенного вклада в плотность плазмы. Следовательно, отсутствие потерь СВЧ-энергии на ионизацию вблизи стенки может повысить эффективность использования мощности волны. С этой точки зрения Е-волны менее пригодны, чем Н-волны, так как для них характерно наличие локального максимума Е<sub>эф</sub> на стенке. Кроме того, в них присутствует продольная электрическая компонента, не участвующая в создании ЭЦР в реакторах с продольным магнитным полем. Таким образом, волны Е<sub>nm</sub>-типов не имеют каких-либо преимуществ в распределении Е<sub>эф</sub> перед волнами Н<sub>пт</sub>-типов. Это свидетельствует о нецелесообразности использования Е-волн для генерации плазмы в СВЧ-реакторах с ЭЦР традиционных конструкций.

Итак, при разработке многомодовых реакторов с продольным внешним магнитным полем представляется необходимым согласование плазменных электродинамических систем для обеспечения преимущественного распространения в них волн с малыми волновыми числами ( $H_{11}$ ,  $H_{01}$ ) и недопущение перекачки электромагнитной мощности в высшие типы волн и волны E-типа [31].

**1.5.2.** Основные типы многомодовых СВЧ плазменных устройств. Многомодовые СВЧ плазменные устройства с большим поперечным сечением (диаметром 20–30 см и более) можно подразделить на три основных типа [14]:

 волноводные СВЧ плазменные устройства с соленоидальными катушками;

- 2) перестраиваемые резонаторные СВЧ плазменные устройства с радиальным неоднородным магнитным полем;
- мультипольные СВЧ плазменные устройства на принципе распределенного ЭЦР.

Типичная схема многомодового волноводного ЭЦР-источника плазмы с соленоидальными катушками, предназначенного для обработки пластин диаметром до 150 мм, приведена на рис. 1.19.



Рис. 1.19. Схема многомодового волноводного ЭЦР-источника: 1 — СВЧ-генератор; 2 — круглый волновод; 3 — электромагнит; 4 — линия напуска газа; 5 — кварцевый колпак; 6 — источник постоянного или ВЧ-напряжения; 7 — обрабатываемая пластина

Ограниченность применения таких источников для обработки изделий большого диаметра связана с необходимостью увеличения габаритов и веса магнитной системы, что влияет на стоимость установки. Эта проблема отсутствует в случае использования резонаторных камер и мультипольных источников СВЧ-плазмы [2, 14, 26].

Получение в резонаторах больших объемов однородной плазмы осуществляется в регулируемом многомодовом режиме с радиально неоднородным магнитным полем, создаваемым системой постоянных магнитов для удержания пристеночной плазмы (рис. 1.20). Поскольку при работе с низкими давлениями рабочих газов требуются высокодобротные резонаторные камеры, выполняется их подстройка с помощью внешних согласующих устройств. Как и в волноводной камере, в этом случае могут быть получены высокая степень ионизации и плотность плазмы, превышающая критическую для данной рабочей частоты более чем в 100 раз. Высокодобротные резонаторные камеры позволяют создавать в зоне разряда более сильные электрические поля, чем волноводы, и эффективно поддерживать разряд при низких давлениях без использования внешнего магнитного поля. Недостатком настраиваемых резонаторов является наличие скользящих контактов в основной линии согласующих устройств.



Рис. 1.20. Схема резонаторной камеры: 1 — цилиндрическая камера; 2 — короткозамыкающий шлейф; 3 — коаксиальный ввод; 4 — постоянные магниты; 5 — разрядная зона; 6 — кварцевый колпак; 7 — ионно-оптическая система; 8 — линия напуска газа

В мультипольных источниках удержание СВЧ-плазмы осуществляется постоянными магнитами, окружающими реакционную камеру с чередованием противоположных полюсов (рис. 1.21). Плотность магнитного потока быстро уменьшается от 0,1 Тл в центре плоскости каждого полюса магнита до нескольких десятых мТл на расстоянии в несколько сантиметров от него. В центральной части плазмы магнитное поле отсутствует. Передача СВЧ-энергии в плазму осуществляется по стержневым антеннам, расположенным в нескольких миллиметрах над плоскостью каждого полюса магнита. К антеннам СВЧ-мощность поступает от отдельных генераторов или от одного генератора по отдельным линиям передачи.



Рис. 1.21. Схема мультипольного СВЧ плазменного источника с распределенным ЭЦР: 1 — стенка реактора; 2 — антенна; 3 — коаксиальный ввод; 4 — постоянный магнит

По данным работы [26] плотность плазмы в многополюсных источниках с распределенным ЭЦР оказывается ниже, чем в волноводных камерах с ЭЦР, и не превышает  $1,5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, а спад плотности плазмы от максимума, находящегося в центре ловушки, к ее краям достигает 20%. Существуют оптимальные размеры камер, при которых возможно достижение заданной равномерности.

Для наращивания объема однородной плазмы используется несколько ЭЦР-источников, работающих на общую камеру, которая снабжена системой постоянных магнитов, предотвращающих попадание продуктов плазмохимической реакции на стенки камеры (рис. 1.22) [33].



Рис. 1.22. Схема многоствольного ЭЦР-источника с мультипольными магнитными системами: 1 — СВЧ-генератор; 2 — постоянные магниты; 3 — разрядная зона; 4 — ионно-оптическая система

Резонаторные и мультипольные СВЧ плазменные источники, обладая преимуществом в компактности при создании однородной плазмы большой площади, имеют один общий недостаток. Он состоит в отсутствии гибкого управления параметрами плазменного пучка за счет изменения распределения продольного магнитного поля, которое характерно для волноводных камер с соленоидом. Кроме того, отсутствие продольных магнитных полей обуславливает очень низкие токи на обрабатываемые пластины. Последнее требует создания адекватных сеточных ионно-оптических систем с управлением внешним электрическим полем, трудности изготовления и эксплуатации которых возрастают с увеличением площади плазменных пучков.

Представляются перспективными ЭЦР СВЧ-устройства, содержащие волноводный ввод с одно- и многомодовой передачей СВЧмощности и две магнитные системы: соленоид и мультипольную магнитную систему (рис. 1.23) [34]. Соленоид, установленный на волноводе, работающем на низшем типе волны, создает продольное магнитное поле с необходимыми конфигурацией и напряженностью. При этом образуется так называемый сосредоточенный ЭЦР, который сконцентрирован вблизи оси системы. Мультипольная система из постоянных магнитов устанавливается на ступенях согласованного перехода и по внешнему периметру многомодовой рабочей камеры. Пространственное 38



Рис. 1.23. Распределение индукции магнитного поля по длине и центральному поперечному сечению (a; 1 - R = 0-20 мм; 2 - R = 35 мм; 3 - R = 50 мм; 4 - R = 65 мм). Схема ЭЦР СВЧ-реактора с соленоидно-мультипольной магнитной системой (b; 1 - вакуумно-плотное керамическое окно; <math>2 - соленоидные катушки; 3 - мультипольная магнитная система; 4 - обрабатываемая пластина)

рассредоточение областей ЭЦР в одномодовом волноводе и многомодовой рабочей камере дает возможность регулировать форму (конфигурацию) областей ЭЦР и их положение относительно обрабатываемого объекта. На рис. 1.24 показана динамика пространственной локализации областей ЭЦР при изменении тока через катушки соленоида. В случае, когда зона ЭЦР находится внутри соленоида ( $I_1 = I_{\text{ЭПР}}$ ), ЭЦР-области от катушек соленоида и мультипольной системы рассредоточены (рис. 1.24, а). При увеличении тока через катушки центральная часть плазменного сгустка вытесняется из соленоида, а пристеночные области ЭЦР внутри ступенчатого перехода и операционной камеры, зависящие в основном от неизменного магнитного поля постоянных магнитов, остаются практически на месте. Таким образом, путем изменения тока через катушки соленоида удается существенно изменять конфигурацию результирующего ЭЦР плазменного сгустка (рис. 1.24, б-г) и, следовательно, управлять параметрами технологического процесса (однородностью плазменного пучка и скоростью обработки).

Совместное применение соосных соленоидального и продольного пристеночного мультипольного магнитных полей позволяет образовывать в аксиальном направлении распределения магнитной индукции, имеющие вид двойной потенциальной ямы для электронов. Появляется возможность увеличения плотности плазменного потока и управляемости его параметрами без приложения внешних электрических полей [34].

Дальнейшим развитием конструкций СВЧ плазменных устройств, предназначенных для обработки материалов на подложках сверхбольших размеров, являются многомодовые СВЧ ионно-плазменные источники с соленоидно-мультипольным магнитным управлением и продольно-поперечным вводом энергии [35]. Внешний вид такого источника приведен на рис. 1.25.

Для распределенного возбуждения многомодовых колебаний здесь используется отдельный волноводный канал 4, опоясывающий камеру 2 и содержащий штыри связи 5 для возбуждения в реакторе мод присте-



Рис. 1.24. Схема трансформации конфигурации ЭЦР плазменных зон при увеличении токов в секциях соленоида в СВЧ-источнике с продольным соленоидно-мультипольным магнитным полем: а)  $I_1 = I_{\text{ЭЦР}}$ ; б)  $I_2 > I_1$ ; в)  $I_3 > I_2$ ; г)  $I_4 > I_3$ 

ночного типа  $H_{m1p}$  с m = (5-10). Расчетные распределения напряженностей электрических полей в колебаниях данного типа представлены на рис. 1.26. Видно, что с изменением азимутального числа изменяются плотность и радиус влияния пристеночной плазмы.



Рис. 1.25. Внешний вид ЭЦР СВЧ-реактора с продольно-поперечным вводом энергии

Внешний вид многомодового плазменного СВЧ-устройства с продольно-поперечным вводом энергии приведен на рис. 1.27. Ввод энергии может осуществляться от одного или двух генераторов электромагнитного излучения, причем в последнем случае генераторы могут иметь различные частотные диапазоны. При использовании одного генератора разделение каналов подачи энергии производится делителем мощности. Регулировкой величин продольной и поперечной мощности достигается выравнивание плотности плазмы по сечению



Рис. 1.26. Расчетные распределения напряженностей электрических полей с различными азимутальными индексами m в многомодовом CB4-реакторе: a) m = 3; 6) m = 4; e) m = 5; e) m = 6; d) m = 7; e) m = 8

реактора. Это обеспечивает высокие равномерность и производительность обработки пластин большого диаметра.



Рис. 1.27. Внешний вид ЭЦР СВЧ плазменной установки с продольнопоперечным вводом энергии: 1 — операционная камера; 2 — волновод для поперечного ввода энергии; 3 — передвижной короткозамыкающий поршень; 4 — направленный ответвитель

# Глава 2

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

# § 2.1. Общие сведения о свойствах низкотемпературной плазмы

**2.1.1.** Плотность, температура и функция распределения. Наиболее важным параметром плазмы, которая представляет собой ионизированный газ, содержащий положительно и отрицательно заряженные частицы, а также неионизированные атомы, является ее плотность. Соответственно виду частиц плазмы различают три вида плотности: электронную  $(n_e)$ , ионную  $(n_i)$  и нейтральных атомов  $(n_n)$ . Между положительно и отрицательно заряженными частицами действуют кулоновы силы, а между заряженными и незаряженными поляризационные. Плотность технологической плазмы (определяемая в основном плотностью электронов) колеблется в широком диапазоне  $(10^8-10^{16} \text{ см}^{-3})$ . Для сравнения отметим, что при нормальных температуре и давлении  $(T = 0 \,^{\circ}\text{C}; p = 760 \,^{\circ}\text{M} \,\text{рт. ст.})$  плотность газа равна 2,  $687 \cdot 10^{19} \,^{\circ}\text{м}$  молекул/см<sup>3</sup>, а плотность газа в вакуумной камере при давлении  $10^{-6} \,^{\circ}\text{M}$  г.ст. составляет 3,  $3 \cdot 10^{10} \,^{\circ}\text{м}$ олекул/см<sup>3</sup> [39].

Степень ионизации определяется выражением  $N = \{n_i/(n_n + n_i)\} \times 100\%$ . Когда она превышает 10% или близка к этому значению, плазму обычно называют сильно ионизированной. В таком случае физика среды определяется главным образом плазменными эффектами. При N < 1% нужно рассматривать взаимодействие с нейтральными атомами.

Частицы плазмы обладают кинетической энергией. Поэтому ансамбль частиц, составляющих плазму, может быть описан функцией распределения по скоростям, которая определяет число частиц в заданном интервале скоростей:

$$dn = f(v)dv = f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z = f(v_x)f(v_y)f(v_z) dv_x dv_y dv_z,$$

где v — вектор скорости;  $(v_x, v_y, v_z) dv = dv_x dv_y dv_z$  — элемент пространства скоростей. Обычно функция распределения нормализуется на плотность частиц так, чтобы выполнялось соотношение

$$n=\int_{-\infty}^{\infty}f(v)\,dv.$$

В отсутствие внешних сил плазма стремится к тепловому равновесию, описываемому максвелловской функцией распределения:

$$f(v_x, v_y, v_z) = n(m/2\pi kT)^{3/2} \exp[-0.5m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/kT],$$

где m — масса частицы;  $k = 1, 38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана; T — температура плазмы. За единицу температуры плазмы принимают электрон-вольт (эВ), соответствующий 11600 К. Например, плазма дугового разряда может иметь температуру около 5 эВ, или 50000 К.

Если все ионы плазмы находятся в состоянии термодинамического равновесия друг с другом, то можно говорить о ее ионной температуре  $T_i$ . При этом электроны могут находиться в другом равновесном состоянии, определяемом электронной температурой  $T_e$ . Нейтральные частицы, как правило, имеют более низкую температуру, чем ионы и электроны. Понятие «температура плазмы» не определено до тех пор, пока между электронами и ионами не установится тепловое равновесие, при котором  $T_i = T_e$ . Плазму, в которой  $T_i \neq T_e$ , называют неравновесной или неизотермической. Отсутствие равновесия наблюдается при низких давлениях, а также в сильных и высокочастотных электрических полях.

Иногда можно использовать следующие функции распределения частиц:

- максвелловское распределение по скоростям F(v), для которого F(v) dv - среднее число частиц в единице объема, имеющих скорость v = |v| в интервале от v до v + dv:

$$F(v) = 4\pi v^2 f(v) = 4\pi v^2 n (m/2\pi kT)^{3/2} \exp[-mv^2/2kT];$$

– максвелловское распределение по энергиям f(E):

$$f(E) = F(v) dv/dE = n(4/\pi)^{1/2} (kT)^{-3/2} E^{1/2} \exp[-E/kT].$$

Средняя энергия частицы равна

$$\overline{E} = (3/2)kT.$$

В изотропной плазме она распределяется поровну по трем степеням свободы, соответствующим ортогональной системе координат x, y и z:

$$\overline{E}_x = \overline{E}_y = \overline{E}_z = (1/2)kT.$$

В максвелловской водородной плазме при температуре 1 эВ средняя скорость протонов составляет 1,56 см/мкс, а электронов — 67 см/мкс.

**2.1.2. Оболочки и электрические поля.** В плазме существует пространственный масштаб, определяющий расстояние, на которое распространяется действие электрического поля пробного заряда. Заряженные частицы, расположенные на более близком расстоянии к заряду, чувствуют его влияние, а на более далеком — нет. При этом локальная плотность заряженных частиц перераспределяется в плазме таким образом, чтобы скомпенсировать внешнее поле, которое экспоненциально затухает по глубине.

Пространственный масштаб, на котором электрическое поле эффективно компенсируется плазмой, называется радиусом экранирования или дебаевской длиной [27]. Дебаевская длина  $\lambda_D$  выражается формулой

$$\lambda_{\rm D}^2 = \varepsilon_0 k T_e / e^2 n_e \, [{\rm cm}],$$

где  $T_e$  — электронная температура плазмы [эВ];  $n_e$  — электронная плотность плазмы [см<sup>-3</sup>].

Часть плазмы, экранирующая приложенное внешнее поле, называется плазменной оболочкой. Внутри оболочки электрическое поле не равно нулю и плазма не является электронейтральной. Вне плазменной оболочки плазма, по существу, не возмущена внешним полем (рис. 2.1).



Рис. 2.1. Схематическое представление плазменной оболочки

Понятие «электронейтральность», или, точнее, «квазиэлектронейтральность», является еще одним фундаментальным понятием, связанным с дебаевской длиной. Дебаевский радиус экранирования это расстояние, на котором электростатические силы, стремящиеся к установлению зарядовой нейтральности, уравновешиваются кинетическими силами, стремящимися нарушить нейтральность. Внутри плазмы условие электронейтральности выполняется с очень высокой степенью точности. Если в плазме имеются только однократно заряженные положительные ионы, то  $n_e = n_i$ . Данное условие действует по всей области плазмы, пока ее размеры велики по

43

сравнению с дебаевской длиной. Если размер области плазмы меньше дебаевской длины, то условие квазиэлектронейтральности может нарушаться. Случайные флуктуации электронной плотности приводят к флуктуирующим электрическим полям — плазменному шуму.

2.1.3. Столкновения частиц в плазме. Столкновения между заряженными частицами в плазме кардинально отличаются от столкновений между нейтральными частицами в обычном газе. Обмен энергией и импульсом в плазме осуществляется главным образом посредством дальних взаимодействий, происходящих с участием многих частиц, а не в результате однократных соударений. Поэтому, например, изменение направления вектора скорости какой-либо частицы в процессе ее хаотического движения в плазме складывается из большого количества поворотов на малые углы. Следовательно, такие понятия, как время между столкновениями и средняя длина свободного пробега, которые имеют четкий физический смысл в случае столкновений нейтральных частиц, требуют нового определения. Соответствующим понятием для заряженных частиц является время релаксации, т.е. время, необходимое для того, чтобы столкновения внесли существенные изменения в функцию распределения. Так, время релаксации энергии есть время, за которое происходит передача энергии от одной составляющей плазмы к другой. Отметим, что время передачи энергии от электронов к ионам много больше, чем время электронного рассеяния.

Различают несколько типов времен энергообмена и времен между столкновениями, соответствующих взаимодействиям как между частицами одного рода, так и между разнородными частицами. Обычно эти времена лежат в диапазоне от наносекунд до миллисекунд.

**2.1.4. Плазменная частота.** В плазме существует ряд естественных видов колебаний, наиболее фундаментальными из которых являются электронные и ионные плазменные колебания. Даже малые отклонения от полной электронейтральности плазмы приводят к возникновению восстанавливающей ее разности потенциалов. В результате плазма осциллирует с так называемой электронной плазменной частотой:

$$\omega_{pe}^2 = e^2 n_e / \varepsilon_0 m_e.$$

При определенных условиях ионная составляющая плазмы также может осциллировать, например порождая ионные акустические (звуковые) волны в плазме. Частоту подобных осцилляций называют ионной плазменной частотой:

$$\omega_{pi}^2 = Q^2 e^2 n_i / \varepsilon_0 m_i,$$

где Q — зарядовое состояние иона (т. е. заряд иона равен eQ).

Обычно электронная плазменная частота является величиной порядка 10<sup>9</sup> Гц (1 ГГц), а ионные плазменные частоты лежат в радиодиапазоне (порядка 1 МГц).

**2.1.5. Влияние магнитного поля.** Частицы с зарядом q при движении со скоростью  $v_{\perp}$ , перпендикулярной направлению магнитного поля с магнитной индукцией B, испытывают действие силы, перпендикулярной как скорости частицы, так и магнитному полю. В результате частица движется по круговой орбите, как будто она «привязана» к магнитной силовой линии. Радиус такой гироорбиты определяется формулой

$$\rho = m v_\perp / q B$$

и называется циклотронным радиусом или гирорадиусом.

При температурах в несколько электронвольт и магнитных полях в несколько килогаусс средний циклотронный радиус плазменных электронов  $\rho_e$  составляет величину порядка 0,1 мм, а средний циклотронный радиус ионов  $\rho_i$  — от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров.

Поскольку магнитное поле не влияет на параллельную ему скорость частицы, результирующее движение происходит по спирали. Осью последней является силовая линия, к которой «привязана» частица. Электроны и ионы несут противоположные по знаку заряды, поэтому их вращения противоположны по направлению: вращение электронов определяется по правилу правой руки, а вращение ионов — по правилу левой руки.

Циклотронное движение частицы происходит со строго определенной частотой:

$$\omega_c = eB/m,$$

где B выражено в килогауссах. При магнитных полях в несколько килогаусс электронная циклотронная частота изменяется в диапазоне от нескольких гигагерц до нескольких десятков гигагерц (начало микроволнового диапазона спектра), а ионная циклотронная частота — от нескольких сотен килогерц до нескольких мегагерц.

**2.1.6. Давление плазмы.** Подобно любому газу плазма оказывает давление. Точно так же, как и в кинетической теории газов, оно выражается формулой

$$p = nkT.$$

Вклад в давление плазмы дают различные ее составляющие. Электроны обеспечивают давление  $p_e = n_e k T_e$ , а ионы — давление  $p_i = n_i k T_i$ . Если плазма находится в магнитном поле, то оно вносит анизотропность и температуры  $T_i$  и  $T_e$  могут оказаться неодинаковыми в различных пространственных направлениях. Поэтому говорят о

 $T_{i\perp}, T_{i||}, T_{e\perp}$  и  $T_{e||}$ , где соответствующие индексы относятся к направлениям, перпендикулярному и параллельному магнитному полю. Таким образом, плазменные давления  $p_{\perp}$  и  $p_{||}$  способны различаться.

**2.1.7. Ионизация.** Ионизация нейтральных атомов может быть осуществлена посредством нескольких процессов, включающих, например, поверхностную ионизацию, фотоионизацию, ионизацию полем. Широко используемый в технологии создания плазмы процесс — ионизация газа посредством электронного удара. В этом случае энергия, поступающая в плазму от источника питания, передается в основном электронам. В дальнейшем энергичные электроны ионизируют рабочий и остаточный газы при соударениях с нейтральными атомами.

Ионизация будет происходить, если энергия ударяющего электрона больше энергии, необходимой для удаления связанного электрона:

$$E_e > e\varphi_i$$
,

где  $\varphi_i$  — первый ионизационный потенциал рассматриваемого вида атомов. Это условие, однако, чрезмерно упрощает картину. В действительности сечение ионизации растет от нуля при энергии электрона, равной ионизационному потенциалу, до максимального значения при энергии, приблизительно равной трем-четырем потенциалам ионизации.

Энергия ионизации определяет химическую активность элемента, поскольку при этом отрываются валентные электроны. Величина  $E_e$ изменяется в пределах от 3,9 до 26 эВ и составляет (в эВ): 3,9 для цезия, 4,3 для калия, 7,9 для железа, 12,4 для азота, 13,6 для водорода, 24,6 для гелия.

Таким образом, температура электронов должна быть достаточно высокой для того, чтобы столкновения приводили к актам ионизации, но не слишком высокой, чтобы вероятность ионизации не могла существенно снизиться.

При указанных условиях выход процесса ионизации газа достигает максимума. Вместе с тем для эффективного создания плотной плазмы должны быть выполнены и другие условия. Например, в процессе ионизации значительно более эффективно повторное использование одних и тех же электронов, а не выбивание новых из нейтральных атомов с последующим их нагревом. Горячие (энергичные) электроны, которые осуществляют ионизацию, принято называть первичными, а холодные электроны, образующиеся вместе с положительными ионами в результате столкновений, — вторичными. Первичные электроны можно сохранить следующими способами.

 Электроны, удерживаемые аксиальным магнитным полем, могут совершать возвратно-поступательное движение, отражаясь от отрицательно заряженных электродов. Это движение представляет собой колебания электронов в потенциальной яме, созданной заряженными электродами, вдоль силовых линий магнитного поля.

- Электроны могут удерживаться магнитным зеркалом. Подобная конфигурация используется в ионных источниках на электронном циклотронном резонансе, где магнитное поле служит как для обеспечения ЭЦР, т.е. перекачки энергии микроволн в энергию электронов, так и для удержания сформированных энергичных электронов.
- Для формирования магнитного барьера, окружающего плазменный разряд, может использоваться мультипольное магнитное поле.

Одновременно с процессом ионизации происходит деионизация, т. е. рекомбинация положительных и отрицательных частиц и диффузия их за пределы ионизированного объема газа. Процесс деионизации зависит от давления и температуры. При повышении давления и понижении температуры плазма быстро деионизируется и теряет электропроводность, превращаясь в нейтральный газ. Количество теплоты, выделяющееся в результате процесса деионизации, равно энергии ионизации образующегося нейтрального атома.

## § 2.2. Поглощение электромагнитных волн при ЭЦР

При превышении СВЧ-мощностью, передаваемой по волноводу, некоторой предельной величины  $P_{проб}$  возникает электрический пробой диэлектрика, заполняющего волновод. Если наполнением является газовая среда, то в волноводе образуется электрический газовый СВЧ-разряд — плазма. После возникновения плазмы условия распространения электромагнитных волн в волноводе резко изменяются.

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в плазме на примере однородных плоских волн [9, 22, 27, 28]. Пусть однородная плоская волна распространяется вдоль направления постоянного намагничивающего поля  $H_0 = zH_0$ :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{\pm \gamma z}; \qquad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{\pm \gamma z};$$
$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial y} = 0; \qquad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial x} = \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial y} = 0, \qquad (2.1)$$

где  $\gamma = \alpha + i\beta$  — коэффициент распространения.

В безграничной намагниченной однородной плазме комплексные амплитуды векторов Е и Н таких волн удовлетворяют однородным уравнениям Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -i\omega\varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \mathbf{E};$$
$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -i\omega\mu\mu_0 \mathbf{H}, \qquad (2.2)$$

где  $\varepsilon_0 \widehat{\varepsilon} E = D$ ;  $\mu \mu_0 H = B$ ;  $\widehat{\varepsilon}$  — тензор диэлектрической проницаемости плазмы. Компоненты тензора  $\widehat{\varepsilon}$  могут быть получены из решения уравнения движения электронов в намагниченной плазме [9]:

$$\widehat{\varepsilon} = \begin{bmatrix} p & ig & 0\\ -ig & p & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon'' \end{bmatrix}.$$
(2.3)

Здесь введены следующие обозначения:

$$p = 1 + \omega_{p}^{2}(\omega - i\nu)/\omega[\omega_{0}^{2} - (\omega - i\nu)^{2}];$$
  

$$g = \omega_{p}^{2}\omega_{0}/\omega[\omega_{0}^{2} - (\omega - i\nu)^{2}];$$
  

$$\varepsilon'' = 1 - \omega_{p}^{2}/\omega(\omega - i\nu),$$
(2.4)

где  $\nu$  — среднее в единицу времени число соударений электрона с тяжелыми частицами (ионами и молекулами);  $\omega_0 = \mu_0 e H_0/m$  — гироскопическая частота электронов;  $\omega_p$  — плазменная частота.

Используя выражения (2.1) и (2.3), из уравнений (2.2), представленных в декартовой системе координат, находим

$$\begin{cases}
\pm \gamma E_{0y} = i\omega \mu_0 H_{0x}; \\
\pm \gamma E_{0x} = i\omega \mu_0 H_{0y}; \\
E_{0z} = 0; \\
\pm \gamma H_{0y} = -i\omega \varepsilon_0 (pE_{0x} + igE_{0y}); \\
\mp \gamma H_{0x} = -i\omega \varepsilon_0 (-igE_{0x} + pE_{0y}); \\
H_{0z} = 0.
\end{cases}$$
(2.5)

Таким образом, поскольку  $E_z = H_z = 0$ , однородная плоская волна в продольно намагниченной плазме относится к классу поперечных волн типа T.

Исключив из (2.5)  $H_{0x}$  и  $H_{0y}$ , после соответствующих преобразований для коэффициента распространения  $\gamma$  получаем два значения:

$$\gamma_{+} = i\omega\sqrt{\mu_{0}\varepsilon_{0}(p+g)}; \quad \gamma_{-} = i\omega\sqrt{\mu_{0}\varepsilon_{0}(p-g)}.$$
(2.6)

Кроме того, используя найденные значения  $\gamma$ , из (2.5) можно получить

$$E_{0x} = iE_{0y}$$
 при  $\gamma_+;$   
 $E_{0x} = -iE_{0y}$  при  $\gamma_-.$  (2.7)

Выражения (2.6) и (2.7) означают, что в продольно намагниченной плазме любая однородная плоская волна (класса T) распадается на две, поляризованные по кругу. Одна из этих волн имеет положительное направление вращения и коэффициент распространения  $\gamma_+$ , а другая — отрицательное направление вращения водения и коэффициент  $\gamma_-$ . Описанные волны обладают различными коэффициентами поглощения и фазами,

которые можно определить следующим образом. Представим вещественные и мнимые части соотношений (2.4) как

$$\varepsilon'_{\pm} = p' \pm g'; \quad \varepsilon''_{\pm} = p'' \pm g''.$$

Тогда выражение для  $\gamma$  примет вид

$$\gamma_{\pm} = i\omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon'_{\pm} - i\varepsilon''_{\pm})} = \alpha_{\pm} + i\beta_{\pm}.$$
 (2.8)

Отсюда после преобразований находим

$$\alpha_{\pm} = \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_0}{2} \left[ \sqrt{(\varepsilon_{\pm}')^2 + (\varepsilon_{\pm}'')^2} - \varepsilon_{\pm}' \right]}; \qquad (2.9)$$

$$\beta_{\pm} = \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_0}{2}} \left[ \sqrt{(\varepsilon_{\pm}')^2 + (\varepsilon_{\pm}'')^2} + \varepsilon_{\pm}' \right].$$
(2.10)

Используя (2.4), можно записать выражения для  $\varepsilon'_{\pm}$  и  $\varepsilon''_{\pm}$  в явном виде:

$$\begin{cases} \varepsilon'_{+} = 1 - \omega_{p}^{2}(\omega - \omega_{0})/\omega[(\omega - \omega_{0})^{2} + \nu^{2}]; \\ \varepsilon''_{+} = \omega_{p}^{2}\nu/\omega[(\omega - \omega_{0})^{2} + \nu^{2}]; \end{cases}$$
(2.11)

$$\begin{cases} \varepsilon'_{-} = 1 - \omega_{p}^{2}(\omega + \omega_{0})/\omega[(\omega + \omega_{0})^{2} + \nu^{2}]; \\ \varepsilon''_{-} = \omega_{p}^{2}\nu/\omega[(\omega + \omega_{0})^{2} + \nu^{2}]. \end{cases}$$
(2.12)

Из (2.11) следует, что для обеих  $(e^{\pm(\gamma_+z)})$  поляризованных по кругу волн с положительным направлением вращения (по часовой стрелке, если смотреть в направлении **H**<sub>0</sub>) при  $\omega = \omega_0$  параметр  $\varepsilon''_+$  принимает максимальное значение, которому, согласно (2.9), соответствует повышенное значение коэффициента поглощения  $\alpha_+$ .

Таким образом, условиями эффективного поглощения электромагнитных волн в намагниченной плазме являются правосторонняя круговая поляризация вектора **E**, лежащего в плоскости, перпендикулярной **H**<sub>0</sub>, и совпадение частоты вращения вектора **E** с частотой вращения электронов в магнитном поле. При этом реализуется явление гиромагнитного (электронно-циклотронного) резонанса. Определяемое из выражения  $H = \omega mc/e$  численное значение напряженности внешнего магнитного поля, при котором для электромагнитной волны частотой 2450 МГц реализуется ЭЦР, равно 850 Э.

Согласно (2.8) и (2.11) на условия распространения правовращающихся волн в области ЭЦР существенно влияет поглощение, связанное со столкновениями электронов с тяжелыми частицами. В слабо ионизованной разреженной газовой плазме преобладающими являются столкновения электронов с нейтральными атомами и молекулами газа:

$$u_{ea} \gg \nu_{ei} \approx \nu_{ee}.$$

При давлениях рабочих газов от 0,01 до 100 Па, характерных для СВЧ газовых разрядов, частоты электрон-атомных столкновений лежат

в диапазоне  $10^7 - 10^{10} c^{-1}$  [22]. Указанные значения по порядку величины близки к частоте внешнего СВЧ электрического поля и циклотронной частоте электронов при ЭЦР. Поэтому представляется целесообразным рассмотрение поглощения электромагнитных волн в области циклотронного резонанса для двух важных частных случаев.

1. Малые концентрации электронов и большие давления нейтрального газа:  $n\omega/n_c\nu \ll 1$ , где  $n_c = m\omega^2/4\pi e^2$  — «критическая» концентрация, при которой частота поля равна плазменной частоте, т. е.  $n_c [\text{см}^{-3}] \approx 3, 1 \cdot 10^{-10} \omega_p^2 [\text{c}^{-1}]$ . В этом случае выражения для постоянной затухания и фазовой постоянной, полученные из (2.9) и (2.10), принимают вид

$$\alpha = \alpha_r \frac{\nu^2}{(\omega - \omega_H)^2 + \nu^2};$$
  

$$\beta = \beta_r - \alpha_r \frac{(\omega - \omega_H)\nu}{(\omega - \omega_H)^2 + \nu^2},$$
(2.13)

где  $\alpha_r$  — постоянная затухания при циклотронном резонансе:

$$\alpha_r = \omega^2 n / (2cn_c \nu). \tag{2.14}$$

Таким образом, вблизи ЭЦР поглощение резко возрастает. Ширина кривой резонансного поглощения определяется частотой столкновений электронов (давлением газа):

$$\omega_{1/2} - \omega = \pm \nu, \qquad (2.15)$$

где  $\omega_{1/2}$  — частота, соответствующая коэффициенту затухания, вдвое меньшему резонансного, т. е.  $\alpha = \alpha_r/2$ .

2. Большие концентрации электронов и малые давления нейтрального газа  $n\omega/n_c\nu \gg 1$ . В этом случае постоянная распространения имеет вид

$$\gamma = lpha + ieta = \sqrt{2} \, lpha_r \sqrt{rac{(\omega - \omega_H) 
u + i 
u^2}{(\omega - \omega_H)^2 + 
u^2}} \, ,$$

где постоянная затухания при ЭЦР ( $\omega = \omega_H$ ) равна

$$\alpha_r = (\omega/c)\sqrt{n\omega/2n_c\nu}.$$
 (2.16)

Поскольку здесь  $\alpha_r c/\omega \gg 1$ , волна при циклотронном резонансе поглощается гораздо сильнее, чем в первом случае, на расстоянии порядка длины волны. Зависимость затухания от частоты не является симметричной относительно точки циклотронного резонанса. Максимум постоянной затухания находится в области магнитных полей, меньших ЭЦР ( $\omega_H/\omega < 1$ ). Дело в том, что концентрация электронов в рассматриваемом случае существенно больше критической ( $n_{c0} = n_c(1 - \omega_H/\omega)$ ) и распространение волн в плазме оказывается невозможным (см. ниже). С другой

стороны, при  $\omega_H/\omega > 1$  для правовращающихся волн область непропускания отсутствует при любых концентрациях электронов, поэтому затухание быстро уменьшается с удалением от резонанса. Скорость спада затухания при  $\omega_H/\omega > 1$  определяется частотой столкновений электронов и может характеризоваться формулой, аналогичной (2.15):

$$\omega_H - \omega_{1/2} \approx 0,9\nu. \tag{2.17}$$

Из выражений (2.14)-(2.17) следует, что с уменьшением давления газа возрастает эффективность поглощения электромагнитных волн при ЭЦР и ужесточаются границы его реализации.

На рис. 2.2 приведены экспериментальные зависимости поглощенного СВЧ-излучения от относительной индукции ( $\omega_H/\omega$ ) при конфигурации магнитного поля типа «пробкотрон» с пробочным отношением, равным 1,2. Поглощение СВЧ-излучения выражено в процентах от поступающей от генератора СВЧ-мощности. При увеличении отношения  $\tilde{\omega}_H/\omega$  поглощенная мощность возрастает от 60% в отсутствие магнитного поля до 95-98 % при ЭЦР (рис. 2.2, а). Дальнейшее увеличение циклотронной частоты приводит к некоторому снижению поглощенной мощности. Однако оно не является значительным. Последнее свидетельствует о существовании других механизмов нерезонансного поглощения СВЧ-мощности. Соответствующие данной геометрии магнитного поля зависимости плотностей ионной и электронной составляющих тока из плазмотрона от  $\omega_H/\omega$  (при различных вытягивающих напряжениях) имеют резонансный характер (рис. 2.2, б). При этом, как и предсказывалось теорией, наблюдается несимметричность зависимости плотности тока от относительной индукции магнитного поля в области ЭЦР ( $\omega_H/\omega=1$ ): в сторону уменьшения отношения  $\omega_H/\omega$ спад токов более пологий.



Рис. 2.2. Зависимости поглощенной мощности (*a*), а также плотностей ионной (*1*, 2) и электронной (*3*, 4) составляющих тока из СВЧ-плазмотрона (*б*) для  $p = 0, 1 \, \Pi$ а и  $P = 600 \, \text{Вт}$  от  $\omega_H / \omega$  при различных вытягивающих напряжениях:  $1 - 100 \, \text{B}; 2 - 50 \, \text{B}; 3 - 50 \, \text{B}; 4 - 100 \, \text{B}; 5 - 0 \, \text{B}$ 

Увеличение пробочного отношения от 1,2 до 3 при постоянном отношении  $\omega_H/\omega = 1,4$  не оказывает существенного влияния на величину плотности токов из плазмотрона (рис. 2.3). Тем не менее в области значений  $B_{\rm max}/B_{\rm min}$  от 1,8 до 2,5 наблюдаются оптимумы для плотности извлекаемых токов и поглощенной мощности.



Рис. 2.3. Зависимости плотности ионного тока (а) и поглощенной мощности (б) от пробочного отношения при p=0,1 Па, P=600 Вт и  $\omega_H/\omega=1,4$ 

На рис. 2.4 приведены зависимости поглощенной мощности и плотностей токов из плазмы на заземленный электрод от поступившей от генератора СВЧ-мощности для различных давлений остаточного воздуха и магнитных полей с пробочным отношением 1,2. Видно, что плотности токов зависят от СВЧ-мощности практически линейно. Это соответствует увеличению концентрации и (или) температуры электронов в плазме [40]. При низких давлениях (p = 0, 1 Па) зависимость плотности токов от мощности является более сильной для резонансных условий ( $\omega_H/\omega = 1$ ). При повышении давления газа она оказывается сильнее в случае бо́льших магнитных полей. Это выражается и в более эффективном поглощении мощности с увеличением мощности СВЧ-генератора и давления газа (рис. 2.4, 6).

На рис. 2.5 приведены зависимости плотности ионного (j > 0)и электронного (j < 0) токов, извлекаемых из СВЧ-плазмы при приложении соответствующих вытягивающих напряжений (±100 В), а также поглощенной мощности от давления плазмообразующего газа при приложении внешнего магнитного поля и без него. В отсутствие магнитного поля извлекаемый ток имеет максимум при  $p = 1 \Pi a$  (рис. 2.5, a). Это давление более чем на порядок больше, а соответствующие токи на 2-3 порядка меньше, чем при ЭЦР (рис. 2.5, b). В сильных маг-



Рис. 2.4. Зависимости поглощенной мощности (*a*) и плотности электронного тока на заземленный электрод (*б*) от мощности, поступившей от СВЧ-генератора, для различных давлений газа и магнитных полей:  $1 - p = 1 \Pi a$ ,  $\omega_H/\omega = 1.0$ ;  $2 - p = 1 \Pi a$ ,  $\omega_H/\omega = 1.7$ ;  $3 - p = 0, 1 \Pi a$ ,  $\omega_H/\omega = 1.7$ ;  $4 - p = 0, 1 \Pi a$ ,  $\omega_H/\omega = 1.0$ 

нитных полях ( $\omega_H/\omega > 1$ ) резонансный характер зависимости токов от давления исчезает, а их максимальные значения уменьшаются в 2–3 раза. Вместе с тем, начиная с давлений около 10 Па, наблюдается их монотонный рост, т.е. увеличивается верхняя граница давлений, при которых токи являются приемлемыми для плазменной обработки. В сильных магнитных полях ( $\omega_H/\omega > 1,7$ ) эффективность поглощения мощности наиболее высока для любых давлений газа (рис. 2.5, e).

Таким образом, с увеличением мощности СВЧ-излучения и давления рабочего газа эффективность поглощения мощности увеличивается. При этом она тем больше, чем сильнее магнитное поле. Вместе с тем с ростом давления токи, извлекаемые из плазмы, уменьшаются. Подобное противоречие объясняется высокой рекомбинацией заряженных частиц в реакторе при больших давлениях.

Влияние расхода газа на разрядный процесс проиллюстрировано на рис. 2.6. Прямой и непосредственный эффект течения состоит, как известно, в увлечении зарядов газовым потоком из области генерации плазмы. Обусловленная откачкой убыль зарядов должна восполняться ионизацией. Это приводит к необходимости увеличения мощности, вводимой в разряд, тем большего, чем выше скорость прокачки. При фиксированной мощности СВЧ-генератора увеличение быстроты откачки вызывает снижение извлекаемых из источника плотностей заряженных частиц и повышение поглощенной СВЧ-мощности.

Зависимости поглощенной мощности и плотности тока от параметров процесса для разных видов плазмообразующих газов имеют свои



Рис. 2.5. Зависимости плотностей ионного (j > 0) и электронного (j < 0) токов при  $U_{\text{выт}} = \pm 100 \text{ B}$  (a, b), а также поглощенной мощности (a) от давления газа для различных отношений  $\omega_H/\omega$ : 1 - 0; 2 - 1; 3 - 1,7



Рис. 2.6. Зависимости поглощенной мощности (*a*) и плотности ионного тока при  $U_{\text{выт}} = -100 \text{ B}$  (б) от расхода газа (p = 1 Па; P = 400 Br)

особенности, которые обусловлены различием энергий диссоциации, ионизации и возбуждения их атомов и молекул. Так, в случае хлорсодержащих газов максимумы плотности тока на заземленную подложку наблюдаются при магнитных полях меньших, чем при ЭЦР, а величины плотностей токов в максимумах в 2–3 раза больше, чем, например, для аргона или кислорода [20].

Плотности токов и интенсивности свечения возбужденных атомов химических элементов в CBЧ-плазме с магнитным полем зависят от состава смеси газов (рис. 2.7). Например, для смеси HCl с кислородом при использовании одинаковых режимов генерации плазмы плотности токов и интенсивности свечения линий Cl\* с длиной волны  $\lambda = 741, 4$  нм имеют максимумы, положения которых определяются концентрациями HCl и O<sub>2</sub>. Дело в том, что в плазме CBЧ газового разряда смеси HCl + O<sub>2</sub> возможны следующие реакции диссоциации

#### с соответствующими энергиями [41, 42]:





Рис. 2.7. Зависимости плотности электронного тока (j < 0) и интенсивности свечения линий Cl\* с  $\lambda = 741, 4$  нм от содержания HCl в смеси HCl + O<sub>2</sub> при P = 600 BT, p = 0,1 Па и  $\omega_H/\omega = 1,7$ 

Наиболее энергоемкими и, следовательно, наименее обратимыми являются реакции (в) и (б), а наименее энергоемкой — реакция (г). Отсюда следует, что преимущественным процессом служит связывание атомарного водорода, полученного в результате реакции (а), кислородом с образованием относительно стабильных молекул паров воды по реакции (в). Соединение CIO нестабильно из-за низкой энергии диссоциации. Таким образом, в газовом разряде смеси  $HCl + O_2$  должны наблюдаться дефицит атомов водорода и смещение реакции (а) вправо, связанное с ускорением темпа генерации атомов хлора. Энергия возбуждения атомов CI\* с  $\lambda = 741, 4$  нм составляет доли эВ. Поэтому их образование не является лимитирующим процессом и интенсивность свечения данной линии хлора пропорциональна его концентрации в смеси.

Интенсивность свечения линии хлора в смеси  $HCl + O_2$  должна быть выше, чем в чистом HCl, и иметь максимум, зависящий от процентного содержания в смеси каждого из компонентов. Поскольку энергия диссоциации кислорода выше энергии диссоциации молекул HCl, реакция (б) является менее вероятной по сравнению с реакцией (а). Таким образом, для достижения стационарного состояния в плазме необходимо, чтобы концентрация кислорода в смеси превышала концентрацию паров HCl. Иными словами, максимум интенсивности свечения линий  $Cl^*$  должен быть сдвинут в сторону с большей концентрацией кислорода.

Аналогичный характер рассматриваемых зависимостей наблюдается в смесях  $CF_4 + O_2$  (рис. 2.8).



Рис. 2.8. Изменение интенсивностей линий излучения в СВЧ-плазме смеси С $F_4 + O_2$  в зависимости от содержания кислорода при P = 375 Вт,  $\omega_H/\omega = 1$ и p = 0, 1 Па: I - F (685 нм); 2 - F (703 нм); 3 - F (712,8 нм)

# § 2.3. Бесстолкновительное поглощение СВЧ-мощности во внешнем магнитном поле

Во внешнем магнитном поле СВЧ газовый разряд может существовать при давлениях  $5 \cdot 10^{-3}$  Па и меньше [20]. При таких давлениях газа частота электрон-атомных столкновений оказывается много меньше частоты электромагнитного поля и обычное ЭЦР столкновительное поглощение СВЧ-мощности становится несущественным.

Известны два механизма бесстолкновительного поглощения волн в плазме: циклотронное затухание и затухание Ландау [3, 43–46]. Оба они существенны вблизи циклотронного резонанса. Затухание Ландау наблюдается для волн, фазовая скорость которых близка к тепловой скорости заряженных частиц:

$$v_z = u_{pz} = \omega/k_z. \tag{2.18}$$

Этому условию удовлетворяют плазменные волны. В однородной плазме возбуждаемые извне электромагнитные волны не связаны с плазменными. Они распространяются независимо друг от друга. Однако в реальной неоднородной плазме могут возникнуть условия для преобразования (трансформации) электромагнитных волн в плазменные. Трансформация волн наиболее эффективна в тех точках неоднородной плазмы, где становится существенной пространственная дисперсия. Показатель преломления в таких особых точках  $z_0$  обращается в бесконечность. В неоднородной среде колебания различных типов связаны между собой: электромагнитная волна, бегущая к точке  $z_0$ , частично отражается в виде медленной плазменной волны (и наоборот). При этом, однако, в самой точке  $z_0$  энергия не поглощается, а уносится плазменной волной, которая затем затухает в плазме.

Условие обращения в бесконечность показателя преломления, при котором происходит трансформация волн, распространяющихся в однородной плазме с концентрацией  $n(z_0)$  (где  $0 \le n \le n_{max}$ ) под углом  $\alpha$ 

к магнитному полю, выполняется в трех полосах частот [44]:

 $\omega_{1\max} \ge \omega \ge \omega_{He}; \quad \omega_{2\max} \ge \omega \ge \omega_{Hi}; \quad \omega_{3\max} \ge \omega \ge 0,$  (2.19) где  $\omega_{i\max} = \omega_i(n_{\max})$ . Эти полосы схематически изображены на рис. 2.9.



Рис. 2.9. Полосы трансформации в зависимости от угла  $\alpha$ : *a*)  $\omega_{p \max} < \omega_{He}$ ; *b*)  $\omega_{p \max} > \omega_{He}$ 

В случае диапазона частот, концентраций и величин магнитных полей, которые реализуются при СВЧ плазменной обработке, наибольший интерес представляют верхняя и средняя полосы частот. Их положение определяется соотношениями

$$\omega_1^2 = 0, 5\left(\omega_U^2 + \sqrt{\omega_U^4 - 4\omega_p^2 \omega_{He}^2 \cos^2 \alpha}\right),$$
 (2.20)

$$\omega_U^2 = \omega_{He}^2 + \omega_p^2,$$
  
$$\omega_2^2 = 0,5 \left( \omega_U^2 - \sqrt{\omega_U^4 - 4\omega_p^2 \omega_{He}^2 \cos^2 \alpha} \right)$$
(2.21)

при  $\cos^2 lpha \gg m_e/m_i$  и

$$\omega_2^2 = \omega_\alpha^2 (1 + m_i \cos^2 \alpha / m_e), \qquad \omega_\alpha^2 = \omega_{He} \omega_{Hi} \omega_p^2 / (\omega_p^2 + \omega_{He}^2)$$

при  $\cos^2 \alpha \ll 1$  ( $\alpha \leqslant \pi/2$ ) и  $\omega_p^2 \gg \omega_{He} \omega_{Hi}$ . Здесь  $\omega_U$  и  $\omega_\alpha$  — верхняя и нижняя гибридные частоты соответственно;  $\omega_p$  — плазменная частота;  $\omega_{Hk}$  — циклотронная частота. При  $\alpha \neq 0$  верхняя и средняя полосы разделены некоторым интервалом частот, в котором трансформация волн невозможна. На рис. 2.10 приведен диапазон параметров плазмы, в пределах которого возможна трансформация при фиксированной частоте [43]. Верхняя полоса трансформации соответствует магнитным полям, меньшим циклотронного, а средняя — полям, большим циклотронного. Видно, что при концентрациях, превышающих критическую, трансформация возможна как при меньших, так и при больших циклотронного магнитных полях. Между полосами трансформации имеется «зазор» — область, в которой линейная трансформация невозможна. Его ширина зависит от угла  $\alpha$  между градиентом концентрации и магнитным полем. При малых углах зазор мал ( $H_e < H < H_c/\cos \alpha$ ). С ростом угла  $\alpha$  он увеличивается и при  $\alpha = \pi/2$  охватывает область между циклотронным и магнитным полями. В этом случае  $\omega_{\alpha \max} = \omega [H_c < H < H_c (m_i/m_e)^{1/2}].$ 



Рис. 2.10. Диапазоны линейной трансформации: І — диапазон верхней полосы трансформации; ІІ — диапазон средней полосы трансформации

Основные качественные выводы теории линейной трансформации и поглощения волн в неоднородной плазме состоят в следующем [43].

Эффективность трансформации определяется в первую очередь «доступностью» области трансформации (окрестности точки  $z_0$ ) для падающей волны и величиной градиента концентрации. При наличии области непрозрачности между внешней границей слоя и точкой  $z_0$ , в которой трансформирующая электромагнитная волна не может распространяться, эффективность трансформации максимальна, когда характерные размеры плазмы составляют порядка средней длины волны, и падает при уменьшении или увеличении этих размеров. Максимальная величина эффективности зависит от способа подведения волны и в типичных условиях достигает нескольких десятков процентов.

При размерах плазмы, много больших средней длины волны, для обеспечения эффективной трансформации необходимо ликвидировать область непрозрачности, в которой поле волны экспоненциально падает. В верхней полосе частот трансформации этого можно достичь в неоднородном магнитном поле при вводе волн в плазму в области, где магнитное поле больше циклотронного.

Эффективность линейной трансформации не зависит от частоты столкновений и температуры заряженных частиц плазмы в широких пределах их изменения. Эти параметры влияют лишь на длину поглощения плазменных волн.

В сильно неоднородной плазме, когда концентрация заметно меняется на расстояниях порядка длины волны плазменных колебаний, трансформация не связана с особой точкой и может быть распределенной по объему.

На рис. 2.11 приведены зависимости поглощенной в плазме СВЧмощности, а также плотностей ионного и электронного токов (при  $U_{\rm Bыт} = \pm 100$  В) от отношения  $\omega_H/\omega$  при давлении воздуха в реакторе 2, 5 · 10<sup>-2</sup> Па и постоянной скорости прокачки газа для различных значений подводимой СВЧ-мощности. На зависимостях для плотностей токов видны «зазоры», которые разделяют каждую из них на два максимума. Повышение давления газа до величин, больших 5 · 10<sup>-2</sup> Па, приводит к их исчезновению. С ростом СВЧ-мощности смещение максимумов поглощения (плотности токов) в сторону меньших отношений  $\omega_H/\omega$  увеличивается. При давлениях, меньших 5 · 10<sup>-3</sup> Па, для каждой мощности наблюдаются верхние и нижние критические значения магнитных полей, за пределами которых существование плазмы прекращается. С увеличением СВЧ-мощности области магнитных полей, в пределах которых существует плазма, расширяются. Превышение давлением газа величины 0,05 Па приводит к исчезновению «зазоров».



Рис. 2.11. Зависимости поглощенной мощности (*a*), а также плотностей ионной и электронной составляющих тока (*б*) от  $\omega_H/\omega$  для  $B_{\rm max}/B_{\rm min} = 1,2$  при различных СВЧ-мощностях генератора: I - 450 Вт; 2 - 350 Вт; 3 - 300 Вт

На рис. 2.12 приведены зависимости поглощенной мощности и электронного тока от  $\omega_H/\omega$  при давлении газа 2,5 · 10<sup>-2</sup> Па и различных скоростях прокачки. Как и в предыдущем случае, здесь зафиксированы области ухудшения значений исследуемых параметров. Ширина этих областей, а также величина относительного изменения параметров в них тем больше, чем меньше скорость прокачки.

Указанные закономерности проявляются тем отчетливее, чем ниже плотность СВЧ-мощности и давление газа в реакторе, т.е. чем меньше



Рис. 2.12. Зависимости поглощенной мощности и электронного тока ( $U_{\text{выт}} = 100 \text{ B}$ ) от  $\omega_H/\omega$  для СВЧ-мощности 400 Вт,  $p = 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$  при различных величинах расхода газа:  $1 - 1.0 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3/\text{с}$ ;  $2 - 1.0 \text{ см}^3/\text{с}$ 

концентрация электронов и частота их столкновений с нейтральными атомами и молекулами. В таких условиях следует ожидать уменьшения доли столкновительного поглощения СВЧ-мощности и возрастания роли бесстолкновительных механизмов поглощения, одним из которых является механизм затухания Ландау. Действительно, концентрация электронов по сечению цилиндрического реактора описывается бесселевой функцией нулевого порядка [47, 48]. В отсутствие прокачки газа продольный градиент концентрации электронов тоже отсутствует. Поэтому угол  $\alpha$  близок к  $\pi/2$  и величина «зазора» должна быть максимальной. С увеличением расхода газа за счет выноса электронов из реактора появляется продольная составляющая градиента концентрации электронов. В результате угол  $\alpha$  и, следовательно, ширина зазора, в котором трансформация волн невозможна, уменьшаются.

## § 2.4. Распространение электромагнитных волн в волноводах с продольно намагниченной плазмой

Одна из главных задач в реальном СВЧ плазменном источнике состоит в выборе способа введения СВЧ-мощности в плазму для увеличения плотности и температуры электронов, даже если СВЧ-излучение, уже введенное в плазму, поглощается так, как это описано выше.

**2.4.1. Однородное магнитное поле.** Согласно волновой теории распространение правовращающихся электромагнитных волн вдоль магнитного поля в свободной однородной плазме, которое представляет наибольший интерес для ЭЦР-нагрева, характеризуется коэффициентом распространения

$$\gamma = \alpha + i\beta = i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon' - i\varepsilon''}, \qquad (2.22)$$

где  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  имеют вид (2.11).

Если частота  $\omega$  электромагнитных колебаний становится равной электронной циклотронной частоте  $\omega_H$ , происходит их поглощение, приводящее к нагреву плазмы. Вдали от циклотронного резонанса при частоте столкновений, много меньшей частоты поля ( $|\omega - \omega_H| \gg \nu$ ; такие условия характерны для СВЧ плазменных устройств с низким давлением рабочих газов, т.е. при  $p \ll 0, 1 \Pi a$ ), выражение (2.22) приобретает вид

$$\gamma = (i\omega/c)\sqrt{1 - n\omega/n_c(\omega - \omega_H)}, \qquad (2.23)$$

где  $n_c$  — «критическая» концентрация.

При распространении электромагнитных волн в волноводе фазовая постоянная волны, характеризующая ее фазовую скорость, дается соотношением [8]

$$eta_0 = rac{2\pi}{\lambda_b} = rac{\omega}{c} \sqrt{\mu arepsilon - \left(rac{\lambda}{\lambda_{ ext{Kpht}}}
ight)^2}$$

Для случая  $|\omega - \omega_H| \gg \nu$  с  $\varepsilon$ , который согласно (2.23) имеет вид

$$\varepsilon = 1 - n\omega/n_c(\omega - \omega_H),$$
 (2.24)

фазовая постоянная волны в плазме волновода равна

$$\beta = \omega/c\sqrt{1 - n\omega/n_c(\omega - \omega_H) - (\lambda/\lambda_{\text{Крит}})^2}.$$
(2.25)

Из (2.25) следует, что для правовращающихся волн при  $\omega > \omega_H$  постоянная  $\beta$  становится мнимой при концентрации электронов, превышающей критическую величину  $n_{cb}$ , которая меньше критической концентрации при отсутствии магнитного поля:

$$n > n_{cb}(1 - \omega_H/\omega), \tag{2.26}$$

где  $n_{cb} = n_c [1 - (\lambda/\lambda_{\text{крит}})^2]$ . При этом распространение волны в волноводе с плазмой оказывается невозможным и она полностью отражается.

Характерная глубина проникновения поля в плазму составляет

$$\delta = 1/\alpha = c/[\omega(n/n_{cb} - 1)^{1/2}].$$

Если толщина слоя плазмы существенно превышает этот размер  $(1 \gg \delta)$ , то электромагнитная волна не может проникнуть в плазму и отражается от ее границы. При меньших  $n_{cb}$  концентрациях электронов волны распространяются через плазму без затухания.

В случае сильных магнитных полей ( $\omega_H > \omega$ ) правовращающиеся волны распространяются без затухания при любых концентрациях электронов, причем их фазовая скорость оказывается меньше скорости света. Замедление волны становится особенно сильным при приближении к ЭЦР.

Таким образом, электромагнитная волна, распространяясь в непоглощающей среде (в отсутствие столкновений тока проводимости нет и ток является чисто поляризационным; при этом не выделяется джоулево тепло и не диссипирует энергия электромагнитного поля [27]), в зависимости от соотношения концентрации электронов и величины магнитного поля может испытывать частичное или полное отражение. Полное отражение происходит от области, в которой диэлектрическая проницаемость обращается в нуль и становится отрицательной.

Коэффициент отражения волны в волноводной плазме можно определить из скачка волнового сопротивления на ее границе [8]:

$$\rho = (Z_0 - Z)/(Z_0 + Z), \qquad (2.27)$$

где  $Z_0$  — волновое сопротивление волновода без плазмы, которое для волн типа  $H_{11}$  имеет вид

$$Z_0 = 376, 7/\sqrt{1 - \lambda/\lambda_{\rm KpHT}^2}, \qquad (2.28)$$

а Z — волновое сопротивление волновода с плазмой:

$$Z = 376, 7/\sqrt{1 - [n\omega/n_c(\omega - \omega_H)] - (\lambda/\lambda_{\rm Kput})^2}.$$
 (2.29)

Подставляя (2.28) и (2.29) в (2.30), получаем

$$\rho = \left[\sqrt{1 - (n/n_{cb})} - 1\right] / \left[\sqrt{1 - (n/n_{cb})} + 1\right].$$
(2.30)

Итак, при  $\omega_H/\omega < 1$  и приближении концентрации электронов к  $n_{cb}$  коэффициент отражения резко увеличивается. При  $n > n_{cb}$  модуль коэффициента отражения равен единице. В сильных магнитных полях ( $\omega_H/\omega > 1$ ) правовращающиеся волны распространяются в волноводе без отражения при любых концентрациях электронов.

2.4.2. Неоднородное магнитное поле. В общем случае закономерности распространения и поглощения электромагнитных волн в намагниченной плазме оказываются намного более сложными, чем в однородной. При распространении в плазме, находящейся в неоднородном магнитном поле, электромагнитные колебания способны вступать в различного рода взаимодействия с электронами, испытывающими ларморовское вращение. В результате они могут отражаться не только от границы плазмы, но и от резонансной области. Последнее связано с тем, что электроны, движущиеся в неоднородном магнитном поле, пребывают в состоянии резонанса конечное время, по истечении которого после прохождения резонансной точки изменяются их амплитуда и фаза циклотронного вращения. Характер взаимодействия волны и электрона при этом меняется. Это вызывает изменение пространственного масштаба колебаний (которое принято называть трансформацией), приводящее к появлению возле такой точки области непрозрачности для распространения колебаний и поглощению энергии первичной электромагнитной волны. Обмен энергией между колебаниями и заряженными частицами осуществляется посредством возбуждения модулированных пучков с последующей их интерференцией, приводящей к преобразованию энергии колебаний в тепловую.

В работах [49, 50] было показано, что количество энергии, поглощенной электронами, зависит от градиента магнитного поля, направления распространения волны по отношению к направлению изменения магнитного поля и плотности плазмы. Так, коэффициент поглощения  $\eta_H$  электромагнитных волн в бесстолкновительной плазме ( $\nu < c/L$ , где  $\nu$  — частота столкновений электронов с атомами), падающих на резонансную область со стороны бо́льших значений магнитного поля, изменяющегося по линейному закону, близок к единице и определяется выражением

$$\eta_H = 1 - e^{-\beta}, (2.31)$$

где  $\beta = \pi \omega_{pe}^2 L/\omega c$ ;  $\omega_{pe}$  — электронная плазменная частота;  $L = B(dB/dz)^{-1}$ ; B — индукция магнитного поля.

Колебания, распространяющиеся со стороны меньшего магнитного поля, напротив, испытывают сильное отражение. В этом случае коэффициенты поглощения ( $\eta_L$ ) и отражения ( $\xi_L$ ) определяются как

$$\eta_L = (1 - e^{-\beta})[1 - (1 - e^{-\beta})e^{-4\nu L/c}];$$
  

$$\xi_L = (1 - e^{-\beta})^2 e^{-4\nu L/c}.$$
(2.32)

Из (2.32) видно, что даже если  $c/L < \nu \ll \omega$  и затухание электромагнитной волны при распространении ее в плазме вне области резонанса пренебрежимо мало, столкновения могут существенно влиять на условия отражения волны. С увеличением частоты столкновений отражается все меньшая часть сигнала, а величина коэффициента поглощения перестает зависеть от направления распространения волны.

Таким образом, для эффективной передачи энергии плазме необходимо, чтобы магнитное поле между СВЧ-генератором и резонансной областью уменьшалось. Колебания, падающие со стороны меньшего магнитного поля, слабо взаимодействуют с плазмой. Поэтому такая конфигурация магнитного поля представляет меньший интерес.

Коэффициент отражения от границы плазмы зависит от градиента плотности плазмы на ней. В плазме с плавной границей он близок к нулю, а собственные колебания устанавливаются за счет отражения от резонансных точек. При резкой же границе отражение от резонансной области можно не учитывать.

На рис. 2.13 приведены зависимости поглощенной мощности и плотностей тока заряженных частиц в волноводной СВЧ-плазме от градиента индукции магнитного поля. Как и предсказывается теорией, при конфигурациях магнитного поля с градиентами, противоположными направлению распространения СВЧ-мощности (см. кривые 6-10на рис. 1.12), поглощение энергии осуществляется более эффективно (рис. 2.13, *a*, кривая при grad B > 0), чем в случае, когда градиент магнитного поля направлен в противоположную сторону. Однако плотности извлекаемых токов не коррелируют со значениями поглощенной мощности: при высокой эффективности поглощения мощности при grad B > 0 значения извлеченных токов почти на порядок меньше, чем при обратной конфигурации с односторонним магнитным зеркалом на выходе плазмотрона, в которой градиенты магнитного поля совпадают с направлением распространения электромагнитных волн (см. кривые 1–5 на рис. 1.12). В этом случае значения поглощенной мощности имеют оптимум в зависимости от градиента магнитного поля, а плотности тока плазмы выше, чем в магнитном поле типа «пробкотрон».



Рис. 2.13. Зависимости поглощенной мощности (a) и плотности ионного тока при  $U_{\text{выт}} = -100 \text{ B}$  (б) от градиента магнитного поля при p = 0,1 Па и P = 600 Вт

## § 2.5. Удержание плазмы в магнитном поле

Кроме процессов, обеспечивающих эффективное поглощение СВЧмощности, созданию плотной плазмы способствует ее удержание от распада в определенных конфигурациях магнитного поля, при которых ионы, образующиеся при электронном ударе, не покидают плазменный разряд. Как правило, конфигурации, способствующие удержанию первичных электронов, обеспечивают и удержание плазмы.

Для удержания плазмы путем воздействия на траекторию движения электронов используется конфигурация с минимумом индукции магнитного поля *B* в центре (см. рис. 1.11). При такой конфигурации магнитное поле возрастает в любом направлении от центра, что стабилизирует плазму по отношению к магнитогидродинамической неустойчивости.

Во всех действующих ЭЦР плазменных источниках конфигурацию магнитного поля с минимумом В получают путем подбора токов в ка-

тушках соленоида или комбинированием осевого магнитного поля соленоида, прикладываемого перпендикулярно к имеющемуся в волноводе электрическому полю **E**, с полем многополюсной магнитной системы.

В продольно намагниченной плазме возникает анизотропия электрических свойств, которая выражается во вращении электронов вокруг фиксированного направления  $\mathbf{H}_0$ , если существует радиальная составляющая скорости  $\mathbf{V}_r$ . В конфигурации магнитного поля зеркальной ловушки (см. рис. 1.16) появляется составляющая силы Лоренца, направленная перпендикулярно к плоскости ларморовской окружности, которая стремится вытолкнуть частицу из области более сильного поля [23]. Расчет приводит к следующему выражению для продольной компоненты импульса частицы в магнитном поле пробочного типа:

$$P_{\parallel}(z) = P_0 \left[ 1 - B(z) \sin^2 \Theta / B_{\min} \right]^{1/2}.$$
 (2.33)

Из (2.33) видно, что частица не может продвинуться в пробку далее расстояния z', при котором  $B(z') = B_{\min}/\sin^2\Theta$ , то есть пробками удерживаются все частицы, ПИТЧ-углы которых превышают нижний предел, равный  $\Theta' = \arcsin(B_{\min}/B_{\max})^{1/2}$ . Таким образом, в пространстве импульсов имеется два конуса потерь, в которых частицы не удерживаются ловушкой (рис. 2.14). Частицы, находящиеся в импульсном пространстве вне этих конусов, удерживаются между магнитными зеркалами до тех пор, пока по какой-либо причине (например, за счет диффузии в пространстве импульсов) их импульс не изменится настолько, что они окажутся внутри конуса потерь и сразу же будут потеряны из камеры генерации плазмы.



Рис. 2.14. Конусы потерь в пространстве импульсов. Частицы, находящиеся в заштрихованной области, заперты в ловушке

В разреженной слабо ионизованной плазме диффузия в пространстве импульсов, обусловленная возникновением резкого градиента плотности из-за опустошения конуса потерь, реализуется в основном за счет рассеяния заряженных частиц на нейтральных. Учитывая, что  $T_e \gg T_i$ , а сечение упругого рассеяния ионов на атомах ненамного превышает сечение упругого рассеяния электронов на атомах [28], можно записать  $\nu_{en} \gg \nu_{in}$ . Отсюда следует, что время рассеяния в конус потерь для электронов меньше, чем для ионов. Поэтому электроны покидают плазму раньше и первоначально нейтральная плазма

3 Р.К. Яфаров

оказывается заряженной положительно до некоторого (амбиполярного) потенциала. Это замедляет уход электронов из плазмы и ускоряет темп генерации и уход ионов.

Другим не менее важным каналом потерь является диффузия в координатном пространстве. При этом заряженные частицы совершают значительно более медленное, чем в предыдущем случае, дрейфовое движение в направлении, перпендикулярном к силовым линиям. В слабо ионизованной плазме подобное движение возникает в результате хаотических скачков ларморовских центров под действием столкновений заряженных частиц с нейтральными атомами. Расчет приводит к следующему выражению для коэффициентов диффузии поперек магнитного поля [28]:

$$D_{\perp} = \nu \mu T / (m^2 \omega_H^2 + \mu^2 \nu^2),$$

где  $\mu = m_{\alpha}m_n/(m_{\alpha} + m_n)$  — приведенная масса. Таким образом, в сильном магнитном поле поперечная диффузия пропорциональна массе частиц и частоте соударений. Это означает, в частности, что для тяжелых ионов она значительно больше, чем для легких электронов. В отсутствие магнитного поля ситуация, как известно, обратная: диффузия электронов имеет значительно большие величины, чем диффузия ионов, а с уменьшением частоты столкновений диффузия растет.

В связи с большим коэффициентом поперечной диффузии тяжелых ионов в магнитном поле бо́льшая их часть достигает стенок плазмотрона, где они либо нейтрализуются, либо упруго рассеиваются обратно в плазму. Таким образом, стенки выступают в роли интенсивного источника нейтрального газа. Нейтральные частицы, возникающие на стенках, либо подвергаются новой ионизации в плазме, либо удаляются вакуумными насосами. В ЭЦР-источниках с относительно высокой степенью ионизации каждый ион проходит несколько циклов перехода из плазмы на стенки и обратно, прежде чем он будет выведен из системы в виде плазменного пучка или откачан вакуумными насосами в виде нейтрального газа. Основные процессы, составляющие кругооборот «плазма-стенки», показаны на рис. 2.15 [39].



Рис. 2.15. Схема рециркуляции газа между плазмой и стенками

В процессах удержания плазмы за счет диффузии в пространстве импульсов и координатном пространстве временной шаг диффузии

является одним и тем же (время рассеяния), а пространственным шагом служит ларморовский радиус. Следовательно, характерное время потерь частиц через конусы потерь во столько же раз меньше характерного времени потерь при диффузии поперек магнитных силовых линий, во сколько раз радиус плазмы больше ларморовского радиуса. Поэтому при столкновительном режиме удержания плазмы плотности потоков частиц, теряемых через торцы волноводной плазмы, во много раз больше плотности их потока через боковую поверхность. В длинных ловушках, где поверхность торцов мала по сравнению с боковой поверхностью, полный поток теряемых частиц определяется в основном поперечной диффузией, обеспечивающей время удержания, превышающее время удержания магнитными пробками в  $r/r_{\alpha}$  раз. Снижение темпа диффузионных потерь, определяемого поперечной диффузией электронов, зависит от величины продольного магнитного поля. Это приводит к снижению роли стенок как рекомбинационных центров и способствует повышению плотности плазмы.

На рис. 2.16 приведены зависимости, демонстрирующие влияние СВЧ-мощности, расхода газа и величины индукции продольного магнитного поля типа «пробкотрон» на удержание различных компонент плазмы. В отсутствие прокачки (расход газа близок к нулю) при выбранных параметрах процесса преобладающей является ионная компонента тока (кривые *1* на рис. 2.16). При высоких скоростях прокачки, когда, помимо основного эффекта течения — сноса зарядов, возникают вторичные механизмы [51, 52], связанные с турбулентной диффузией зарядов к стенкам, с увеличением магнитного поля преобладающей компонентой становится электронная (кривые 2 на рис. 2.16).

Приведенные данные иллюстрируют влияние трех основных параметров (мощности, магнитного поля и расхода газа) на динамику зарядовых процессов в камере генерации СВЧ-плазмы. Увеличение продольного магнитного поля приводит преимущественно к уменьшению коэффициента поперечной диффузии электронов и, следовательно, к снижению их потерь на боковых стенках. Это способствует увеличению электронной компоненты тока при увеличении скорости прокачки газа-носителя через реактор. Поскольку же увеличение СВЧ-мощности способствует росту скорости генерации заряженных частиц в реакторе, переход от преимущественно ионного тока к электронному осуществляется при меньших магнитных полях.

На рис. 2.17 приведены зависимости плотностей тока и интенсивностей свечения линий возбужденных атомов Cl\* с  $\lambda = 741, 4$  нм, полученных в CBЧ-плазме паров HCl, от  $\omega_H/\omega$ . Видно, что в режимах, близких к ЭЦР (кривые при p = 0, 1 Па), процессы ионизации и возбуждения атомов и молекул коррелируют между собой. В режимах, отличных от ЭЦР (при p = 1 Па), зависимость интенсивности свечения Cl\* от  $\omega_H/\omega$  имеет практически линейный характер, в то время как зависимость тока от данного параметра оказывается значительно более слабой. Это обусловлено уменьшением потерь электронов на боковых



Рис. 2.16. Зависимости токов на заземленный электрод от  $\omega_H/\omega$  при  $p = 2,5 \cdot 10^{-2}$  Па, расходе газа 0,01 см<sup>3</sup>/с (1) и 1,0 см<sup>3</sup>/с (2) для различных величин СВЧ-мощности: а) 400 Вт; б) 650 Вт

стенках реактора с увеличением магнитного поля. Энергии сохраненных таким образом электронов может не хватать для ионизации, однако достаточно интенсивное возбуждение нейтральных атомов при этом обеспечивается, поскольку для него необходима энергия, которая почти на два порядка меньше.

Повышение интенсивности возбуждения атомов и молекул рабочего газа при больших магнитных полях объясняет улучшение поглощения СВЧ-мощности в плазме, которое происходит при увеличении давления плазмообразующего газа, хотя извлекаемые плотности токов при этом могут и не увеличиваться (см. рис. 2.5).

Отсутствие корреляции между высокой поглощенной мощностью и низкими плотностями токов при grad B > 0 (см. § 2.4) также объясняется влиянием магнитного поля на удержание плазменных электронов, которое в данном случае не является эффективным.

Для получения достаточно плотной плазмы необходим интенсивный поток высокоэнергетичных электронов. Поскольку плазменные процессы обработки осуществляются в ограниченных объемах, где велика вероятность гибели электронов на стенках, для их получения требуется большой поток мощности. Во избежание использования большой мощ-



Рис. 2.17. Зависимость плотностей электронного тока (j < 0) и интенсивностей свечения линий Cl\* с  $\lambda = 741, 4$  нм от  $\omega_H/\omega$  для P = 600 Вт при различных давлениях паров HCl: I = 0,1 Па; 2 = 1 Па

ности можно удерживать электроны и ионы, сформировав нейтральную плазму. В этом случае расходуемая мощность будет определяться энергией, уносимой потоком электронов, уходящих из области удержания.

В слабо ионизованной плазме, состоящей из электронов, ионов и нейтральных частиц, уравнения баланса

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\mathbf{U}_e) = \delta n / \delta t;$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\mathbf{U}_i) = \delta n / \delta t$$
(2.34)

электронной и ионной компонент могут одновременно удовлетворяться лишь при равенстве дивергенций направленных потоков:

$$\operatorname{div}(n\mathbf{U}_i) = \operatorname{div}(n\mathbf{U}_e).$$

Столкновительный член  $\delta n/\delta t$  определяет эффективность процессов ионизации и рекомбинации в объеме. В общем случае он может включать прямую ионизацию при столкновениях электронов с атомами, ступенчатую ионизацию, электрон-ионную рекомбинацию и т. д. [27].

Решение системы (2.34) в магнитном поле в общем случае гораздо сложнее, чем в его отсутствие, из-за анизотропии коэффициентов подвижности и диффузии. Однако когда однородное магнитное поле направлено вдоль оси реактора, а параметры плазмы зависят только от радиуса, задача существенно упрощается [20]. Если единственным объемным процессом, существенно влияющим на баланс частиц, яв-
ляется прямая ионизация и  $\delta n/\delta t = \nu^i n$  (где  $\nu^i = \langle n_a S_{ea}^i v \rangle$  — средняя частота ионизации, которая определяется функцией распределения по энергии), то решения уравнений (2.34) приводят к диффузионному распределению, описываемому бесселевой функцией нулевого порядка:

$$n = n_0 I_0(r/\Lambda); \qquad \Lambda = \sqrt{D_{A\perp}} \nu^i , \qquad (2.35)$$

где коэффициент диффузии в магнитном поле имеет вид [28]

$$D_{A\perp} = (T_e + T_i)\nu_{ea}/m_e\omega_{He}^2.$$

Для того чтобы концентрация обращалась в нуль на границе (при r = R), аргумент бесселевой функции в этой точке должен быть ее корнем. Отсюда находим

$$\Lambda = R/2,405.$$
(2.36)

В соответствии с (2.35) и (2.36) получаем

$$\nu^{i} = 5.8 D_{A\perp} / R^{2}$$
,

где  $D_{A\perp} \sim 1/H^2$ . Это соотношение представляет собой условие стационарности концентрации — равенства скоростей возникновения заряженных частиц и их диффузионного устранения из объема плазмы с продольным внешним магнитным полем. Различие со случаем стационарного газового разряда без магнитного поля состоит лишь в том, что при применении магнитного поля коэффициент диффузии и, соответственно, средняя частота ионизации  $\nu^i$  во много раз меньше.

Удержание плазмы внешним магнитным полем оказывает существенное влияние на уровень энергетических затрат, требующихся для поддержания заданной степени ионизации плазмы, а также устраняет необходимость в сильных электрических полях.

#### Глава З

## ДИФФУЗИОННАЯ МОДЕЛЬ СВЧ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

### § 3.1. Равномерность обработки в одномодовых СВЧ-источниках плазмы

Скорость и равномерность СВЧ ионно-плазменной обработки, включающей в себя осаждение, очистку и травление материалов, зависит в общем случае от физико-химического механизма реализации процесса. При ионно-плазменном механизме характеристикой равномерности, кроме прямых измерений распределения толщины обработанных материалов по площади пластины, является однородность распределения на пластине плотности тока. Равномерность обработки в таких случаях может быть достигнута сканированием плазменного пучка с равномерной плотностью тока ионов [52, 53]. Равномерность обработки по плазмохимическому и радикальному механизмам зависит также и от способа доставки и распределения потоков рабочего газа с активированными частицами плазмы [52, 54].

На рис. 3.1 приведены зависимости равномерности плотности ионного тока в одномодовом волноводном плазменном устройстве от главных операционных параметров процесса: величины и конфигурации внешнего магнитного поля, подводимой СВЧ-мощности и давления рабочего газа. Они были получены с помощью многозондового коллектора диаметром 100 мм, который устанавливался на подложкодержателе вместо обрабатываемой пластины. Равномерность определялась как отношение минимального и максимального токов на зонды коллектора. Видно, что равномерность плотности тока улучшается с увеличением давления, а также с уменьшением магнитного поля и поступающей СВЧ-мощности. На рис. 3.2 приведены конфигурации магнитного поля в одномодовом СВЧ-плазменном устройстве при оптимизации однородности плотности ионного тока пучка с помощью вероятностно-статистических методов планирования эксперимента с применением линейных уравнений регрессии [55, 56] по семи (кривая 1) и шести (кривая 2) наиболее значимым факторам процесса. Управление велось по семи факторам, представленным в табл. 3.1. Итоговая точка семифакторного оптимизационного процесса имела следующие координаты: давление газа 40 Па; скорость натекания газа



Рис. 3.1. Влияние СВЧ-мощности и магнитного поля на однородность плотности ионного тока при различных давлениях газа: 1 - P = 150 Вт,  $\omega_H/\omega = 0, 7$ ; 2 - P = 375 Вт,  $\omega_H/\omega = 0, 7$ ; 3 - P = 150 Вт,  $\omega_H/\omega = 1, 7$ 



Рис. 3.2. Итоговые конфигурации магнитного поля при оптимизации однородности плотности ионного тока пучка по семи (1) и шести (2) факторам процесса СВЧ вакуумно-плазменного травления

некритична; СВЧ-мощность 285 Вт; токи в секциях электромагнита:  $X_4 = 1, 2$  А;  $X_5 = 2, 6$  А;  $X_6 = 4, 2$  А;  $X_7 = 6, 2$  А. Равномерность плотности ионного тока по пластине диаметром 100 мм при этом составила 93%.

Следующий оптимизационный процесс проводился при фиксированном давлении газа  $p = 0, 1 \, \Pi a$  и регулируемых остальных шести факторах. Выбор давления 0,1 Па был обусловлен тем, что при нем осуществляется переход от практически изотропного плазмохимического к анизотропному реактивному ионно-плазменному травлению. Экстремум равномерности имел следующие координаты: расход газа 0,05 мл/с; СВЧ-мощность 200 Вт; токи в секциях электромагнита:  $X_4 = 4, 2 \, \text{A}; X_5 = 1, 1 \, \text{A}; X_6 = 2, 4 \, \text{A}; X_7 = 1, 5 \, \text{A}.$  Равномерность плотности ионного тока в этом случае составила 76 %.

Основными причинами неравномерности плотности ионного тока и связанной с ней неравномерности обработки являются следующие [44, 47]:

#### Таблица 3.1

N⁰	Параметр	Обозначение	Единица	Нижняя	Верхняя
	управления		измерения	граница	граница
1	Логарифм давления газа в камере	$X_1 = \lg P$	Безразмерный	-2	2
2	Натекание газа в реактор	$X_2$	мл/с	0	0,64
3	Ток магнетрона	$X_3$	мА	100	350
4	Ток в 1-й секции соленоида	$X_4$	А	0	8,1
5	Ток во 2-й секции	$X_5$	А	0	8,1
6	Ток в 3-й секции	$X_6$	А	0	8,1
7	Ток в 4-й секции	X7	A	0	8,1

#### Факторы оптимизации равномерности СВЧ плазменной обработки и границы их изменения

- неоднородность скорости генерации заряженных частиц по сечению реактора, связанная со способом подвода СВЧ-мощности и типом используемых электромагнитных волн [30, 57];
- рекомбинация заряженных химически активных частиц на боковых стенках реактора (камеры генерации плазмы);
- пространственная неоднородность магнитных и электрических полей между областью генерации плазмы, заключенной в реакторе и находящейся внутри соленоида, и местом расположения подложкодержателя в вакуумной камере установки.

Из рассмотрения баланса заряженных частиц в плазме стационарного газового разряда в продольном магнитном поле [20] следует, что с уменьшением давления и увеличением магнитного поля коэффициент поперечной диффузии заряженных частиц быстро уменьшается. Это снижает потери на стенки реактора, но препятствует выравниванию плотности потока заряженных частиц по его диаметру. Неоднородность последней обусловлена первоначальной неоднородностью скорости генерации частиц по сечению волновода-реактора, которая, в свою очередь, связана, например, со структурой возбуждающего плазменный разряд электромагнитного поля [30].

Сравнительно высокая равномерность плотности ионного тока, полученная в семифакторном эксперименте, обусловлена тем, что при найденной конфигурации магнитного поля область ЭЦР (ядро плазмы) располагается на максимальном удалении от пластины. Убывание магнитного поля при приближении к ней, а также большое давление газа способствуют увеличению поперечного коэффициента диффузии заряженных частиц и более равномерному их распределению по сечению на выходе из реактора.

# § 3.2. Влияние геометрии реактора и источника ионизации на параметры плазменной обработки

Кроме параметров технологического процесса, сильное влияние на равномерность плазменной обработки оказывает соотношение между геометрическими размерами реактора и размерами и положением обрабатываемого объекта. В рамках гидродинамической модели влияние геометрии плазмохимического реактора, а также формы и размеров источника ионизации на равномерность и эффективность СВЧ плазменной обработки состоит в следующем [58–60].

Распределение плотности плазмы n в реакторе цилиндрической формы с радиусом R, равным радиусу волновода, подводящего СВЧ-мощность, и длиной L можно найти из решения стационарного уравнения диффузии:

$$\operatorname{div}(D\operatorname{grad} n) = 0, \tag{3.1}$$

где *D* — коэффициент амбиполярной диффузии. При этом на стенках реактора и на обрабатываемой пластине полагается *n* = 0.

Разделяя переменные в уравнении (3.1), предварительно записав его в цилиндрической системе координат, и используя принцип суперпозиции и азимутальную симметрию задачи, можно представить решение в виде бесконечного ряда по цилиндрическим гармоникам. Неизвестные коэффициенты разложения находятся из краевых условий. По полученному распределению плотности плазмы можно найти радиальное распределение  $w(\rho)$  плотности потока на обрабатываемую поверхность, которое позволяет оценить эффективность Q = W/G и неравномерность  $N = 0, 5(w_{\text{max}} - w_{\text{min}})/(w_{\text{max}} + w_{\text{min}})$  обработки при заданных геометрии реактора и размере обрабатываемой пластины (где G — интегральный поток источника плазмы; W,  $w_{\text{max}}$  и  $w_{\text{min}}$  — интегральный поток, максимальная и минимальная плотности потока на обрабатываемую поверхность соответственно).

На рисунках 3.3 и 3.4 показаны расчетные зависимости неравномерности плотности потока N(L) и эффективности обработки Q(L) пластины единичного радиуса для различных величин радиусов реактора R и круговой области ионизации r. Видно, что влияние радиуса реактора на равномерность обработки усиливается с увеличением его длины. При малых длинах реактора и, соответственно, малых дистанциях обработки (L < 0, 5) неравномерность потока в основном определяется размерами области ионизации; диаметр реактора оказывает меньшее влияние на радиальное распределение потока. В этом случае величина N при r < R максимальна, а при r > R минимальна. Очевидно, что для улучшения равномерности следует стремиться к выполнению нера-

венства r > R. На средних ( $L \approx 1$ ) и больших (L > 1,5) дистанциях существенным оказывается диффузионное размытие первоначального распределения и определяющее влияние на равномерность обработки оказывает соотношение размеров пластины и реактора. Однако с возрастанием радиуса реактора снижение неравномерности замедляется. Поэтому увеличение R до значений более 1,6–1,8 является нецелесообразным.



Рис. 3.3. Зависимости неравномерности плотности потока N(L) на пластину единичного радиуса для различных радиусов реактора R и радиусов круговой области ионизации r = 0, 4 (*a*) и r = 1, 2 (*б*)

Зависимости эффективности обработки для всех рассмотренных случаев имеют общую закономерность: с увеличением длины реактора L влияние его радиуса возрастает, причем с уменьшением величины r эффективность обработки увеличивается (рис. 3.4). При r < R на малых длинах реактора величина Q максимальна. При r > R часть потока плазмы уходит на стенку реактора даже при малых L, поэтому Q оказывается меньше. На рис. 3.5 приведены зависимости нерав-



Рис. 3.4. Зависимости эффективности обработки Q(L) пластины единичного радиуса для различных радиусов реактора R и радиусов круговой области ионизации r = 0, 4 (a) и r = 1, 2 (б).

номерности плотности потока и эффективности обработки от длины источника в случае аксиального потока плазмы G в форме тонкого кольца радиусом r. Радиус обрабатываемой пластины выбран равным единице, а радиус источника R = 1, 4. В этом случае неравномерность потока для малых длин реактора L максимальна при всех значениях r. При малых r зависимость N(L) аналогична полученной для круговой области ионизации такого же радиуса (штриховая линия). С увеличением r в зависимости N(L) появляется минимум, смещающийся при росте r в область больших L. Для кривых Q(L) наблюдается монотонное убывание с ростом L и r (рис. 3.5,  $\delta$ ). Если r < 1, то при малых L («плоский» источник)  $Q \rightarrow 1$  и весь поток уходит на обрабатываемую поверхность. При r > 1 часть потока теряется на стенках даже при  $L \rightarrow 0$ . В таком случае величина Q оказывается меньше.



Рис. 3.5. Зависимости неравномерности плотности потока (а) и эффективности обработки пластины единичного радиуса (б) от длины источника для различных величин радиуса кольца ионизации r

Таким образом, источник с областью ионизации в форме кольца большого радиуса (r > 1) может обеспечить равномерность потока на обрабатываемую поверхность до 90% и более при эффективности 10–15% на средних дистанциях обработки (L = 0,6-1).

Результаты моделирования потоковых характеристик СВЧисточника плазмы, имеющего комбинированную область ионизации в форме осецентрированных круга и тонкого кольца, приведены на рис. 3.6. Примером таких источников являются ЭЦР СВЧ-источники плазмы с продольно-поперечным вводом СВЧ-энергии.

Моделирование осуществлялось путем решения стационарного уравнения диффузии (3.1), описывающего распределение плотности плазмы внутри цилиндрического источника с радиусом *R* и длиной *L*. Область ионизации размещалась в одном основании цилиндра, а обрабатываемая пластина — в другом. На основе полученных с привлечением метода разделения переменных решений можно записать соотношение для плотности потока плазмы на поверхность обработки:

$$w(\rho) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2a_i \exp\left(-\mu_i \frac{L}{R}\right)}{1 + \exp\left(-2\mu_i \frac{L}{R}\right)} J_0\left(\mu_i \frac{\rho}{R}\right), \qquad (3.2)$$



Рис. 3.6. Расчетные зависимости неравномерности плотности потока (а) и эффективности обработки пластины единичного радиуса (б) от длины источника с комбинированной областью ионизации при  $R = 1, 4, r_1 = 0, 8$  и  $r_2 = 1, 2$ 

где  $a_i = \frac{1}{\pi J_1^2(\mu_i)} \left\{ \frac{2G_1 J_1(\mu_i r_1/R)}{\mu_i r_1 R} + \frac{G_2 J_0(\mu_i r_2/R)}{R^2} \right\}; \mu_i$  — корни уравнения  $J_0(\mu_i) = 0; G_1$  и  $G_2$  — потоки круговой и кольцевой областей ионизации соответственно;  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы круговой и кольцевой областей ионизации соответственно.

Расчетные зависимости неравномерности N(L) и эффективности  $Q(L) = W/(G_1 + G_2)$  оседания плазменного потока на поверхность обработки приведены для различных соотношений потоков круговой  $(G_1)$  и кольцевой  $(G_2)$  областей ионизации при единичном радиусе обрабатываемой пластины и следующих параметрах источника: R = 1, 4; $r_1 = 0, 8; r_2 = 1, 2$ . Видно, что изменение потока кольцевой области ионизации оказывает максимальное влияние на радиальную равномерность потока при малых и средних длинах источника (L < 0, 8). В этом случае перераспределение потока от круговой к кольцевой области до  $G_1/G_2 = 0.6/0.4$  позволяет уже на малых дистанциях (L = 0.3) добиться величины неравномерности, обычно реализуемой при больших L (L > 1) за счет диффузионного распределения. Дальнейшее уменьшение отношения  $G_1/G_2$  еще в большей степени снижает неравномерность потока в области L от 0,2 до 0,8. Отметим, что использование только кольцевой области ионизации, как следует из рис. 3.6, а, ухудшает неравномерность потока при L < 0,5 по сравнению с рассмотренными выше вариантами.

Приведенные на рис. 3.6, б зависимости Q(L) носят типичный монотонно убывающий характер. Перераспределение потока от круговой к кольцевой области при заданных  $r_1$  и  $r_2$  снижает значение Q в силу увеличения потерь частиц плазмы на стенках источника. При малых отношениях  $G_1/G_2$  увеличение длины L от 0 до 0,3 несколько увеличивает эффективность Q за счет возрастания доли потока от кольцевой области.

Таким образом, использование комбинированной области СВЧионизации в форме круга и тонкого кольца позволяет существенно расширить возможности источника по формированию широкоапертурного плазменного потока с низкой радиальной неравномерностью.

# § 3.3. Равномерность и производительность СВЧ плазменной обработки в убывающем магнитном поле

Совершенствование технологии и оборудования СВЧ плазменной обработки в последние годы было связано с поиском путей повышения надежности и долговечности плазменных устройств, а также эффективности их использования, основными характеристиками которой являются равномерность и производительность вакуумно-плазменной обработки. Применение волноводных ЭЦР СВЧ плазменных устройств для низкоэнергетичных сухого травления и осаждения тонких пленок различных материалов микроэлектроники [2, 61-63] показало, что максимальные их надежность и долговечность реализуются при конфигурациях магнитного поля типа «пробкотрон» или в том случае, когда ввод СВЧ-энергии в разрядную камеру выполняется со стороны большего внешнего магнитного поля. При таких конфигурациях эффективно осуществляется удержание плазмы от попадания на керамическое окно ввода СВЧ-энергии и тем самым обеспечиваются более щадящие температурные условия его эксплуатации. Кроме того, согласно теоретическому рассмотрению, проведенному в [49, 50], при этом должны реализовываться условия наиболее эффективного поглошения СВЧ-мощности в плазме в областях магнитного поля, близких к ЭЦР.

Теоретические исследования эффективности СВЧ плазменной обработки во внешнем магнитном поле представлены в работах [64-67]. Практические способы реализации этих теоретических изысканий, включая создание многомодовых СВЧ плазменных устройств с продольно-поперечным вводом СВЧ-энергии и соленоидно-мультипольным магнитным полем, а также выбор типа возбуждаемых в них электромагнитных волн, приведены в [31, 34, 35]. Вопросы эффективности обработки данным методом до настоящего времени еще не исследованы в достаточной степени. Последнее объясняется многообразием и достаточной сложностью физических процессов, обусловленных протекающих при этом влиянием взаимодействия СВЧ-излучения с плазмой в магнитном поле на технологические параметры плазменной обработки.

В данном параграфе приведены результаты экспериментальных исследований влияния основных технологических параметров (величины и конфигурации убывающего в направлении распространения СВЧ электромагнитных волн внешнего магнитного поля, подводимой СВЧ-мощности и расстояния от обрабатываемой пластины до окна ввода СВЧ-энергии) на равномерность и производительность процесса плазменной обработки в многомодовых СВЧ плазменных устройствах. Эксперименты проводились с использованием СВЧ плазменного устройства, в котором для увеличения диаметра обрабатываемой пластины применялся ступенчатый согласованный переход с одномодового волновода для низшего типа волны  $H_{\perp}$  на частоте 2,45 ГГц на многомодовый волновод диаметром 178 мм. В качестве характеристики равномерности плазменной обработки служили измеренные радиальные распределения плотности тока j(r) на кольцевом многозондовом коллекторе диаметром 150 мм, который устанавливался вместо обрабатываемой пластины в СВЧ-плазмотроне на расстояниях 17, 22 и 27 см от окна ввода СВЧ-энергии (рис. 3.7).



Рис. 3.7. Схемы многозондового коллектора (а) и его расположения в многомодовом плазмотроне (б) на различных расстояниях от окна ввода СВЧ-энергии:  $L_1 = 17$  см;  $L_2 = 22$  см;  $L_3 = 27$  см

Величина и распределение индукции магнитного поля вдоль оси плазмотрона регулировались изменением токов в секциях соленоида, установленного на одномодовом волноводе. Соответствующие распределения индукции магнитного поля вдоль оси плазмотрона от окна ввода СВЧ-энергии до каждого положения коллектора приведены на рис. 3.8, а. Давление плазмообразующего газа составляло 0,1 Па.

Из графиков j = f(r) (рис. 3.8, б) находился диаметр допустимой зоны равномерности обработки ( $D_{H=90\%}$ ), в которой плотность тока составляет не менее 0, 9  $j_{max}$ , где  $j_{max}$  — максимальное значение плотности тока в каждом режиме генерации плазмы. Производительность обработки П (в условных единицах) определялась как произведение радиуса обработки с равномерностью распределения плотности тока 90% и соответствующего максимального значения плотности тока:  $\Pi = 0, 5 j_{max} D_{H=90\%}$ .

Относительная величина поглощенной мощности  $P_{\text{пог}}$  рассчитывалась из выражения  $P_{\text{пог}}/P_{\text{пад}} = 1 - \rho^2$ , где  $P_{\text{пад}}$  — мощность, поступающая от СВЧ-генератора;  $\rho$  — коэффициент отражения, который,



Рис. 3.8. Распределения индукции магнитного поля вдоль оси плазмотрона (a) и плотностей токов по радиусу коллектора, расположенного на расстоянии 17 см от окна ввода СВЧ-энергии (б), при различных  $S_L$ : 1 - 0,04 Tл· см; 2 - 0,05 Tл· см; 3 - 0,07 Tл· см; 4 - 0,09 Tл· см; 5 - 0,1 Tл· см

в свою очередь, вычислялся из соотношения измеренных с помощью направленных ответвителей  $P_{\rm or}$  и  $P_{\rm nan}$ .

Для совместного графического представления экспериментальных результатов, полученных в различных режимах генерации плазмы и отличающихся друг от друга величиной индукции магнитного поля B, мощностью P и расстоянием между коллектором и керамическим окном ввода СВЧ-излучения L, использовался параметр  $S_L$ . Он рассчитывался из результатов экспериментальных измерений распределений индукции магнитного поля вдоль оси плазмотрона по формуле

$$S_L = \int_0^L B(x) dx,$$

где B(x) — индукция убывающего в направлении распространения CBЧ-излучения магнитного поля, измеренная вдоль оси плазмотрона; L = 17, 22 и 27 см. Выбор параметра  $S_L$  обусловлен тем, что он влияет на обобщенный коэффициент диффузии заряженных частиц поперек магнитного поля [20] и, таким образом, характеризует в каждом конкретном случае интегральное удержание плазмы внешним магнитным полем независимо от его конфигурации и расстояния L. Диффузия частиц из центральной области газового разряда на стенки цилиндрического реактора осуществляется за счет градиента концентрации.

На рис. 3.9 приведены экспериментальные зависимости диаметра зоны СВЧ плазменной обработки с равномерностью 90%, а также производительности процесса от интегральной индукции магнитного поля для различных расстояний от коллектора до окна ввода СВЧ-энергии и мощностей СВЧ-излучения. На всех зависимостях  $D_{H=90\%}$  и П от  $S_L$  можно выделить четыре области:

область низких значений интегральной индукции (S<sub>L</sub> < < 0,04 Тл. см; рис. 3.9, а), для которых газовый разряд при данных давлении и мощностях СВЧ-излучения из-за потерь</li>



Рис. 3.9. Зависимости диаметра  $D_{H=90\%}$  (*a*, *b*, *d*) и производительности П (*b*, *c*, *e*) СВЧ плазменной обработки от интегральной индукции магнитного поля  $S_L$  для расстояний между коллектором и окном ввода СВЧ-энергии:  $L_1 = 17 \text{ см}$  (*a*, *b*);  $L_2 = 22 \text{ см}$  (*b*, *c*);  $L_3 = 27 \text{ см}$  (*d*, *e*) при мощностях СВЧ-излучения: 1 - P = 250 Вт; 2 - P = 280 Вт; 3 - P = 320 Вт

заряженных частиц на стенках плазмотрона перестает существовать. С увеличением *L* из-за увеличения разрядного объема между керамическим окном ввода СВЧ-излучения и металлическим коллектором-подложкодержателем и бо́льших в связи с этим потерь частиц по его периметру минимальные значения  $S_{Lmin}$ , поддерживающие газовый разряд, увеличиваются (рисунки 3.9, e, d);

- 2) область предрезонансных магнитных полей. Этой области соответствуют значения  $S_L$  от 0,04 до 0,05 Тл·см. При превышении интегральной индукцией величины  $S_{L\,min}$  для каждого L и P наблюдаются узкие области значений этого параметра, при которых диаметры  $D_{H=90\%}$  максимальны и достигают 120–150 мм. Однако в связи с отсутствием ЭЦР, а также с малыми и не воспроизводимыми значениями плотностей токов в таких разрядах производительности плазменной обработки в этих областях остаются низкими (рис. 3.9,  $\delta$ );
- 3) область значений магнитных полей, при которых  $1 \le \omega_H / \omega < 1, 6$ . Этой области соответствуют изменения параметра S<sub>L</sub> в диапазоне от 0.05 до 0.09 Тл.см. Диаметр  $D_{H=90\%}$  составляет здесь 85-90 мм и практически не зависит от L и  $S_L$ , а также от вводимой в разряд СВЧ-мощности излучения P, за исключением тех случаев, когда при больших L и малых P количество режимов существования газового разряда уменьшается (точки на графиках с  $D_{H=90\%} = 0$  и  $\Pi = 0$ ). Следует отметить, что установленная независимость  $D_{H=90\%}$  от расстояния между коллектором и окном ввода СВЧ-энергии противоречит гидродинамической модели, согласно которой из-за диффузионного растекания плазмы равномерность плазменной обработки с увеличением L должна увеличиваться [58]. Производительность плазменной обработки на данном участке изменения S<sub>L</sub> с ростом L быстро уменьшается (рис. 3.10). Это связано с уменьшением плотностей токов заряженных частиц, поступающих на коллектор, при его удалении от окна ввода СВЧ-излучения;
- 4) область значений магнитных полей, при которых  $\omega_H/\omega > 1, 6$ . Этой области соответствуют изменения параметра S<sub>L</sub> в диапазоне свыше 0,09 Тл.см. На данном участке D<sub>H=90%</sub> и П характеризуются сильной зависимостью от L и P. С увеличением L здесь наблюдается уменьшение количества режимов существования газового разряда для всех исследованных значений мощности Р. Однако при фиксированном L увеличение вводимой мощности излучения Р способствует росту как количества режимов существования газового разряда, так и производительности процесса. Повышение П происходит главным образом за счет увеличения плотностей плазмы и токов заряженных частиц, поступающих на коллектор, а не зоны допустимой равномерности (рис. 3.9, б). Тем не менее при увеличении Р в этом диапазоне изменения SL наблюдается небольшое (на 5-10 мм) увеличение D<sub>H=90%</sub> по сравнению с третьей областью. Таким образом, для определения результативности обработки при больших S<sub>L</sub> и L всегда требуется проведение дополнительных экспериментальных исследований в зависимости от СВЧ-мошности.



Рис. 3.10. Экспериментальная зависимость производительности плазменной обработки от L при  $S_L = 0,07$  Тл· см и различных значениях СВЧ-мощности: 1 - P = 250, Вт; 2 - P = 280 Вт; 3 - P = 320 Вт



Рис. 3.11. Зависимость количества режимов генерации плазмы от расстояния между коллектором и окном ввода СВЧ-энергии в диапазоне значений  $S_L$  от 0,09 до 0,12 Тл- см

На рис. 3.11 приведена экспериментальная зависимость количества режимов существования газового разряда N от расстояния L между коллектором и окном ввода СВЧ-мощности. Уменьшение производительности плазменной обработки и количества режимов существования газового разряда при увеличении L (рисунки 3.9–3.11), которое сильнее всего проявляется при больших значениях  $S_L$  (при  $\omega_H/\omega > 1, 6$ ), связано с известными закономерностями распространения и поглощения электромагнитных волн в плазме с внешним магнитным полем [20]. В частности, из выражения для амплитуды напряженности электрического поля электромагнитной волны, распространяющейся вдоль направления постоянного намагничивающего поля:

$$E = E_0 \exp(-\gamma x), \tag{3.3}$$

где  $\gamma$  — коэффициент распространения, следует, что с увеличением L интенсивность ионизирующего воздействия СВЧ-излучения падает. Как следствие уменьшаются плотности потоков заряженных частиц и производительность обработки (рис. 3.10).

Однако в случае сильных магнитных полей, согласно выражению (3.24), правовращающиеся волны распространяются в плазме при любых концентрациях электронов без затухания. В связи с этим уменьшение амплитуды напряженности электрического поля при проникновении электромагнитной волны в плазму становится незначительным. Тогда в результате интерференции падающих и отраженных от торцевой стенки реакционной камеры или обрабатываемой металлической поверхности волн, которая имеет место в любом случае, возможно снижение напряженности электрического поля в плазмотроне до величины меньшей пробивного электрического поля. Электрического газового пробоя при этом не происходит, и плазмы в плазмотроне не возникает (см. §1.5).

Как видно из рис. 3.11, расстояния, при которых наблюдается максимальное количество случаев отсутствия генерации плазмы, составляют 21 и 27 см. Расчет по известной формуле:  $\lambda_{\rm B} = \lambda/[(1 - (\lambda/\lambda_{\rm Крит})^2)^{1/2}$ (см. §1.1), показывает, что длина волны в волноводе с воздушным наполнением на частоте f = 2,45 ГГц составляет  $\lambda_{\rm B} \approx 13,1$  см. Таким образом, расстояние между максимальными количествами не возбужденных газовых разрядов кратно  $\lambda_{\rm B}/2 \approx 6,5$  см, а сдвиг фаз между падающей и отраженными волнами может оказаться равным 180°.

Результаты экспериментальных исследований позволяют выявить следующие закономерности.

- При СВЧ плазменной обработке в магнитном поле наибольший диаметр равномерной обработки реализуется в отсутствие ЭЦР при значениях магнитных полей, предшествующих его возникновению. Электронно-циклотронный резонанас в волноводной плазме СВЧ-устройств увеличивает производительность обработки, но уменьшает ее равномерность.
- 2. В определенном диапазоне магнитных полей равномерность СВЧ плазменной обработки не зависит от расстояния между подложкодержателем и окном ввода СВЧ-энергии и от величины мощности СВЧ-излучения. Производительность плазменной обработки уменьшается с увеличением расстояния L пропорционально убывающей интенсивности проходящей электромагнитной волны в соответствии с известными закономерностями ее поглощения в плазме с внешним магнитным полем.
- 3. В сильных магнитных полях (при  $\omega_H/\omega > 1$ ) в связи с низкой интенсивностью поглощения правовращающихся электромагнитных волн в плазме волноводные плазменные устройства приобретают свойства резонаторов. В результате плазменные процессы определяются явлениями интерференции падающих и отраженных от подложкодержателя электромагнитных волн. При недостаточно высоких уровнях СВЧ-мощности это может приводить к уменьшению производительности процесса обработки или к невозбуждению газового разряда (если разность фаз между ними станет близкой к 180°). Аналогичные явления могут наблюдаться при больших расстояниях от подложкодержателя до окна ввода СВЧ-энергии, а также в других диапазонах значений внешних магнитных полей.

## § 3.4. Диффузия электронов в цилиндрическом плазмотроне с внешним магнитным полем

Наиболее интересным из приведенных в предыдущем параграфе экспериментальных результатов представляется то, что в отсутствие ЭЦР равномерность СВЧ плазменной обработки оказывается выше, а при увеличении расстояния L между подложкодержателем и окном ввода СВЧ-энергии в области средних значений  $S_L$  она практически не изменяется, хотя, исходя из гидродинамической модели растекания плазмы, следовало бы ожидать обратного (см. § 3.2).

Для объяснения этих экспериментальных результатов рассмотрим диффузионную модель СВЧ газового разряда в цилиндрическом плазмотроне  $\Omega$  с аксиальным магнитным полем H(r, l) [47, 48, 65, 68]. В рабочем состоянии цилиндр  $\Omega$  заполнен плазмой из электронов и однозарядных ионов.

Пусть D(r) и  $D_l$  — эффективные коэффициенты поперечной и продольной диффузии электронов в  $\Omega$ ;  $\Omega = \xi : 0 \leq r \leq R$ ,  $0 \leq z \leq L$ , где  $\xi = (x, y, z)$ ;  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ ; L, R = const > 0; R — радиус основания кругового цилиндра  $\Omega$ ; L — его длина; ось цилиндра совпадает с осью z; x и y — декартовы координаты поперечного сечения. Плазмотрон находится в продольном постоянном магнитном поле, в общем случае создаваемом соленоидом и/или постоянными пристеночными магнитами:  $H(r) = (0, 0, H_z(r))$ , где  $H_z(r) > 0$ , т. е. направление поля совпадает с положительным направлением оси z при всех  $0 \leq r \leq R$ ,  $0 \leq z \leq L$ . Кроме того, введем следующие обозначения: n(r, z) — концентрация электронов (а в силу квазинейтральности плазмы и ионов) в точке (r, z), полученная в результате усреднения истинной концентрации n(t, r, z) по периоду СВЧ-колебаний;  $\beta$  — коэффициент электрон-ионной рекомбинации;  $\nu(r) = \nu_1(r) - \nu_2(r)$  — превышение частоты ионизации над частотой столкновительной рекомбинации;  $\omega$  частота СВЧ-поля;  $\nu_0$  — эффективная частота столкновений электронов с молекулами газа;  $\varepsilon_{\rm сред}$  — средняя энергия электрона; e и m — его заряд и масса;

$$\begin{split} \omega_{\rm c} &= |e| \left(mc\right)^{-1} H(r);\\ D(r) &= 2 \left[ 3m(\nu_0^2 + \omega_c^2) \right]^{-1} \nu_0 \varepsilon_{\rm cpeg};\\ D_l &= 2 \varepsilon_{\rm cpeg} (3m\nu_0)^{-1}. \end{split}$$

В силу симметрии всей системы можно считать, что эффективный коэффициент поперечной диффузии D(r), а также концентрация электронов n(r) и другие величины при стационарном режиме функционирования плазмотрона зависят только от расстояния от точки до оси цилиндра  $\Omega$ .

Рассмотрим влияние ЭЦР как источника ионизации на размеры зоны равномерной обработки, исходя из уравнения Фоккера-Планка:

$$D(r)\partial_{rr}n + (1/r)\partial_r[rD(r)]\partial_r n + \nu(r)n + s_0(r) = 0, \qquad (3.4)$$

в котором через  $s_0(r)$  обозначено количество электронов, возникающих в единицу времени в единице объема в окрестности точки r. Функцию  $s_0$  можно назвать интенсивностью ионизации под влиянием внешнего источника — ЭЦР.

Следуя [65], будем искать классическое решение диффузионного уравнения (3.4), которое удовлетворяет краевым условиям

$$n'(0) = n(R) = 0; \quad n(r) \ge 0.$$
 (3.5)

Обозначим через n(0) = const > 0 концентрацию электронов на оси цилиндра  $\Omega$ . При выполнении обобщенного условия Шоттки [51]:

$$\nu(r) - (\mu/R)^2 D(r) + D'(r)\partial_r \ln J_0(\mu r/R) = 0, \qquad (3.6)$$

решением уравнения (3.4) при условиях (3.5), (3.4) является функция [65]

$$n(r) = J_0(\mu r/R) \left[ n(0) - \int_{[0,r]} A(z)b(z)dz \right], \qquad (3.7)$$

где

$$A(z) = 1/\left\{zD(z)[J_0^2(\mu z/R)]\right\}; \qquad b(z) = \int_{[0,z]} \xi s_0(\xi) J_0(\mu \xi/R) d\xi.$$

Здесь, в частности, прослеживается процесс убывания концентрации при движении наблюдателя от оси к стенкам цилиндра.

В случае равномерно распределенного по цилиндру  $\Omega$  ЭЦР-источника ионизации, когда  $s_0(r) = S = \text{const} > 0$  (что может быть реализовано при использовании однородного соленоидального магнитного поля), при обозначении

$$b(z) = \int_{[0,z]} \xi J_0(\mu\xi/R) \, d\xi$$

функция концентрации принимает вид

$$n(r) = J_0(\mu r/R) \left[ n(0) - S \int_{[0,r]} A(z)b(z) \, dz \right].$$
(3.8)

Введем следующие обозначения:

$$c(r) = \int_{[0,r]} A(z)b(z) dz; \quad C(r) = c(r)J_0(\mu r/R).$$

Если область ЭЦР имеет форму встроенного в плазмотрон цилиндра и занимает только внутреннюю его часть, т.е. источник ионизации имеет вид

$$S_0(r) = \begin{cases} S & \text{при } r \in [0, r_1]; \\ 0 & \text{при } r \in (r_1, R], \end{cases}$$
(3.9)

то функция концентрации

$$n(r) = \begin{cases} J_0(\mu r/R)[n(0) - Sc(r)] & \text{при} & 0 \le r \le r_1; \\ J_0(\mu r/R)[n(0) - Sc(r_1)] & \text{при} & r \in (r_1, R], \end{cases}$$
(3.10)

где  $r_1$  — фиксированное число из промежутка [0, R].

Пусть  $\alpha = \text{const} \in (0, 1)$  — уровень равномерности, а круг  $r \leq r_0$  — допустимая зона равномерности плазменной обработки подложки, причем

$$r_0 = \max\{r : n(r) \ge \alpha n(0)\}.$$
(3.11)

При любом внешнем источнике ионизации радиус  $r_0$  может быть вычислен из уравнения

$$[J_0(\mu r_0/R) - \alpha] n(0) = SJ_0(\mu r_0/R) \int_{[0,R]} A(z)b(z) \, dz.$$
(3.12)

Исследуем влияние ЭЦР на равномерность плазменной обработки. Для этого обозначим через  $r_0$  и  $r_{01}$  радиусы допустимой зоны равномерности обработки для концентрации (3.8) и для концентрации электронов при отсутствии ЭЦР соответственно. В отсутствие ЭЦР  $r_{01}$  является решением уравнения

$$J_0(\mu r_{01}/R) - \alpha = 0. \tag{3.13}$$

Разделив обе части равенства (3.12) на n(0) > 0 и введя обозначение

$$C(r) = J_0(\mu r/R) \int_{[0,r]} A(z)b(z) \, dz,$$

перепишем уравнение (3.12) при S > 0 как

$$J_0(\mu r_0/R) - \alpha = [S/n(0)]C(r_0). \tag{3.14}$$

Обозначим через w(x) при  $x \in [0, 1]$  функцию, обратную  $J_0(r)$  при  $r \in [0, \mu]$ :

$$w(J_0(r)) = r; \quad J_0(w(x)) = x.$$

Поскольку  $J_0(r)$  — строго убывающая функция, непрерывная на указанном промежутке изменения r, функция w(x) тоже оказывается строго убывающей функцией, непрерывной на сегменте [0, 1]. Решением уравнения (3.13) является число  $r_{01} = \mu^{-1} R w(\alpha)$ , а решение уравнения (3.14) имеет вид

$$r_0 = (R/\mu)w\{\alpha + [S/n(0)]C(r_0)\}.$$
(3.15)

Выражение в фигурных скобках больше  $\alpha$ , поэтому  $r_0 < r_{01}$  (рис. 3.12). Таким образом, наличие ЭЦР уменьшает допустимую зону равномерности вакуумно-плазменной обработки материалов в плазмотроне  $\Omega$  (по сравнению с обработкой без ЭЦР).



Рис. 3.12. Концентрация электронов и радиус зоны равномерности плазменной обработки при различных источниках ионизации: 0 — в отсутствие ЭЦР; I — однородный ЭЦР ( $r_1 = R$ ); II — встроенный ЭЦР ( $r_2 < R$ )

Если, кроме того,  $r_{02}$  — радиус допустимой зоны равномерности для источника ионизации типа (3.9) («встроенный ЭЦР», который может быть получен, например, с помощью комбинации соленоидального магнитного поля и пристеночной системы магнитов), то, проделав подробные выкладки, нетрудно заключить, что радиусы зон равномерной обработки удовлетворяют неравенству  $r_0 < r_{02} < r_{01}$  (рис. 3.12).

Рассмотрим третий случай, когда источник ионизации  $s_0(r) = S$  возникает в трубе, ограниченной двумя соосными цилиндрами:  $r = r_1$  и  $r = r_2$ , где  $0 < r_1 < r_2 < R$ .

При обозначении d(s,t) = b(t) - b(s) на основании (3.7) получаем

$$n(r) = \begin{cases} n(0)J_0(\mu r/R) & \text{при } 0 \leqslant r \leqslant r_1; \\ J_0(\mu r/R) \Big[ n(0) - S \int\limits_{[r_1,r]} A(x) \, d(r_1,x) \, dx \Big] \text{при } r_1 \leqslant r \leqslant r_2. \end{cases}$$
(3.16)

Если же  $r_2 < r \leqslant R$ , то

$$n(r) = J_0(\mu r/R) \left\{ n(0) - S \left[ \int_{[r_1, r_2]} A(z) \, d(r_1, z) \, dz + d(r_1, r_2) \int_{[r_2, r]} A(z) \, dz \right] \right\}.$$
 (3.17)

Можно показать, что для случая ЭЦР с параметрами  $0 < r_1 < r_2 = R$ , когда концентрация дается формулой (3.16), радиус  $r_{03}$  допустимой зоны равномерности больше, чем в отсутствие ЭЦР:  $r_{03} > r_0$  [68].

Теоретический анализ источника ионизации, являющегося комбинацией второго («встроенный ЭЦР») и третьего («трубчатый ЭЦР») случаев, показывает, что зона допустимой равномерности здесь больше, чем в первом случае, но меньше, чем во втором или третьем ( $r_{04} < r_{03} < r_{01}$ ; рис. 3.13) [68].



Рис. 3.13. Концентрация электронов и радиус зоны равномерности плазменной обработки при различных источниках ионизации: 0 — в отсутствие ЭЦР; III — трубчатый ЭЦР; IV — комбинация встроенного и трубчатого ЭЦР

Таким образом, повышение концентрации электронов в СВЧплазмотроне с помощью ЭЦР приводит, за некоторым исключением, к уменьшению площади  $S_{\pi}$  допустимой зоны плазменной обработки. Однако производительность процесса при этом не уменьшается. Для доказательства данного утверждения будем считать, что скорость плазменной обработки  $v_0$  пропорциональна средней концентрации, а ее производительность П — произведению скорости  $v_0$  на площадь  $S_{\pi}$ :

$$\begin{aligned} v_0 &= 0, 5C_1[n(0) + n(r_0)] = 0, 5(1+\alpha)n(0)C_1; \\ \Pi &= C_2 v_0 S_{\pi} = 0, 5C_1 C_2(\alpha+1)n(0)\pi(r_0)^2, \end{aligned}$$

где  $C_1$ ,  $C_2$  — коэффициенты пропорциональности;  $r_0$  — радиус допустимой зоны; при этом  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $\alpha$  — фиксированные положительные числа, причем  $0 < \alpha < 1$ .

Для определенности сравним второй из рассмотренных случаев со случаем отсутствия ЭЦР при постоянной диффузии.

Считая радиус цилиндра R достаточно большим по сравнению с  $r_1$ , r и z, получаем

$$J_0(\mu r/R) = 1; \qquad b(z) = 0, 5z^2; \qquad A(z) = (Dz)^{-1};$$
  
$$C(r) = \int_{[0,r]} A(z)b(z) dz = \int_{[0,r]} (2Dz)^{-1} z^2 dz = (4D)^{-1} r^2.$$

В результате формула (3.8) принимает вид

$$n(r) = \begin{cases} n(0) - S(4D)^{-1}r^2 & \text{при } 0 \leqslant r \leqslant r_1; \\ n(0) - S(4D)^{-1}r_1^2 & \text{при } r_1 \leqslant r \leqslant R. \end{cases}$$

Приняв интенсивность ЭЦР-ионизации численно равной  $n(0)/(\pi r_1^2)$ , находим

$$n(r) = n(0)\{1 - [\pi(r_1)^2]^{-1}(4D)^{-1}r^2\};$$
  

$$r_{02} = 2r_1[D\pi(1-\alpha)]^{1/2}.$$

Отсюда можно сделать технологический вывод о степени влияния диффузии на равномерность обработки материалов: радиус допустимой зоны растет как корень квадратный из коэффициента диффузии.

В отсутствие ЭЦР радиус допустимой зоны  $r_{01} = (R/\mu)w(\alpha)$ . Производительность в первом из рассмотренных выше случаев равна

$$\Pi = 2C_1C_2(1+\alpha)n(0)\pi^2(1-\alpha)D(r_1)^2.$$

При отсутствии ЭЦР производительность

$$\Pi_0 = 2C_1 C_2 (1+\alpha) n_0(0) \pi (R/\mu)^2 w(\alpha),$$

откуда

$$\Pi/\Pi_0 = 4n(0)\pi(1-\alpha)D(r_1)^2[n_0(0)(R/\mu)^2w^2(\alpha)]^{-1}.$$

Исходя из этого результата, можно смоделировать технологический процесс при наличии ЭЦР с гораздо большей производительностью. Например, пусть  $n(0)/n_r(0) = 3$ ,  $\alpha = 0, 9$ , а  $r_1 = R$ . Тогда

$$\Pi/\Pi_0 = 21,72Dw^{-2}(0,9).$$

Даже при малой диффузии данное отношение будет больше 1.

Аналогично исследуются скорость и производительность СВЧ плазменной обработки и в других случаях.

Таким образом, уменьшение зоны равномерной обработки в сильно ионизованной плазме при ЭЦР не приводит к уменьшению производительности метода: уменьшение допустимой зоны обработки компенсируется увеличением ее скорости (сравните значения  $D_{H=90\%}$  и П областей 2 и 3 на рисунках 3.9, а и б).

Анализируя решение уравнения Фоккера-Планка (см. (3.15)), можно объяснить и другие полученные в § 3.3 экспериментальные результаты. Известно, что с увеличением вводимой СВЧ-мощности растет напряженность  $E_{9\Phi}$  эффективного электрического поля, которая характеризует эффективность передачи энергии электромагнитного поля электронам [22] и интенсивность ионизации S [29]. Это приводит к увеличению концентрации и плотности тока заряженных частиц на поверхности обрабатываемой пластины.

Один из результатов решения уравнения Фоккера-Планка состоит в том, что размер зоны равномерной обработки оказывается зависящим только от величины источника ионизации S и концентрации заряженных частиц плазмы n(0). Остальные параметры в (3.15) являются величинами постоянными. Независимость размеров зоны равномерности от СВЧ-мощности P и расстояния L при  $0,05 < S_L < 0,09$  Тл объясняется тем, что концентрация заряженных частиц в этом диапазоне значений  $S_L$  линейно связана с интенсивностью ионизации: чем выше интенсивность ионизации, тем выше концентрация заряженных частиц. Поэтому отношение S/n(0) остается неизменным. Как видно из (3.15), при  $S/n(0) \approx$  const и граничных условиях (3.5), одинаковых по всей длине плазмотрона, размер зоны равномерной обработки оказывается практически постоянным. Это подтверждается данными, приведенными на рисунках 3.9, a, s и  $\partial$ , и свидетельствует об адекватности модели экспериментальным результатам.

### § 3.5. Диффузионная модель газового СВЧ-разряда в магнитном поле с ненулевыми граничными условиями

Одним из способов увеличения площади равномерной обработки является создание источников СВЧ-плазмы с распределенным вводом энергии (см. §2.4). Внутри плазмотрона, имеющего, кроме продольного, поперечный ввод энергии, создается распределенный электронно-циклотронный резонанс, который в рассматриваемой диффузионной модели является внешним источником ионизации. Концентрация электронов возле боковых стенок таких плазмотронов, в отличие от источников плазмы с традиционным (торцевым) вводом СВЧ-энергии, описанных, например, в [47], может быть и положительной:  $n(R, z) = n_1(z) \ge 0$ .

Рассмотрим двухкомпонентную плазму газового разряда в цилиндре  $\Omega$ , через который в направлении оси OZ со скоростью  $v = \text{const} \ge 0$ прокачивается плазмообразующий газ. Считая дрейф электронов в поперечном направлении отсутствующим и обозначая через s(r, z) число электронов, появившихся в единицу времени в единице объема плазмотрона в окрестности точки (r, z) за счет внешнего источника ионизации, получаем стационарное уравнение Фоккера-Планка [51, 69-73]:

$$\partial_r [rD(r)\partial_r n]/r + D_l \partial_3^2 n + \nu n - v \partial_3 n + s(r, z) = 0; \qquad (3.18)$$

$$n(r, z) \ge 0;$$
  $n(R, z) = n_1(z);$   
 $n(r, 0) = n_2(r);$   $n(r, h) = n_3(r).$  (3.19)

Здесь  $n_1(z)$  и  $n_k(r)$  (где k = 2, 3) — неотрицательные заданные функции своих аргументов,  $0 \le z \le h$ ,  $0 \le r \le R$ , причем уравнение (3.19) должно выполняться при  $n_1(0) = n_2(R)$ ,  $n_1(h) = n_3(R)$ ,  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ ; h — высота плазмотрона.

В случае  $D_1={
m const}>0,\;n_k(r)=0$  (где k=2,3) и источника ионизации вида

$$s(r, z) = s_1(r)[\sin(\pi z/h)] \exp[zv/(2D_1)], \qquad (3.20)$$

считая выполненным обобщенное условие Шоттки:

$$\nu(r) + D'(r)\partial_r \ln J_0(ar) = \left\{ D_l(\pi/h)^2 + \left[ v/(2D_l) \right]^2 \right\} + a^2 D(r), \quad (3.21)$$

где  $a = \overline{\mu}/R$ ,  $\overline{\mu} \in [0, \mu]$ , легко убедиться, что концентрация электронов в плазмотроне, полученная в результате решения уравнения (3.18) при условиях (3.19), имеет вид [66]

$$n(r,z) = J_0(ar) \left[ \sin(\pi z/h) \right] \left\{ \exp[zv/(2d_l)] \right\} \times \left[ C - \int_{[0,r]} A(x) B_1(x) \, dx \right], \quad (3.22)$$

где  $C = n(0, h/2) \exp[-vh/(4D_l)];$   $B_1(x) = \int\limits_{[0,x]} ts_1 J_0(at) \, dt;$  число a удовлетворяет условиям

$$C \ge \int_{[0,R]} A(x)B_1(x) \, dx; \quad 0 \le \overline{\beta} \le 1; \qquad a = w(\overline{\beta})/R;$$

$$0 \le \overline{\mu} \le \mu; \quad w(\overline{\beta}) = \overline{\mu}; \qquad \overline{\beta} = J_0(\overline{\mu}).$$
(3.23)

Анализ выражения (3.22) позволяет сделать некоторые практические выводы. Например, пусть функционирование плазмотрона реализовано при отсутствии ЭЦР, т.е. s(r) = 0. Тогда концентрация электронов равна

$$n(r, z) = n(0, h/2)J_0(ar)\sin(\pi z/h)\exp[v(z - h/2)/(2D_l)]$$

Максимальное значение концентрации наблюдается на оси плазмотрона, однако за счет прокачки газа точка максимума смещается от середины оси цилиндра к ее концу. Если же v = 0, то

$$\max n(r, z) = n(0, h/2).$$

При v > 0 точка максимума находится из равенства

$$z = h - (h/\pi) \operatorname{arctg}[2\pi D_l/(vh)]$$

Нетрудно показать, что при v = 0,  $s(r, z) = sN_2(z)$  и s = const > 0 точка максимума концентрации, как и в случае отсутствия ЭЦР, также расположена на оси плазмотрона:

$$\max n(r, z) = n(0, h/2) = C.$$

Определим области равномерной обработки в плазмотроне при наличии источника ионизации типа (3.20), в котором  $s_1(r) = s = \text{const} > > 0$ . Пусть выполнено условие Шоттки (3.21), где  $a = w(\overline{\beta})/R$ ,

$$\overline{\beta} = \beta \Big[ C - \int_{[0,R]} A(x) B_1(x) \, dx \Big]^{-1}, \quad \beta = \text{const} \ge 0.$$

При этом концентрация электронов удовлетворяет уравнению (3.18), условиям  $n(r,0) = n(r,h) = 0, n(r,z) \ge 0$  и, кроме того,

$$n(R, z) = n_1(z) = \beta N_2(z) = \beta \sin(\pi z/h) \exp[vz/(2D_l)].$$
(3.24)

Пусть в интервале от 0 до 1 заданы числа  $\alpha$  и  $\gamma$ , характеризующие допустимую неравномерность. При выполнении неравенств

$$n(R, z_0) \ge \alpha n(0, z_0);$$
  $n(R, z_0) \ge \gamma n(0, z^*),$  (3.25)

где  $z^*$  — точка на оси плазмотрона, в которой концентрация максимальна, мы будем говорить, что все сечение плазмотрона плоскостью  $z = z_0$  принадлежит области равномерности G:

$$\Omega(z_0) = (r, z) : r \leq R, \ z = z_0.$$

Хотя при  $z_0 = 0$ ,  $z_0 = h$  первое из неравенств (3.25) выполняется, ввиду равенств n(r, 0) = n(r, h) = 0 необходимо исключить эти сечения из-за их малой эффективности. В дальнейшем будем считать, что  $0 < z_0 < h$ .

Подставив выражение (3.22) в первое из неравенств (3.25), можно показать, что для его выполнения необходимо и достаточно, чтобы число  $\beta$  было не меньше числа  $\alpha$ .

При использовании обозначения

$$p = C(\gamma/\beta)(2\pi D_l)[(vh)^2 + (2\pi D_l)^2]^{-1/2} \times \exp[vh/(2D_l)] \{1 - (1/\pi) \operatorname{arctg}[2\pi D_l/(vh)]\}$$

второе неравенство в (3.25) имеет вид

$$\sin(\pi z_0/h) \exp[v z_0/(2D_l)] \ge p. \tag{3.26}$$

В частности, если v = 0, то из (3.25) и (3.26) вытекает необходимое и достаточное условие равномерности:

$$\beta \ge \alpha$$
;  $\sin(\pi z_0/h) \ge n(0, h/2)(\gamma/\beta)$ .

Иначе говоря, точка плазмотрона  $(r, z_0)$  находится в допустимой зоне равномерности обработки материалов в том и только в том случае, когда

$$\beta \ge \alpha; \quad h - (h/\pi) \arcsin[(\gamma/\beta)n(0, h/2)] \ge z_0 \ge \\ \ge (h/\pi) \arcsin[(\gamma/\beta)n(0, h/2)]. \quad (3.27)$$

При обозначени<br/>и $p_1 = \arcsin[(\gamma/\beta)n(0,h/2)]$ условия (3.27) записываются как

 $\alpha \leq \beta$ ;  $p_1 h/\pi \leq z_0 \leq h(1 - p_1/\pi)$ .

Влияние параметра  $p_1$  на допустимую зону равномерности плазменной обработки в плазмотроне  $\Omega$  показано на рис. 3.14.



Рис. 3.14. Зависимость равномерности обработки от параметра  $p_1$ : при движении точки  $p_1$  от 0 до  $\pi/2$  допустимая область сужается от отрезка [0, h] до точки h/2

Очевидно, что использование пространства плазмотрона, обеспечивающего равномерную обработку при ненулевых граничных условиях, является более эффективным по сравнению с вариантом нулевых граничных условий в том смысле, что здесь даже пристеночное пространство иногда может служить в качестве рабочей зоны (рис. 3.15).



Рис. 3.15. Эффективность использования пространства СВЧ-плазмотрона для равномерной плазменной обработки при нулевых (а) и ненулевых (б) граничных условиях

Общее необходимое и достаточное условие равномерной обработки материалов в плазмотроне  $\Omega$  при ненулевых граничных условиях, когда скорость прокачки газа  $v = 2\pi D_l/h$ , имеет вид

$$\overline{\beta}\Big[n(0,h/2)\exp(-0,5)-\int_{[0,R]}A(x)B_1(x)\,dx\Big] \geqslant \alpha;$$

$$\sin(\pi z_0/h) \exp(\pi z_0/h) \ge \gamma n(0, h/2) [\exp(0, 25)] / (\beta(2)^{1/2}).$$

В заключение рассмотрим равномерность плазменной обработки при трех различных источниках ионизации и, соответственно, трех значениях концентрации на границе плазмотрона. При этом все рассматриваемые способы управляются уравнением Фоккера-Планка.

Обозначим через  $s_0$  и  $s_1$  две положительные постоянные величины и рассмотрим две функции, имитирующие зоны «встроенного» ( $s_0$ ) и «трубчатого» ( $s_1$ ) ЭЦР:

$$f_1(r) = egin{cases} s_0 & ext{при} & 0 \leqslant r < r_1; \ 0 & ext{при} & r_1 \leqslant r \leqslant R; \ f_2(r) = egin{cases} 0 & ext{при} & 0 \leqslant r < r_1; \ s_1 & ext{при} & r_1 \leqslant r \leqslant R, \ \end{cases}$$

а также их линейную комбинацию

$$S(c_1, c_2, r) = c_1 f_1(r) + c_2 f_2(r), \qquad (3.28)$$

где  $c_1$  и  $c_2$  — постоянные действительные числа, характеризующие плотность внешних источников ионизации ( $c_1$  относится к процессу внутри  $\Omega$ , а  $c_2$  — к приграничному источнику ионизации).

Соответствующие уравнения Фоккера-Планка имеют вид

$$(D/r) \left\{ \partial [n\partial n(r)/\partial r]/\partial r \right\} + \nu n(r) + s(c_1, c_2, r) = 0,$$

а граничные условия записываются как  $n'(0) = 0; n(R) = n_1 = const > 0.$ 

Искомая концентрация n(r) при однородности процесса по оси z(т. е. при условии, что  $\nu$  и D — постоянные числа, а s(r) — непрерывная функция в интервале [0, R] и  $\overline{n}_0 = n_0 - C(R) > 0$ ) имеет вид [67, 71]

$$n(r) = J_0(ar) \Big[ \overline{n}_0 + \int\limits_{[r,R]} A(x)B(x) \, dx \Big],$$

где введены следующие обозначения:

$$C(r) = \int\limits_{[r,R]} A(x)B(x)\,dx, \quad 0 < r \leqslant R; \quad n(0) = n_0,$$

Будем называть отношение  $\gamma = n(R)/n(0)$  коэффициентом равномерности плазменной обработки (0  $\leq \gamma \leq 1$ ):

$$\gamma = J_0 \left[ R(v/D)^{1/2} \right] \left\{ 1 - \int_{[0,R]} \left\{ B(x) / [Dx J_0^2(ax)] \right\} dx / n_0 \right\}.$$

Равномерность считается лучшей при бо́льших ү.

Три различных случая характеризуются тремя условиями:

В первом из них  $c_2 = 0$ , поэтому при  $0 \leq r < r_1 \ s(c_1, 0, r) = c_1 f(r) = c_1 s_0$  и 0 в противном случае. Следовательно,

$$B_1(r) = \left\{egin{array}{cl} c_1 s_0 g(r) & ext{при} & 0 \leqslant r \leqslant r_1; \ B_1(r_1) & ext{при} & r > r_1, \end{array}
ight.$$

где введено краткое обозначение

$$g(r) = \int_{[0,r]} x J_0(ax) \, dx, \quad 0 \leqslant r \leqslant R.$$

Таким образом, для случая I имеем

$$\begin{split} \gamma_1 &= J_0 \left[ R(\nu/D)^{1/2} \right] \left\{ 1 - [c_1 s_0/(n_0 D)] \times \\ & \times \int_{[0,r_1]} \left\{ g(r)/[rJ_0^2(ar)] \right\} dr - [c_1 s_0/(n_0 D)] g(r_1) \int_{[r_1,R]} \left\{ 1/[xJ_0^2(ax)] \right\} dx \right\}. \end{split}$$

Аналогично во втором и третьем случаях находим

$$B_2(r) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leqslant r < r_1; \\ c_2 s_1[g(r) - g(r_1)] & \text{при } r_1 \leqslant r \leqslant R; \end{cases}$$

$$\gamma_2 = J_0 \left[ R(\nu/D)^{1/2} \right] \left\{ 1 - [c_2 s_1/(n_0 D)] \times \int_{[r_1, R]} \left\{ [g(r) - g(r_1)] / [r J_0^2(ar)] \right\} dr \right\};$$

$$B_3(r) = egin{cases} c_1 s_0 g(r) & \mbox{при } 0 \leqslant r \leqslant r_1; \ c_1 s_0 g(r_1) + c_2 s_1 [g(r) - g(r_1)] & \mbox{при } r_1 < r \leqslant R; \end{cases}$$

$$\begin{split} \gamma_3 &= J_0 \left[ R(\nu/D)^{1/2} \right] \left\{ 1 - \int \left\{ [c_1 s_0/(n_0 D)] \, g(x) / [x J_0^2(ax)] \right\} dx - \right. \\ &- \left[ (c_1 s_0 - c_2 s_1) / (n_0 D) \right] g(r_1) \int_{[r_1, R]} \left\{ 1 / [x J_0^2(ax)] \right\} dx - \\ &- \left[ c_2 s_1 / (n_0 D) \right] \int_{[r_1, R]} \left\{ g(r) / [r J_0^2(ar)] \right\} dr \Big\}. \end{split}$$

При условии  $c_1s_0 = c_2s_1 = c$  разности коэффициентов равномерности для рассмотренных случаев можно представить в следующем виде [67]:

$$\gamma_{12} \equiv (\gamma_1 - \gamma_2) / J_0[R(\nu/D)^{1/2}][c/(n_0D)] = \int_{[r_1,R]} g(r)g_1(r) dr - \int_{[0,r_1]} g(r)g_1(r) dr - 2g(r_1) \int_{[r_1,R]} g_1(r) dr;$$

$$\begin{split} \gamma_{23}(r_1) &= (\gamma_2 - \gamma_3)/J_0[R(\nu/D)^{1/2}][c/(n_0D)] = \\ &= \int\limits_{[0,r_1]} g(r)g_1(r)\,dr + g(r_1) \int\limits_{[r_1,R]} g_1(r)\,dr; \\ \gamma_{13}(r_1) &= \int\limits_{[r_1,R]} g_1(r)[g(r) - g(r_1)]\,dr. \end{split}$$

Проделанные вычисления позволяют сделать следующие выводы. Поскольку  $\gamma_{13}(r_1) > 0$  и  $\gamma_{23}(r_1) > 0$ , имеем  $\gamma_1 > \gamma_3$ ,  $\gamma_2 > \gamma_3$ , т.е. комбинированный тип источника ионизации по равномерности обработки проигрывает как «встроенному» (I), так и «трубчатому» (II) ЭЦР. Чтобы выяснить, какой из оставшихся вариантов лучше, надо вычислить  $\gamma_{12}(r_1)$ . При  $\gamma_{12}(r_1) > 0$  лучше случай I, а при  $\gamma_{12} < 0$  — случай II. Из теоретических соображений следует, что если необходимо, чтобы предпочтительнее оказался случай I, то нужно решить уравнение  $\gamma_{12}(r_1) = 0$ , обозначить его корень через  $r_0$  и при учете того, что

$$\gamma_{12}'(r) = -(2rJ_0)(ar) \int_{[r_1,R]} g_1(r) \, dr < 0,$$

взять число  $r_1 < r_0$ . Аналогично можно сделать лучшим второй способ внешней ионизации.

Сравнительный анализ методов обработки с различными источниками ионизации показывает, что тип источника не является определяющим для получения наиболее равномерной плазменной обработки. Одинаковой равномерности можно добиться при различных функциях источника ионизации, диффузии и скорости прокачки плазмообразующего газа, характеризующих различные режимы генерации плазмы СВЧ газового разряда, при условии правильного выбора его геометрии и положения обрабатываемого объекта.

### Глава 4

### ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЧ-ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

# § 4.1. Методика исследования электронной компоненты СВЧ-плазмы в магнитном поле

Одной из важнейших задач при технологическом использовании СВЧ-плазмы является активное формирование спектра электронов для селективного возбуждения определенных энергетических состояний атомов и ионов химически активных газов [74]. В работе [75] приведены принципиальные ограничения управления спектром электронов при помощи постоянного электрического поля. В то же время существуют экспериментальные доказательства преимуществ, которые дает применение электромагнитных полей СВЧ-диапазона для селективного возбуждения плазмохимических сред [76, 77]. Например, в работе [78] эффективность СВЧ-возбуждения газового оптического квантового генератора объяснялась существенным отклонением электронной функции распределения от максвелловского типа. В работе [79] из анализа уравнения Власова делается вывод о том, что путем подбора частоты и напряженности электрической компоненты можно добиться любой величины наиболее вероятного значения энергии колебательного движения электронов.

Существуют различные экспериментальные методики диагностики электронной компоненты плазмы газового разряда, которые, кроме функции распределения, позволяют найти температуру электронов, их концентрацию, частоту столкновений с нейтральными частицами  $\nu_{en}$ (см., например, [80]). Вместе с тем наиболее надежным и практически единственным прямым методом определения функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) является анализ вольт-амперных характеристик классического зонда Ленгмюра в плазме [81]. Достоинство зондового метода заключается в простоте измерений, для которых, в отличие от многих других методов, обычно не требуется специальной аппаратуры.

При измерении параметров плазмы в безэлектродном высокочастотном разряде в сильных магнитных полях наибольшее распространение получил метод двойного зонда [81, 82]. Его основные преимущества в данном случае состоят в меньшей чувствительности к колебаниям плазмы, характерным для разрядов в магнитных полях, и небольшом токе электронов на зонд, который не превышает величины ионного тока насыщения. Это предотвращает перегрев зонда и уменьшает возмущение плазмы, вызванное отбором электронов. Двухзондовый метод определения концентрации ионов (по ионному току насыщения) остается достоверным по крайней мере при выполнении условия  $\rho_i > R_s$  (где  $\rho_i$  — ларморовский радиус ионов;  $R_s$  — радиус зонда). Другим преимуществом двойного зонда является то, что для неизотермической плазмы электронную температуру при высоком давлении можно оценить из характеристики двойного зонда так же, как и для разреженной плазмы (при  $\lambda \gg R_s$ ). При этом при повышении давления газа влияние магнитного поля уменьшается [27]. Последнее дает возможность при высоком давлении ( $\lambda \ll R_s$ ) определять температуру электронов так же, как и в отсутствие магнитного поля.

При измерениях параметров плазмы двойной зонд включают в измерительную схему через интегрирующую цепочку, состоящую из емкости и сопротивлений (или дросселей), для сглаживания высокочастотной составляющей тока и подавления высокочастотных наводок. Оси зондов направляются параллельно силовым линиям внешнего магнитного поля. Используются цилиндрические зонды, изготовленные из вольфрамовой проволоки диаметром 0,4–1 мм. Для их изоляции проволока помещается в стеклянную трубку, запаянную на расстоянии 5 мм от открытого конца зонда [83].

Проведя обработку вольт-амперной характеристики (ВАХ) двойного зонда, можно получить необходимые параметры плазмы [81]:

- электронную температуру

$$T_e = (e/k)[I_1I_2/(I_1 + I_2)](dI/dU)_{U=0}^{-1},$$
(4.1)

где e — заряд электрона; k — постоянная Больцмана;  $(dI/dU)_{U=0}$  — производная ВАХ в точке U = 0;  $I_1$  и  $I_2$  — ионные токи;

- концентрацию электронов

$$n_e = (I_i/0.4eS)(2kT_e/M)^{-1/2},$$
 (4.2)

где  $I_i$  — ионный ток насыщения; S — площадь поверхности зонда; M — масса иона.

Функцию распределения электронов по энергиям определяют путем двойного дифференцирования ВАХ двойного зонда по формуле

$$f(\varepsilon) = (m^2/2\pi e^3 n_e)(d^2 j_e/dU^2).$$
(4.3)

Снятие и обработка зондовой ВАХ согласно формулам (4.1)-(4.3) осуществляются с помощью автоматического комплекса, представляющего собой измерительную систему на базе ЭВМ с отображением графических данных и результатов расчетов.

Для изучения влияния режима генерации СВЧ-плазмы на ФРЭЭ целесообразно представить измеренные распределения аналитической функцией вида [84, 85]

$$f(\varepsilon) = a\sqrt{\varepsilon \exp(-b\varepsilon^x)},$$
 (4.4)

где  $f(\varepsilon)$  — нормализованная функция распределения;  $\varepsilon$  — энергия электрона; a, b и x — константы. Из сравнения (4.4) с максвелловским распределением следует, что последнее реализуется при  $b = 1, 5\varepsilon^*$ и x = 1, где  $\varepsilon^*$  — средняя энергия электронов. Распределение Дрювестейна имеет место при  $b = 0, 55/\varepsilon^{*2}$  и x = 2. Экспоненциальный фактор энергии x связан с формой распределения, а экспоненциальная константа b задает расположение максимума. Константа a используется для нормализации распределения.

Определение констант a, b и x производится путем минимизации целевой функции F(a, b, x) вида

$$F(a, b, x) = \sum_{i=1}^{n} [\ln f_i(\varepsilon_i) / \sqrt{\varepsilon_i} - \ln a + b\varepsilon_i^{\mathbf{x}}]^2,$$

которая имеет смысл суммы квадратов разностей экспериментальных и теоретических значений. Поиск минимума целевой функции осуществляется на ЭВМ методом координатного спуска [86].

Измерения ФРЭЭ необходимы для повышения точности кинетического моделирования плазмохимических процессов.

При вакуумно-плазменной обработке интерес представляет разность потенциалов плазмы и помещенного в нее изолированного тела. Фактически, она определяет энергию частиц, бомбардирующих поверхность тела, что может вызвать распыление его поверхностных атомов. Именно этот эффект используется при очистке и травлении материалов [52]. Экспериментальное измерение потенциала плазмы представляется более сложным, чем нахождение плавающего потенциала: его невозможно определить методом двойного зонда.

Измерения плавающего потенциала  $V_f$  проводятся по однозондовой методике при реализации условия равенства нулю полного тока на зонд  $(I_e = I_i)$ . Потенциал плазмы  $V_s$  всегда положителен относительно  $V_f$ , а различие между ними выражается приближением [82]

$$V_s - V_f = 0,5T_e \ln(M/2,3m).$$
(4.5)

Это выражение используется для определения V<sub>s</sub>.

В работе [83] зонды устанавливались на расстоянии 4 см от выхода плазмотрона и 2 см от поверхности обрабатываемой подложки. Расстояние между зондами составляло 4 см. Ось симметрии зондов совпадала с осью симметрии СВЧ-плазмотрона. Полученные в различных режимах генерации при пробочной конфигурации магнитного поля значения параметров плазмы приведены в таблицах 4.1–4.3.

#### Таблица 4.1

Параметры плазмы и значения констант a, b, x аналитической ФРЭЭ вид	цa
(4.4) для различных давлений остаточного воздуха и СВЧ-мощностей пр	ри
$Q = 1, 2 \cdot 10^{-2}$ мл/с и $\omega_H/\omega = 1, 9$	

				·	/	•		
$p, \Pi a$	<i>Р</i> , Вт	$n_e$ , $10^{10}  \mathrm{cm}^{-3}$	$V_f, \mathbf{B}$	$\varepsilon_{\scriptscriptstyle M},$ эВ	$\langle \varepsilon  angle$ , э $\mathrm{B}$	x	$a, 10^{-3}$	$b, 10^{-3}$
10,00	525	2,2	-4,0	11,25	9,08	1,36	11,40	14,8
1,00	525	6,0	2,0	7,50	8,00	1,37	11,00	15,1
0,10	525	22,0	5,8	17,85	11,52	1,35	9,95	12,5
0,01	525	30,0	13,0	17,50	9,88	1,33	8,31	13,3
0,10	150	32,0		14,25	12,37	1,34	11,00	13,2
0,10	225	30,0	7,6	12,00	13,11	1,32	10,70	13,6
0,10	300	21,0	7,6	16,20	12,55	1,33	8,65	11,9
0,10	375	19,0	7,0	16,50	11,83	1,33	9,28	12,8
0,10	450	20,0	5,8	18,00	9,76	1,35	8,31	12,4

Таблица 4.2

Параметры плазмы и значения констант a, b, x аналитической ФРЭЭ вида (4.4) для различных скоростей прокачки остаточного воздуха и отношений  $\omega_H/\omega$  при p = 0, 1 Па и P = 375 Вт

	_	/	-	•				
$Q, 10^{-2}$	$\omega_H/\omega$	$n_e, 10^{10}$	$V_f, B$	εм, эВ	$\langle \varepsilon  angle$ , эВ	x	$a, 10^{-3}$	$b, 10^{-3}$
мл/с		см <sup>-3</sup>						
0,5	1,9	20	5,4	17,7	11,83	1,34	9,95	12,8
1,2	1,9	19	6,2	15,0	12,03	1,33	8,92	12,4
5,0	1,9	18	6,5	15,3	12,10	1,33	9,10	12,5
1,2	0,7	15	4,0	6,0	10,33	1,30	10,80	16,8
1,2	1,0	20	3,0	7,5	8,74	1,35	15,90	18,8
1,2	1,4	16	13,0	10,5	11,03	1,38	14,30	14,0
1,2	1,7	18	5,2	11,5	11,34	1,36	12,20	13,6
1,2	2,2	21	5,0	12,0	11,54	1,35	11,60	13,6

Таблица 4.3

Параметры плазмы и значения констант a, b и x аналитической ФРЭЭ вида (4.4) для различных отношений  $B_{\max}/B_{\min}$  при p = 0, 1 Па, P = 375 Вт и  $Q = 1, 2 \cdot 10^{-2}$  мл/с

· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		· · · · · ·					
$B_{\rm max}/B_{\rm min}$	$n_e, 10^{10}  \mathrm{cm}^{-3}$	$V_f, B$	<i>ε</i> м, эВ	$\langle arepsilon  angle$ , э ${ m B}$	x	$a, 10^{-3}$	$b, 10^{-3}$
1,2	25	0,5	19,80	16,63	1,32	5,8	8,2
1,3	22	1,0	15,75	11,34	1,35	10,8	13,2
1,4	20	0,5	8,80	10,55	1,37	12,8	14,0
1,6	19	0,5	10,80	8,82	1,38	12,8	14,9
1,9	10	7,0	10,80	8,91	1,38	13,4	15,2
2,1	15	2,0	8,25	10,41	1,36	11,8	14,0
3,0	10	1,3	6,00	6,80	1,38	11,6	16,3

Таблица 4.4

Параметры плазмы и значения констант a, b, x аналитической ФРЭЭ вида (4.4) для различных значений grad B при p = 0, 1 Па, P = 375 Вт и  $Q = 1, 2 \cdot 10^{-2}$  мл/с

grad B	$n_e, 10^{10}  \mathrm{cm}^{-3}$	$V_f, B$	<i>ε</i> м, эВ	$\langle \varepsilon  angle$ , эВ	x	$a, 10^{-3}$	$b, 10^{-3}$
-15,0	24,0	1,1	10,20	13,99	1,32	8,48	11,5
-14,0	32,0	1,0	7,20	7,93	1,37	11,30	15,3
-13,0	31,0	1,3	9,00	12,46	1,35	10,40	14,1
-6,8	24,0	1,0	6,10	9,69	1,35	11,70	13,1
-6,3	24,0	1,0	6,00	10,39	1,34	9,75	13,6
-5,6	40,0	1,0	12,00	12,12	1,36	9,75	10,7
-5,0	33,0	0,5	9,80	10,60	1,33	7,91	12,4
5,0	11,0	0,7	18,75	10,65	1,34	9,47	13,2
5,6	6,0	2,0	12,90	10,60	1,35	10,80	13,7
6,3	7,0	4,0	12,00	9,48	1,37	12,40	14,6
6,8	5,0	1,5	9,30	9,81	1,37	13,00	14,7
13,0	1,8	1,3	12,80	8,69	1,37	11,80	14,9
14,0	3,2	1,3	8,25	9,99	1,34	9,37	13,6
15,0	1,5	1,3	11,70	9,27	1,36	11,20	14,5

В них представлены данные по электронной плотности плазмы  $n_e$ , плавающему потенциалу  $V_f$ , средней энергии электронов  $\langle \varepsilon \rangle_{\rm M}$ , определенной с помощью двойного зонда ( $\langle \varepsilon \rangle_{\rm M} = 1, 5kT_e$ ), и измеренному распределению  $\langle \varepsilon \rangle = \int f(\varepsilon)d\varepsilon$ . Константы a, b и x найдены аналитической подгонкой ФРЭЭ. На рис. 4.1 представлена экспериментальная ФРЭЭ для p = 0,01 Па вместе с соответствующей моделью функции. Наблюдается удовлетворительное их совпадение.

Значения параметров СВЧ-плазмы в градиентных конфигурациях магнитного поля с различными направлениями относительно направления распространения электромагнитных волн (см. рис. 1.12) приведены в табл. 4.4.



Рис. 4.1. Сравнение аналитической модели ФРЭЭ (выражение (4.4); сплошная линия) с измеренным распределением (P = 525 Вт;  $\omega_H/\omega = 1,9$ )

### § 4.2. Зависимость параметров плазмы от режима генерации

Давление газа относится к параметрам, которые наиболее сильно воздействуют на концентрацию и температуру электронов, а также на потенциал плазмы. Характер зависимости температуры электронов от давления определяется величиной и конфигурацией магнитного поля. В случае магнитного поля пробочной конфигурации эти зависимости имеют минимумы, положения которых с увеличением отношения  $\omega_H/\omega$  смещаются в область бо́льших давлений (рис. 4.2, *a*). Для узкого диапазона значений  $\omega_H/\omega$ , близких к ЭЦР, температура электронов растет от 8 до 10 эВ при увеличении давления от 0,01 до 1 Па, после чего наступают насыщение и спад. При СВЧ-мощности P = 525 Вт и  $\omega_H/\omega = 1,9$  изменения температуры электронов составляют от 13–14 эВ при p = 0,01 Па до 4–5 эВ в минимуме зависимости от давления (при p = 1 Па).

При значениях  $\omega_H/\omega$ , близких к ЭЦР, плотность плазмы имеет максимумы при  $p = 0, 1 \, \Pi a$  (рис. 4.2, б). При  $P = 525 \, \text{Br}$  при увеличении давления до 10 Па она уменьшается от  $(3-5) \cdot 10^{11} \, \text{см}^{-3}$  до  $(5-20) \cdot 10^9 \, \text{см}^{-3}$  (в зависимости от  $\omega_H/\omega$ ). В сильных полях



Рис. 4.2. Зависимости температуры (a) и концентрации (б) электронов в СВЧплазме от давления воздуха при  $P = 525 \,\mathrm{Br}$  и различных значениях  $\omega_H/\omega$ : 1 - 1; 2 - 1,4; 3 - 1,9

 $(\omega_H/\omega = 1, 9)$  плотность монотонно увеличивается с уменьшением давления таким образом, что при p = 0,01 Па она становится больше, чем в случае ЭЦР.

С ростом поглощенной мощности максимумы электронной плотности смещаются в сторону больших давлений. Зависимости температуры и концентрации электронов от магнитных полей и СВЧ-мощностей хорошо коррелируют с соответствующими зависимостями поглощенной мощности от давления газа.

Степень ионизации с увеличением давления практически линейно уменьшается от 0,05-0,1 при p = 0,01 Па до  $1 \cdot 10^{-5}$  при p = 10 Па (рис. 4.3).

Плавающий потенциал с ростом давления уменьшается в зависимости от  $\omega_H/\omega$  от 10–20 В при p = 0,01 Па до 5–20 В при p = 10 Па. Потенциал пространства плазмы всегда положителен и находится в интервале от +65 В до +25 В для всех давлений и магнитных полей. Увеличение отношения  $\omega_H/\omega$  в пробочной конфигурации вызывает увеличение главным образом потенциала пространства плазмы, тогда как плавающий потенциал практически не изменяется (рис. 4.4).

При давлении газа 0,1 Па и различных отношениях  $\omega_H/\omega$  в пробочной конфигурации магнитного поля с ростом СВЧ-мощности от 150 до 525 Вт плотность плазмы слабо увеличивается в интервале (1-3) · 10<sup>11</sup> см<sup>-3</sup>. Согласно анализу [87] это означает возрастание энер-



Рис. 4.3. Зависимости степени ионизации в СВЧ-плазме от давления воздуха при P = 525 Вт и различных значениях  $\omega_H/\omega$ : 1 - 1; 2 - 1,4; 3 - 1,9



Рис. 4.4. Зависимости плавающего потенциала (1-3) и потенциала пространства плазмы (1'-3') от давления воздуха при P = 525 Вт и различных значениях  $\omega_H/\omega$ : 1-1; 2-1,4; 3-1,9

гии, рассеиваемой в единицу времени одним электроном, и, следовательно, возрастание средней энергии электронов. Последнее наблюдалось экспериментально: для  $\omega_H/\omega = 2$  имело место монотонное увеличение средней энергии электронов от 8 до 12 эВ с насыщением при мощностях, больших 450 Вт.

Плавающий потенциал для различных магнитных полей и мощностей находится в диапазоне от 0 до 8 В. Потенциал плазмы при различных мощностях коррелирует с соответствующей зависимостью для средней энергии электронов и находится в диапазоне от +35 В до +50 В.

Увеличение расхода газа при фиксированных прочих параметрах процесса влияет на среднюю энергию электронов, тогда как плотность плазмы при этом практически не изменяется. Например, при  $P = 375 \,\mathrm{Br}$  и  $p = 0, 1 \,\mathrm{\Pia}$  увеличение расхода газа от 0 до 0,1 мл/с вызвало практически линейное уменьшение средней энергии электронов от 11,8 до 10,3 эВ. Плотность плазмы в указанном интервале изменения расхода газа практически не изменилась и составила около  $2 \cdot 10^{11} \,\mathrm{cm^{-3}}$ . Плавающий потенциал с увеличением расхода газа возрастал, а потенциал плазмы уменьшался. Таким образом, с увеличением расхода газа разность  $V_s - V_f$  уменьшается. В связи с этим
должны уменьшаться эффекты, связанные с физическим распылением поверхностных атомов тел, обрабатываемых в СВЧ-плазме.

Измерения параметров плазмы вдоль плазменного пучка показали, что при  $p = 0,05 \,\Pi a$  и  $P = 375 \,\mathrm{Br}$  на участке убывания индукции магнитного поля от 400-500 Гс до 50-100 Гс концентрация электронов уменьшается от  $(4-5) \cdot 10^{11} \,\mathrm{cm}^{-3}$  на расстоянии 3 см внутри реактора до  $(9-10) \cdot 10^{10} \,\mathrm{cm}^{-3}$  на таком же расстоянии вне его. Уменьшение потенциала плазмы на этом участке составляет 8 В для  $p = 0, 1 \,\Pi a$ и 16 В для  $p = 0, 01 \,\Pi a$ .

Концентрация и температура электронов уменьшаются с увеличением пробочного отношения. Особенно сильное влияние оно оказывает на температуру электронов. При  $p = 0, 1 \, \Pi a, \, \omega_H/\omega = 1, 5 \, \mu P = 375 \, \text{Br}$  с увеличением отношения  $B_{\max}/B_{\min}$  от 1,2 до 1,4 их температура уменьшилась от 12 до 6–7 эВ. При дальнейшем увеличении пробочного отношения до 3 наблюдается снижение  $kT_e$  только на 2 эВ. С увеличением  $B_{\max}/B_{\min}$  от 1,2 до 3 концентрация электронов уменьшается от  $3 \cdot 10^{11}$  до  $1 \cdot 10^{11} \, \text{см}^{-3}$ .

Как следует из табл. 4.4, существенное влияние на микропараметры CBЧ-плазмы оказывает конфигурация магнитного поля в виде градиентных полей, знак которых соответствует направлению возрастания магнитного поля относительно направления распространения электромагнитных волн (см. рис. 1.17). При grad B > 0 эффективность поглощения CBЧ-мощности и температура электронов оказывается выше, а их концентрация — ниже, чем при grad B < 0 и обычной пробочной конфигурации (рис. 4.5; см. также рис. 3.14).



Рис. 4.5. Зависимости концентрации (1, 4) и температуры (2, 3) электронов от grad B при  $p = 0, 1 \Pi a$  и  $P = 375 \, \text{Br}$ 

Аномальный характер эффективности поглощения СВЧ-мощности и температуры электронов при grad B > 0, как уже говорилось, связан с бесстолкновительным механизмом поглощения СВЧ-мощности [43]. Эффективность линейной трансформации зависит от концентрации n, grad n, а также от угла  $\alpha$  между grad n и направлением силовых линий магнитного поля. При grad B > 0 (в отличие от случая grad B < 0) область плазмы, в которой показатель преломления для холодной плазмы обращается в бесконечность, приближается к торцевой стенке баллона реактора, за которой плазма отсутствует. При этом увеличивается градиент концентрации n, от которого и зависит эффективность трансформации волн. При grad B < 0, наоборот, улучшается однородность плазмы по длине реактора и возрастает «барьерное» ослабление, обусловленное существованием области между внешней границей и точкой трансформации волн. Эффективность поглощения СВЧ-мощности и температура электронов при этом оказываются меньше по сравнению со случаем grad B > 0. Однако концентрация (за счет отражения от области сильного магнитного поля на выходе из реактора) и темп генерации электронов остаются высокими.

Плавающий потенциал при grad B > 0 практически не зависит от величины последнего и составляет около 10 В. При grad B > 0 в интервале от 4 до 40 В он изменяется более сложным образом. Потенциал пространства плазмы при grad B > 0 оказывается выше, чем при grad B < 0, и может достигать 80 В.

Таким образом, посредством изменения величины и конфигурации магнитного поля за счет управления условиями передачи, механизмом поглощения СВЧ-энергии в плазме и удержанием заряженных частиц в области генерации возможно управление температурой и концентрацией электронов. Они могут изменяться независимо друг от друга (при изменении  $\omega_H/\omega$ ), взаимосвязанно уменьшаться или увеличиваться (при изменении  $B_{\rm max}/B_{\rm min}$ ). Большую плотность плазмы можно получить при меньшей средней энергии электронов (за счет изменения grad *B*). Энергия ионов в СВЧ-плазменном пучке определяется пространственным распределением потенциалов, которое зависит от магнитного поля и давления газа. Как показывают эксперименты, в зависимости от соотношения между ними энергия ионов может изменяться от 10–15 эВ и выше. Однако во всех случаях она не превышает 40–50 эВ.

Анализ экспериментальных данных, представленных в таблицах 4.1-4.4, свидетельствует о том, что распределения электронной энергии не носят максвелловского характера. Ни один эксперимент не дал аналитической модели функции с экспоненциальным фактором энергии, равным 1. Распределение электронной энергии носит в основном постоянный характер. Диапазон изменения экспоненциального фактора энергии составляет  $x = 1, 34 \pm 0, 04$ . Как выяснилось, его можно изменить только за счет изменения геометрических размеров реактора. Например, было установлено, что с уменьшением длины реактора от 400 до 310 мм при постоянном диаметре экспоненциальный фактор энергии увеличивается до  $x = 1, 58 \pm 0, 03$ , а ФРЭЭ при прочих одинаковых параметрах процесса приближается к дрювестейновской.

В работе [85], где измерялось электронное распределение в плазме, возбужденной в кислороде на частоте 915 МГц, экспоненциальный фактор составил величину  $x = 1,53 \pm 0,07$  и тоже мало изменялся при изменении режима генерации разряда.

Представление ФРЭЭ в аналитическом виде (4.4) не всегда оказывается достаточно полным. Например, при изменении величины и конфигурации магнитного поля в измеренных ФРЭЭ наблюдались отдельно стоящие максимумы с большими энергиями электронов, вероятность пребывания в которых может быть практически такой же, как и в низкоэнергетичном максимуме. На рис. 4.6 приведены ФРЭЭ, полученные при изменении мощности, давления газа и пробочного отношения. Наблюдающееся обеднение квазифункции  $f(\varepsilon)$  медленными электронами, с одной стороны, ослабляет ступенчатые процессы возбуждения низкорасположенных энергетических состояний атомов, а с другой — свидетельствует о возможности возникновения групп «быстрых» электронов, способствующих появлению в СВЧ-разряде частиц с высоким потенциалом возбуждения, фактически не наблюдаемых в постоянном токовом разряде [88, 89]. Острый характер полевого максимума позволяет осуществить селективное возбуждение выбранных состояний атомов рабочего газа.



Рис. 4.6. Влияние мощности и пробочного отношения на ФРЭЭ для воздуха при  $p = 0, 1 \Pi a$  и  $\omega_H/\omega = 1, 9: 1 - P = 225 \text{ Вт}, B_{\text{max}}/B_{\text{min}} = 1, 4; 2 - P = = 525 \text{ Вт}, B_{\text{max}}/B_{\text{min}} = 1, 4; 3 - P = 375 \text{ Вт}, B_{\text{max}}/B_{\text{min}} = 3$ 

На рис. 4.7 приведены ФРЭЭ с различным знаком grad B. Видно, что большая средняя энергия электронов при grad B > 0 (см. рис. 4.5) и практически одинаковых значениях констант a, b и x объясняется наличием в ФРЭЭ отдельных максимумов с «быстрыми» электронами.

Таким образом, посредством изменения параметров режима генерации СВЧ-плазмы во внешнем магнитном поле можно получать неравновесные функции распределения с регулируемым положением на оси энергии групп быстрых электронов. Локализация энергии способствует выделению определенных каналов реакций, управлению составом плазмы и селективностью процесса обработки. Это позволяет достичь высокой степени ионизации и фрагментации рабочего газа, уменьшить по сравнению с ВЧ и постоянно токовыми разрядами энергозатраты на получение состояний атомов плазмообразующих газов с высокими потенциалами возбуждения.



Рис. 4.7. Влияние grad B на ФРЭЭ для воздуха при p = 0, 1 Па и P = 375 Вт: a) grad B < 0; 6) grad B > 0 (1 - 5,6; 2 - 6,8; 3 - 14)

# § 4.3. Электрические поля в СВЧ-разряде с внешним магнитным полем

Важным требованием к ионно-плазменным источникам является наличие низкой ионной температуры, которая способствует получению пучков ионов с малым разбросом по энергии. Наиболее перспективными в этом плане оказались источники сверхвысокочастотной плазмы в магнитном поле. Одним из результатов повышения частоты генерирующего плазму электромагнитного воздействия является увеличение разрыва между электронной ( $T_e$ ) и ионной ( $T_i$ ) температурами:  $T_e \gg T_i$ . Для реализации условия [27]

$$E/N = F(T_e)(1 - T_i/T_e)^{1/2}$$
(4.6)

(где E — напряженность электрического поля; N — плотность газа;  $F(T_e) \approx \text{const}$  — слабоменяющаяся функция температуры электронов) необходимо увеличение отношения  $E/N \sim eE\Lambda_e$ , которое представляет собой меру энергии, получаемой электроном от электрического поля между двумя столкновениями [27, 79]:

$$\varepsilon_E = (eE_0)^2/2m\omega^2$$
.

Из выражения (4.6) следует, что температура электронов, определяющая процессы ионизации и возбуждения атомов и молекул рабочего газа, является функцией E/N. Таким образом, для получения широкого и управляемого спектра возбужденных состояний атомов представляется необходимым использование электрических разрядов с большим диапазоном отношений E/N. Это означало бы возможность управления параметрами электронного газа ( $n_e$ ,  $T_e$ ,  $\Phi$ PЭЭ), степенью ионизации и химическими свойствами плазмы и, следовательно, как абсолютными, так и относительными скоростями травления и осаждения различных материалов при низкой энергии ионов.

Для СВЧ-разряда во внешнем магнитном поле отношение E/N (E/P) определяется как [4, 22]

$$E/P = (E_0\nu/P \cdot 2^{1/2})[1/\nu^2 - (\omega - \omega_H)^2 + 1/\nu^2 + (\omega - \omega_H)^2]^{1/2} \quad (4.7)$$

и является функцией концентрации электронов и параметра  $P\Lambda$ . Диффузионная длина электронов  $\Lambda$  для цилиндрического реактора во внешнем магнитном поле дается выражением

$$1/\Lambda^2 = (\pi/L)^2 + (2, 4/R)^2 \nu^2 / [\nu^2 + (\omega + \omega_H)^2],$$
(4.8)

где L и R — длина и радиус реактора.

Из выражений (4.7) и (4.8) видно, что влияние магнитного поля на E/P (в том числе на ФРЭЭ) осуществляется через эффективное поле и эффективную диффузионную длину электронов.

С помощью экспериментальных данных, приведенных в [90], представляется возможным изучить закономерности влияния параметров режима СВЧ ВПО на ФРЭЭ и сравнить характеристики СВЧ-разряда с известными характеристиками других типов разрядов [80, 87, 91, 92].

В случае высокочастотного поля энергия, приобретаемая от него электроном между двумя столкновениями, равна [27]

$$P_e = E_e(e)^2/m\nu, \tag{4.9}$$

где  $E_e$  — эффективное поле.

Во внешнем магнитном поле эффективное поле  $E_{eH}$  определяется соотношением

$$E_{eH} = 0,5E^2\nu^2 \{1/(\nu^2 + (\omega - \omega_H)^2) + 1/(\nu^2 + (\omega + \omega_H)^2)\}.$$
 (4.10)

Если  $W_p$  — мощность, поглощаемая в разряде, а  $V_p$  — объем, занимаемый плазмой, то

$$P_e = W_p / V_p n_e. \tag{4.11}$$

В выражениях (4.9), (4.11) все величины, кроме эффективного поля, известны, т. е. имеется возможность рассчитать величину поля в плазме. Так из экспериментальных данных можно найти зависимость приведенного поля  $E_{eH}/P$  от давления. Используя (4.10), можно оценить напряженность электрического поля E в плазме, а также зависимость средней энергии электронов в разряде от давления, радиуса реактора и величины магнитного поля.

Зависимости приведенного поля от давления для различных значений внешнего магнитного поля по виду аналогичны зависимостям, наблюдаемым для положительного столба тлеющего разряда постоянного тока (рис. 4.8). Однако абсолютные значения  $E_e/P$  в СВЧ-разряде существенно больше. При приложении внешних магнитных полей абсолютные значения напряженности электрических полей в плазме уменьшаются по сравнению с СВЧ-плазмой без магнитного поля [87, 91]

и реализуются при существенно меньших давлениях (рис. 4.9). Величина  $E_{\rm c.\kappa}$  тем меньше, чем ближе  $\omega_H/\omega$  к единице.



Рис. 4.8. Зависимость приведенного поля в СВЧ-разряде от давления остаточного воздуха при P = 525 Вт и различных  $\omega_H/\omega$ : 1 - 1; 2 - 1,4; 3 - 1,9



Рис. 4.9. Среднеквадратичная напряженность поля в зависимости от давления остаточного воздуха при  $P = 525 \,\mathrm{Br}$  и различных  $\omega_H/\omega$ : 1 - 1; 2 - 1,4;3 - 1,9

Приведенное электрическое поле  $E_{eH}/P$  не зависит от величины магнитного поля пробочной конфигурации. Для p = 0, 1 Па и P = 375 Вт при изменении  $\omega_H/\omega$  от 0,8 до 2,3 оно оказалось практически постоянным и равным 2 В/см Па. Напряженности электрических полей в плазме при увеличении  $\omega_H/\omega$  возросли от 8 В/см при  $\omega_H/\omega = 1$  до 35 В/см при  $\omega_H/\omega = 2, 3$ . При фиксированном отношении  $\omega_H/\omega$  и увеличении пробочного отношения значения E/P и  $E_{c.\kappa}$  уменьшаются. Параметры электрического поля плазмы весьма существенно зависят от конфигурации внешнего магнитного поля [83]. В зависимости от grad B они коррелируют с температурой электронов, т.е. большей температуре электронов при grad B > 0 соответствуют бо́льшие значения E/P и  $E_{c.\kappa}$  (рисунки 4.10 и 4.11).

Характер зависимостей  $E_{eH}/P$  и  $E_{c.\kappa}$  от СВЧ-мощности, вводимой в разряд, определяется величиной магнитного поля. При p = 0, 1 Па и  $\omega_H/\omega = 1$  оба параметра не зависят от вводимой мощности в интервале от 225 до 525 Вт и составляют  $E_{eH}/P = 3$  В/см Па,  $E_{c.\kappa} = (0,27-1)$ 



Рис. 4.10. Зависимость приведенного поля в СВЧ-разряде от grad B для давления остаточного воздуха p=0,1 Па и P=375 Вт



Рис. 4.11. Среднеквадратичная напряженность поля в зависимости от grad B для давления остаточного воздуха p=0,1 Па и P=375 Вт

0,32) В/см. В случае магнитных полей, отличных от ЭЦР, значения этих параметров плазмы возрастают с увеличением мощности от 200 до 350 Вт, после чего не зависят от нее.

Таким образом, абсолютные значения и интервал изменения E/Pв СВЧ-плазме могут быть существенно больше, чем в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока. Кроме того, в отличие от последнего, а также от высокочастотного газового разряда СВЧ-плазма в магнитном поле характеризуется высокой управляемостью внутренних параметров. Основными факторами управления являются геометрия реактора, давление плазмообразующего газа, СВЧ-мощность, величина и конфигурация внешнего стационарного магнитного поля. При приложении внешних магнитных полей абсолютные значения напряженности электрических полей в СВЧ-плазме уменьшаются. В магнитном поле пробочной конфигурации в условиях, близких к ЭЦР, они могут изменяться от 70-75 до 0,25-0,3 В/см в зависимости от давления и отношения  $\omega_H/\omega$ . Соответствующие изменения приведенного поля составляют от 11-12 до 2-3 В/см · Па. Благодаря большим значениям приведенного поля в высоковакуумной СВЧ-плазме осуществляется эффективный отрыв электронной температуры от ионной.

112

# § 4.4. Эмиссионные характеристики плазмы СВЧ газового разряда

Информативным методом анализа состава газовой фазы при протекании вакуумно-плазменных процессов является масс-спектрометрия [52, 93–95]. Ее достоинство заключается в возможности детектирования широкого набора компонентов плазмы. При изучении механизма плазменной обработки могут быть предварительно измерены масс-спектры поступающих газов в отсутствие разряда, затем спектры с разрядом, но без объекта обработки, и наконец спектры в процессе обработки.

Основное ограничение, связанное с применением массспектрометрического анализа, тем, что отбор газа обусловлено производится, как правило, на выходе из области разряда. В результате состав, наблюдаемый в спектрометре, может не в полной мере соответствовать составу газа в реакторе. Реакции, происходящие вне разряда, а также рекомбинация химически активных частиц способны привести к неправильной интерпретации результатов исследования плазменных образований. В связи с этим наиболее надежным применением данного метода следует считать изучение компонентного состава плазмы в зависимости от режима работы установки с последующими оптимизацией и воспроизведением условий процесса. Для выяснения же механизмов травления целесообразным представляется комплексное изучение параметров плазмы с использованием параллельных методов диагностики, таких, как зондовые измерения и эмиссионная спектроскопия.

Типовая блок-схема устройства записи спектров излучения плазмы приведена на рис. 4.12 [20]. Регистрация спектров производится с помощью сканирующего монохроматора и фотодиода, работающего в вентильном режиме.

На рис. 4.13 приведены зависимости интенсивностей свечения линий фтора и остаточного кислорода в плазме CF<sub>4</sub> от CBЧ-мощности для различных давлений. При давлении CF<sub>4</sub> в реакторе p = 0, 1 Па они монотонно возрастают с насыщением при P > 350 Вт. При p = 10 Па такого насыщения (за исключением случая F\* с  $\lambda = 712, 8$  нм) не наблюдается и, что наиболее важно, изменяется соотношение между интенсивностями свечения отдельных линий. Большей интенсивностью при этом давлении обладают линии F\* с  $\lambda = 703$  нм, в то время как при p = 0, 1 Па большей интенсивностью обладает линия фтора с  $\lambda = 685$  нм.

Зависимости интенсивности свечения возбужденных линий фтора в спектре CF<sub>4</sub> от давления имеют максимумы при  $p \simeq 1 \, \Pi a$  (рис. 4.14). После превышения давлением значения 0,5 Па преобладающим оказывается свечение линии F\* с  $\lambda = 703 \, \text{нм}$ . Интенсивности свечения коррелируют с зондовыми измерениями электронной компоненты плаз-



Рис. 4.12. Блок-схема устройства записи спектров излучения плазмы: 1 — окно в реакторе; 2 — входная щель монохроматора МДР-4; 3 — дифракционная решетка; 4 — выходная щель; 5 — сферическое зеркало; СВ — световолоконный кабель; h — поток излучения плазмы; М — модулятор излучения; F фильтр; ФД — фотодиод; ИС — измерительная схема; У — усилитель Unipan 233; СП — самописец



Рис. 4.13. Зависимость интенсивностей линий излучения в плазменном пучке CF<sub>4</sub> от мощности для  $\omega_H/\omega = 1$ , давлений  $p = 0, 1 \Pi a$  (*a*) и  $p = 10 \Pi a$  (*b*): 1 - F (685 нм); 2 - F (703 нм); 3 - O (777 нм); 4 - F (712,8 нм)

мы (рис. 4.15). В частности, уменьшение концентрации электронов в диапазоне давлений от 0,1 до 1 Па компенсируется соответствующим увеличением интенсивности свечения линий  $F^*$  с  $\lambda = 703$  нм.

При вакуумно-плазменном СВЧ-травлении кремния в СF<sub>4</sub> экстремумы интенсивностей свечения возбужденных линий F\* с  $\lambda = 703$ и 712 нм, а также линии возбужденных продуктов реакций F\* с кремнием (SiF\*; 440 нм) и CO\* (515 нм) находятся при давлениях 0,5–1 Па (рис. 4.16). Максимумы же линии F\* с  $\lambda = 685$  нм наблюдаются при давлениях в диапазоне (0,5–1) · 10<sup>-1</sup> Па. Можно ожидать, что характер этих зависимостей будет коррелировать с соответствующими зависимостями скорости травления кремния и его соединений от давления СF<sub>4</sub> в плазме CBЧ газового разряда.



Рис. 4.14. Зависимость интенсивностей линий излучения в плазме CF<sub>4</sub> от давления газа при P = 375 Вт и  $\omega_H/\omega = 1: 1 - F$  (703 нм); 2 - F (685 нм); 3 - F (712,8 нм)



Рис. 4.15. Зависимости температуры (1) и концентрации (2) электронов от давления газа CF4 при P = 375 Вт и  $\omega_H/\omega = 1$ 



Рис. 4.16. Интенсивности свечения линий F\*c  $\lambda = 685$  нм (1), 703 нм (2) и 712,8 нм (3), SiF\*c  $\lambda = 440$  нм (4) и CO с  $\lambda = 515$  нм (5) при CBЧ ВПТ кремния при P = 375 Вт и  $\omega_H/\omega = 1$ 

Давление  $CF_4$  оказывает существенное влияние на зависимость интенсивности свечения линий активированного фтора ( $F^*$ ) и его соединения с кремнием (SiF\*;  $\lambda = 440$  нм) от CBЧ-мощности (рис. 4.17). При увеличении давления интенсивности свечения становятся более пологими с выходом на насыщение при тем меньшей мощности, чем выше давление.



Рис. 4.17. Интенсивности свечения линий F\* и продуктов реакций при СВЧ ВПТ кремния в CF<sub>4</sub> с  $\omega_H/\omega = 1$  для  $p = 0,5 \,\Pi a$  (кривые 1-5) и  $p = 10 \,\Pi a$ (кривые 1'-5'): 1, 1' - F\*(703 нм); 2, 2' - SiF\*(440 нм); 3, 3' - F\*(685 нм); 4, 4' - F\*(712,8 нм); 5, 5' - CO\*(515 нм)

Зависимости интенсивности эмиссии линии хлора (Cl I) с  $\lambda = 741, 4$  нм в плазме CCl<sub>4</sub> от CBЧ-мощности для различных давлений и конфигураций магнитного поля также хорошо коррелируют с соответствующими зондовыми измерениями электронной компоненты. Так, например, наиболее сильная интенсивность свечения линии Cl I в зависимости от CBЧ-мощности для диапазона давлений 0,05–1 Па наблюдается в случае неоднородного магнитного поля при grad B = -15. В этом случае она оказывается выше, чем при пробочной конфигурации с ЭЦР, и коррелирует с более высокой концентрацией электронов при данной конфигурации магнитного поля (см. рис. 4.5). Максимальная интенсивность при одинаковых величине и конфигурации поля наблюдается при p = 0, 1 Па, что соответствует максимуму зависимости концентрации электронов от этого параметра (см. рис. 4.2, 6).

В отличие от известных источников плазмы в СВЧ-плазме с магнитным полем управление плотностью тока и энергией ионов может осуществляться без приложения внешнего электрического поля, причем независимо для обоих параметров как друг от друга, так и от давления газа. Это значит, что плотность плазменного потока, энергия ионов и плотность радикалов могут регулироваться независимо.

# § 4.5. Управление параметрами СВЧ ионно-плазменного источника

Для многих технологических процессов, связанных с внедрением ионов, нанесением или удалением слоев вещества, необходимы сильноточные источники ионов различных, в том числе химически активных газов. В сильноточном источнике плазма должна иметь высокие плотность и электронную температуру, поскольку ионный ток насыщения из плазмы пропорционален произведению плотности тока и корня квадратного из электронной температуры. В то же время ионная температура должна быть достаточно низкой, чтобы получить пучок с малым разбросом по энергиям и малым эмиттансом. При этом большое значение приобретают стабильность, продолжительный срок службы источника и отсутствие в плазме примесей вещества электродов [62].

В наибольшей степени указанным требованиям удовлетворяют ионно-плазменные источники на основе безэлектродного СВЧ-разряда во внешнем магнитном поле (рис. 4.18). Долговечность и вакуумная чистота таких источников обусловлены отсутствием в них накаливаемых катодов. Для вытягивания ионов и их ускорения до энергии 100–1500 эВ и более применяют сеточные ионно-оптические системы. Для одномодовых источников сетки диаметром до 100 мм изготавливают из вольфрама или нержавеющей стали с шагом 1,25 мм. Они электрически изолированы друг от друга и от реактора установки. Расстояние между сетками можно регулировать.



Рис. 4.18. Автономный СВЧ ионный источник: 1 — СВЧ-генератор; 2 — четырехсекционный электромагнит; 3 — волноводный тракт; 4 — реактор; 5 — ввод рабочего газа; 6 — плазмотрон; 7 — уплотнение; 8 — сетки

В данном случае величиной плотности тока CBU ионного пучка можно эффективно управлять посредством изменения не только вытягивающего напряжения, давления газа и величины магнитного поля, но и зазора между сетками, CBU-мощности и конфигурации магнитного поля.

На рис. 4.19 приведены зависимости ионного тока от ускоряющего напряжения при представленных на рис. 4.20 конфигурациях магнитного поля и различных вводимых в разряд СВЧ-мощностях. При конфигурации 1, когда максимум магнитного поля локализуется вблизи ионно-оптической системы, заданная плотность ионного тока достигается уже при ускоряющих напряжениях 100-200 В. При равномерном распределении магнитного поля вдоль реактора (конфигурация 2) возможно ускорение ионов пучка той же плотности до энергий



Рис. 4.19. Зависимости тока ионного пучка от ускоряющего напряжения при СВЧ-мощностях 500 и 800 Вт (цифры у кривых): 1, 2, 3 — конфигурации магнитного поля; рабочий газ — HCl + CCl<sub>4</sub>; давление в реакторе 0,1 Па



Рис. 4.20. Различные управляющие конфигурации магнитного поля

300-800 эВ. При конфигурации 3 тот же ток достигается только при ускоряющих напряжениях 1,0-1,5 кВ.

### Глава 5

### СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЕ ТРАВЛЕНИЕ

# § 5.1. Классификация процессов ионно-плазменного травления

Создание современных вычислительных систем и аппаратуры связи предельно высокого быстродействия связано с уменьшением размеров элементов электронных функциональных схем и с увеличением плотности их упаковки [95]. Непременным условием этого является ужесточение требований к соответствующим технологическим операциям.

Получение рисунков в функциональных слоях материалов электронных схем осуществляется с помощью фотолитографии, одной из основных операций которой является избирательное удаление материала — травление. Разрешение, достигаемое в результате процесса травления, служит критерием качества переноса рисунка схемы на функциональный слой. Оно определяется двумя параметрами: анизотропностью и селективностью травления.

Анизотропность задается отношением скоростей травления в вертикальном и горизонтальном направлениях, или, иначе, отношением глубины канавки (колодца) травления d к величине бокового подтравливания под край маски t.

Селективность (избирательность) травления определяется как отношение скоростей травления материалов функционального слоя и маски. Требования к плазменному травлению сформировались из требований n-МОП-технологии изготовления микросхем [53, 95, 96]. При толщине затворного оксида кремния около 100 нм плазменное травление в смеси  $CF_4-O_2$  нитрида кремния на диоксиде кремния или оксидном затворе с отношением скоростей травления 5:1 удовлетворяло требованиям указанной технологии. В настоящее время толщина оксида кремния или других диэлектриков, которые могут быть использованы для данной цели в МОП-микросхемах, приближается к 10–15 нм. Это вызывает необходимость применения методов сухого травления с селективностью выше 15:1. По мере минимализации топологических размеров требования к анизотропности травления существенно возросли. Оказывается необходимым травление элементов с точностью до 0,01 мкм и менее. Процессы травления таких элементов по своей природе являются анизотропными. Анизотропность травления должна находиться на уровне 80-100.

При создании кремниевых МОП-приборов с использованием ВЧплазмы часто наблюдается деградация полупроводников и диэлектриков [52, 53, 93]. Затворный оксид приборов в наибольшей степени подвержен радиационным воздействиям как рентгеновского излучения плазмы, так и ионной бомбардировки, которые вызывают пробой диэлектрика, возникновение фиксированного или подвижного зарядов на границе раздела и ловушечных уровней и ухудшение электрофизических свойств материалов. Поэтому актуальным является уменьшение воздействия заряженных частиц плазмы на структуру поверхности пленок [96–98].

Другими требованиями к процессу являются отсутствие загрязнений поверхности обрабатываемой пластины материалами конструкции источника химически активных частиц и внутрикамерной оснастки, высокие равномерность и производительность травления, минимальные расход реакционных газов и уровень загрязнения окружающей среды. Кроме того, должно отсутствовать деградирующее влияние плазмы на свойства и размеры органических защитных масок.

По природе взаимодействия энергетических частиц плазмы с материалами существующие процессы вакуумно-плазменного травления (ВПТ) можно разделить на физические и физико-химические [93, 96–98] (табл. 5.1).

Таблица 5.1

Травление вакуумно-плазменное					
Ионное		Ионно-химическое		Плазмохимическое	
Физическое распыление энергетическими иона- ми $(E_i = (0,5-2,0)$ кэВ)		Совместное воздействие физического распыления и химических реакций $(E_i = (0,1-0,5)$ кэВ)		Химические реакции активных газовых частиц с образованием летучих соединений $(E_i\leqslant 100\mathrm{sB})$	
Ионно- лучевое	Ионно- плазменное	Реактивное ионно- лучевое	Реактивное ионно- плазменное	Плазменное	Радикальное
Физическое распыление в вакууме	Физическое распыление в плазме разряда	Совместное воздействие физическо- го распыле- ния и хими- ческих ре- акций в ва- кууме	Совместное воздействие физическо- го распыле- ния и хи- мических реакций в плазме	Химические реакции в плазме разряда	Химические реакции в вакууме

Классификация процессов вакуумно-плазменного травления

Физические процессы в чистом виде имеют место при работе с инертными газами. Они характеризуются обменом энергией и импульсом в упругих столкновениях и приводят к распылению атомов с поверхности (процессы ионного (ИТ) и ионно-лучевого (ИЛТ) травления [99–105]). Химическое взаимодействие в чистом виде при плазменной обработке не реализуется, поскольку все частицы плазмы химически активного газа, помимо потенциальной, имеют некоторую кинетическую энергию, величина которой зависит от способа плазменного воздействия (процессы реактивного ионно-лучевого (РИЛТ), реактивного ионно-плазменного (РИПТ), плазмохимического (ПТ) и радикального (РТ) травления [52, 53, 74, 106–109].

Они определяют диапазон рабочих давлений и расходов газов, плотность мощности, степень ионизации плазмы, энергию частиц и т.д., а также характеристики травления микроструктур.

**5.1.1. Универсальность и анизотропность ионно-лучевого травления**. Ионно-лучевое травление осуществляется физическим распылением атомов поверхности потоком высокоэнергетических ионов инертных газов [100, 101]. В качестве ионных источников в процессах ИЛТ применяют источники с термокатодом типа «Кауфман», в котором в качестве эмиттера электронов обычно используют прямонакаливаемую вольфрамовую проволоку, и источники с холодным катодом типа «Радикал», дающие трубчатый поток ионов [93, 99].

Процесс физического распыления материалов количественно характеризуется коэффициентом распыления S, который определяется числом атомов, выбиваемых из мишени одним падающим ионом. Распыление ионами осуществляется, когда их энергия  $E_i$  превышает величину  $E_n$ , называемую пороговой энергией распыления. При увеличении энергии ионов от  $E_n$  до 100 эВ интенсивность процесса распыления увеличивается в  $10^3-10^4$  раз и достигает одного-четырех выбитых атомов на десять падающих ионов. При  $E_i > 100$  эВ ионы начинают внедряться в решетку материала мишени.

В результате проникновения иона в материал возникает каскад бинарных упругих столкновений смещенных атомов, в процессе которых происходит обмен энергией и импульсом между атомами. Среднее время развития каскада столкновений составляет порядка 2 · 10<sup>-13</sup> с. Конечным результатом каскада столкновений может стать передача поверхностному атому достаточной энергии и направленного наружу из материала импульса, необходимого для преодоления сил его связи на поверхности. Схема такого каскада приведена на рис. 5.1.

Отличительными особенностями ИЛТ являются универсальность, высокие анизотропность и воспроизводимость. Высокая анизотропность ИЛТ обусловлена направленностью воздействия положительных ионов и отсутствием каких-либо самопроизвольных (тепловых) реакций, которые могли бы вызвать подтравливание маски. При давлении в рабочей камере, меньшем 0,01 Па, когда практически от122



Рис. 5.1. Схема каскада упругих столкновений атома А при ионной бомбардировке поверхности твердого тела

сутствуют рассеивающие столкновения ионов с атомами у поверхности образца, показатель анизотропии при ИЛТ может превышать 100 [52, 53, 93, 97]. Перечисленные достоинства метода сочетаются с низкими скоростью и селективностью травления. Селективность ИЛТ даже по отношению к углеродной пленке, имеющей самую низкую скорость физического распыления, не превышает 2–5, а при использовании органических резистивных масок она находится в диапазоне от 0,3 до 3 [52, 103]. Низкая селективность ИЛТ приводит к искажению размеров топологического рисунка в маскирующем покрытии и затрудняет создание этим методом глубоких канавок и «колодцев» [52, 110, 111].

При ИЛТ материалов микроэлектронных структур диапазон энергий ионов составляет, как правило, от 0,5 до 2 кэВ. При  $E_i < 0,5$  кэВ скорости ИЛТ слишком малы для практического использования. Верхняя граница диапазона связана с допустимым уровнем радиационного повреждения обрабатываемых структур и стойкостью используемых маскирующих материалов.

Наиболее существенным недостатком ИЛТ является значительное тепловое и радиационное воздействие на обрабатываемые полупроводниковые структуры. Например, по данным работы [112] при ИЛТ кремния в аргоне с энергией ионов от 300 до 1000 эВ плотность дефектов увеличивается примерно в три раза (от 200 до 600 см<sup>-3</sup>). Нарушение структуры обрабатываемого материала при ИЛТ может выражаться в следующем [97–99].

- Образование точечных дефектов кристаллической решетки в приповерхностном слое, которые связаны с внедрением бомбардирующих ионов или смещением в междоузлия атомов из узлов кристаллической решетки.
- 2. Образование поверхностных дефектов типа «ямы» и «шероховатость». Дефекты первого типа представляют собой углубления различных величины и диаметра на фоне остальной гладкой поверхности, а второго — соприкасающиеся между собой углубления и выступы. Предельно возможная величина этих дефектов определяется требованиями к конкретной микроструктуре, но в общем случае задается толщиной функционального слоя. В суб-

микронной микро- и наноэлектронике толщина функционального слоя составляет 50–10 нм и менее. В результате размеры дефектов не должны превышать 10–2 нм, что составляет 20 % толщины слоя.

 Аморфизация приповерхностного слоя. Толщина аморфного слоя зависит от свойств конкретной изготавливаемой микроструктуры. Однако в общем случае она не должна превышать 5 нм.

Характер дефектности и глубина нарушенного слоя обработанного материала определяются энергией и дозой ионного облучения [93, 99]. На рис. 5.2 показаны зоны приповерхностных дефектов, возникающие при ВПО. На рис. 5.3 представлена экспериментальная зависимость толщины аморфного слоя от энергии ионов аргона и CF<sub>4</sub>. Глубина аморфного слоя может достигать 15-20 нм при энергии ионов 1-1,5 кэВ [99].



Рис. 5.2. Границы зон дефектности поверхности после вакуумно-плазменного травления: 1 — радиационные дефекты; 2 — шероховатость; 3 — аморфизация поверхности

В настоящее время в связи с высокой привносимой дефектностью ИЛТ применяется в основном для изготовления приборов на основе пермаллоя, ортоферритов, гранатов, ниобата лития и свинца, т.е. тех материалов, для которых еще не разработаны процессы ИХТ и ПХТ.

Совершенствование данного метода связывается в первую очередь с разработкой низкоэнергетических ионных источников (до 100– 200 эВ) с высокой плотностью тока (до 10–20 мА/см<sup>2</sup>) [52, 113].

**5.1.2.** Селективность и анизотропность реактивного ионнолучевого травления. При РИЛТ поверхностные слои материалов удаляются в результате совместного действия физического распыления (аналогично ИЛТ) и гетерогенных реакций ионов химически активных газов с поверхностными атомами вещества. Если газ не является химически активным по отношению к данному материалу, то все закономерности травления описываются механизмом физического



Рис. 5.3. Зависимости глубины аморфного слоя от энергии бомбардирующих ионов; рабочий газ — CF<sub>4</sub> (1) и аргон (2)

распыления (как при ИЛТ). Однако в ряде случаев применение такого способа является целесообразным для повышения селективности процесса (в частности, при травлении материала через защитную маску, травление которой нежелательно).

«Ионное усиление» химических реакций при РИЛТ с энергией ионов химически активных газов до 0,5 кэВ увеличивает скорость и селективность травления по сравнению с ИЛТ в 3–15 и 3–5 раз соответственно. По данным работы [52] замена ИЛТ на РИЛТ повышает селективность травления SiO<sub>2</sub>/поликремний в 12 раз.

В отличие от ИЛТ при РИЛТ внедрение химически активного газа приводит к переносу химических реакций в приповерхностный объем материала. Образующиеся при этом летучие соединения не могут сразу покинуть материал и объединяются в газонаполненные микропоры. Из-за затрудненного отвода продуктов реакций их концентрация увеличивается. Затем происходит локальный выброс материала, вследствие чего на поверхности образуются дефекты типа ямы, а приповерхностная структура материала из-за обрыва внутренних связей и нарушения «дальнего порядка» аморфизуется.

Необходимым условием анизотропного травления при РИЛТ, так же как и при ИЛТ, является направленная ионная бомбардировка [74, 106, 107]. Однако при РИЛТ это условие не является достаточным. Анизотропность при РИЛТ зависит от состава рабочего газа, соотношения плотностей тока ионов и нейтральных частиц, температуры пластины и других параметров процесса. В тех случаях, когда используемые компоненты обладают низкой собственной скоростью взаимодействия (например, плазма хлора при травлении кремния) и имеет место направленная ионная бомбардировка, можно добиться такой же анизотропности, как при ИЛТ.

Применяемое при РИЛТ оборудование сходно с оборудованием, используемым при ИЛТ [52, 53, 93, 96, 99]. Однако, в связи с тем что при РИЛТ вместо инертных газов используются химически активные, здесь более интенсивно проявляется химическое взаимодействие рабочих сред с материалами конструкции источника (особенно при использовании проволочных термокатодов), которое приводит к появлению примесей в пучке и на поверхности образца.

**5.1.3.** Универсальность ионно-плазменного травления. В основе ИПТ, так же как и в основе ИЛТ, лежит механизм физического распыления материалов. Однако здесь, в отличие от ИЛТ, обрабатываемая пластина находится непосредственно в плазме ВЧ газового разряда при давлении 1–100 Па. Методу ИПТ присущи те же недостатки, что и ИЛТ. Так, селективность ИПТ не превышает 2–3, а анизотропность в связи с проведением процесса при высоких давлениях 5–10 [108].

**5.1.4.** Селективность и производительность реактивного ионно-плазменного травления. В отличие от ИПТ при РИПТ рабочим является химически активный газ. Травление происходит как за счет физического распыления ионами, так и в результате химических реакций между свободными атомами, ионами и радикалами, образующимися в плазме, и находящимися с ней в контакте поверхностными атомами обрабатываемых пластин.

В связи с меньшей кинетической энергией химически активных частиц (0,1-0,5 кэВ) процессы РИПТ обладают более высокой селективностью и меньшим радиационным воздействием на обрабатываемые структуры, чем РИЛТ. Однако они уступают РИЛТ в анизотропности травления. Для РИПТ в диодной ВЧ-системе с катодной связью A = (10 - 20), а предельное разрешение составляет L = (0, 4 - 0, 2) мкм. В системе РИПТ с магнитным полем при давлении менее 0,1 Па значение A = (20 - 100) [52].

**5.1.5.** Селективность и «мягкость» плазменного травления. В отличие от РИПТ плазменное травление осуществляется химически активными нейтральными и заряженными частицами с энергией меньше 100 эВ. Такой энергии недостаточно для эффективного физического распыления, но достаточно для разрушения химических связей на пластине, активации химических реакций и стимулирования десорбции образующихся продуктов, что вызывает увеличение скорости травления.

Диапазон рабочих давлений ПТ составляет 50-500 Па, что на порядок выше, чем при РИПТ. Сочетание низкого потенциала и высокого давления обусловливает изотропный характер травления. Вместе с тем обеспечиваются его «мягкость» и высокая селективность. Если селективность в процессах РИПТ, ограниченная физическим распылением материалов, травление которых нежелательно, не очень высока и составляет 5-15, то характерная селективность ПТ равна 10-30. Показатель анизотропии при ПТ обычно не превышает 2-4, что ограничивает предельное разрешение процесса на уровне 1,0-0,7 мкм. **5.1.6.** «Мягкость» и изотропность радикального травления. При РТ пластины не подвергаются воздействию заряженных частиц (электронов и ионов). Для этого они отделяются от плазмы перфорированным металлическим экраном, магнитным полем, разнесением в пространстве или другими способами [52].

В связи с отсутствием бомбардировки ионами и электронами температура пластин и скорость радикального травления значительно ниже, чем при ПТ. Это увеличивает селективность травления материалов. Так, соотношение скоростей травления Si/SiO<sub>2</sub> в CF<sub>4</sub> при ПТ равно 8-10, а при РТ возрастает до 30-50 [52, 108, 114]. В зависимости от конструкции реакторов и способов возбуждения разряда диапазон рабочих давления при РТ составляет от 5 до 500 Па [52]. В связи с высокими давлениями и химической природой протекающих процессов РТ наименее анизотропно по сравнению с другими методами.

Отсутствие воздействия заряженных частиц позволяет применять РТ на заключительных стадиях обработки структур после ПТ, ИТ и ИХТ для удаления нарушенных слоев и очистки поверхностей. Так, в [115] РТ GaAs в Cl<sub>2</sub> использовалось после РИЛТ с целью устранения нарушенных слоев и получения поверхности, необходимой для создания оптоэлектронных интегральных схем.

5.1.7. Производительность и анизотропность ионностимулированного газового травления. Недостатком современных методов ВПТ является несовместимость в одном процессе различных стимулирующих факторов травления с обеспечением независимого управления их параметрами. Это приводит к обеднению функциональных возможностей процессов ВПТ по управлению скоростью, селективностью, анизотропностью, качеством и однородностью обработки пластин. Поэтому все большее распространение получают процессы радиационно-стимулированного травления (РСТ), в которых потоки стимулирующего воздействия и потоки частиц, осуществляющих травление, генерируются и подаются к обрабатываемой пластине независимо друг от друга [52, 113, 116-120]. Наибольшее распространение получили схемы ионно-стимулированного газового травления (ИСГТ) [117]. При ИСГТ удается значительно увеличить скорость (в 5-10 раз по сравнению с РИЛТ) и селективность травления, а также уменьшить термическое и радиационное воздействие на структуру пластин. Посредством выбора комбинаций материал-ион-химически активный газ при ИСГТ получены показатели анизотропии около 100 и разрешение 0,02 мкм [121-123].

Приведенные данные свидетельствуют об отсутствии таких методов ВПТ, которые удовлетворяли бы в одинаковой степени требованиям по обеспечению анизотропности и производительности, селективности и воспроизводимости травления при минимальном радиационном и термическом воздействии на пластины. Методы ИЛТ и РИЛТ обеспечивают высокую анизотропность (~ 100). Однако именно из-за больших значений кинетической энергии ионов неосуществима требуемая селективность травления: их воздействие приводит к нарушению кристаллической структуры полупроводниковых пластин.

В связи с низкими значениями энергии химически активных частиц процессы ПТ и РТ обеспечивают высокую селективность и минимальные термомеханическое и радиационное воздействия на структуру полупроводников. Вместе с тем при этом из-за высоких рабочих давлений проявляется изотропность травления, которая искажает формируемую топологию микросхем.

Повышение направленности движения частиц плазмы возможно при снижении рабочего давления. Однако диапазон рабочих давлений в вакуумно-плазменных системах не выбирается произвольно, а определяется характеристиками электрического разряда, используемого для возбуждения плазмы. Так, при низких давлениях (< 1,0 Па) существование самостоятельного ВЧ-разряда затруднено из-за увеличивающихся потерь заряженных частиц на стенках камеры генерации плазмы [124]. Вакуумирование разряда требует повышения частоты электромагнитного поля вплоть до СВЧ-диапазона, а для уменьшения потерь частиц на стенках и повышения эффективности поглощения СВЧ-энергии необходимо приложение внешнего магнитного поля (для создания условий электронно-циклотронного резонанса [25, 27]).

Кроме того, повышение частоты электрического поля ведет к увеличению критической плотности электронов плазмы [27]:

$$n_{\rm KPHT} = 1,2410^4 f^2 \,[{\rm cm}^{-3}],\tag{5.1}$$

где  $f = \omega/2\pi$  — частота поля [МГц]. Следовательно, оно способствует созданию сильноточных источников, поскольку ионный ток насыщения пропорционален произведению плотности плазмы на квадратный корень из электронной температуры [40, 81]:

$$j_i = 0, 4en_i (2kT_e/M)^{1/2}, (5.2)$$

где  $j_i = I_i/S$  — плотность ионного тока;  $I_i$  — ионный ток; S — сечение выходного отверстия ионного источника;  $n_i$  — концентрация ионов невозмущенной плазмы вблизи указанного отверстия;  $T_e$  — температура электронного газа; M — масса иона.

При использовании СВЧ электромагнитных волн с ЭЦР газовый разряд стабильно поддерживается при давлениях на 2–3 порядка меньших, чем в существующих установках с ВЧ-разрядом, а степень ионизации плазмы возрастает от  $10^{-6}$ – $10^{-4}$  в ВЧ-разрядах до нескольких процентов в СВЧ-разрядах [61, 125–130]. Можно ожидать, что преимущества СВЧ ВПТ выразятся в уменьшении подтравов и улучшении эффективности защитных масок и структуры поверхности пластин в связи с меньшей кинетической энергией химически активных частиц, осуществляющих травление.

#### § 5.2. Низкоэнергетичное травление соединений АЗВ5 в хлорсодержащем газовом СВЧ-разряде

В последние годы исследования механизма и разработка методов вакуумно-плазменного травления соединений типа A3B5 (GaAs, InP, GaP и т. д.) становятся все более актуальными [106, 131-133]. Это связано с их использованием в производстве лазеров (лазерных зеркал), световодов, приемно-передающих и коммутирующих устройств оптоэлектроники, сверхбыстродействующих устройств микро- и наноэлектроники. Особая роль здесь принадлежит методу СВЧ ВПТ [134-136]. Выбор метода ВПТ диктуется главным образом требованиями обеспечения высоких анизотропности, селективности и качества поверхности при возможности варьирования в широких пределах скорости травления [106, 137-140]. В работе [132] в результате исследований ВЧ ВПТ GaAs при давлении рабочих газов в интервале 13,3-133 Па сделан вывод о том, что низкой энергии ионов при ПХТ (10-100 эВ) недостаточно для эффективного удаления труднолетучих продуктов химических реакций с поверхности полупроводника. Высказывается предположение, что процессы ионно-стимулированной десорбции должны быть более эффективны при ионно-химическом травлении с энергией ионов от 200 до 1000 эВ. Аналогичные выводы имеются и в других работах (см. например, [106]). С другой стороны, известно, что в силу физико-химических особенностей арсенида галлия производство приборов на его основе необходимо осуществлять в сверхвысоком вакууме при минимальном энергетическом воздействии ионов на поверхность. Специфика этого материала состоит в том, что при падении на его поверхность частиц с энергией свыше 60-100 эВ происходит деструкция, приводящая к деградации характеристик диодов Шоттки [115, 136, 140, 141].

Наиболее эффективным травителем соединений АЗВ5, в частности GaAs, является хлорсодержащая плазма. Причина состоит в лучших десорбционных свойствах продуктов реакции элементов 3-й и 5-й групп с хлором, чем при использовании других галогено-, водородоили кислородосодержащих газов. К сожалению, применение хлорсодержащей плазмы имеет много отрицательных последствий из-за ее токсичности, сильной деструкции органических резистивных масок и воздействия на откачные средства [52, 53, 93, 96, 137].

Основным недостатком использования различных хлоруглеродосодержащих газов (CCl<sub>4</sub>, CF<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub>, CFCl<sub>3</sub> и т.п.) при ВПТ GaAs является осаждение углеродных пленочных покрытий, которые с течением времени замедляют и останавливают травление. Добавки аргона (от 10 до 80%) не исключают их осаждения. Положительные результаты получены при использовании смесей хлорсодержащих газов с добавками кислорода (рис. 5.4) [138]. При разных его концентрациях в смеси с CCl<sub>4</sub> зависимости скорости низкоэнергетичного СВЧ ВПТ GaAs от ускоряющего напряжения имеют различный характер. При недостатке кислорода скорость травления уменьшается с увеличением ускоряющего напряжения (кривые 2 и 3 на рис. 5.5). Причиной этого, как показал Оже-анализ травленой поверхности GaAs, являются углеродные покрытия, интенсивность осаждения которых пропорциональна плотности тока, возрастающего с увеличением вытягивающего напряжения. При оптимальном составе смеси  $CCl_4 + O_2$  (20–30%) скорость травления при увеличении вытягивающего напряжения, напротив, увеличивается (кривая 1 на рис. 5.5).



Рис. 5.4. Зависимости скорости травления GaAs от содержания  $O_2$  в CCl<sub>4</sub> +  $O_2$  ( $p = 8 \cdot 10^{-2}$  Па; P = 375 Вт):  $I - U_{yc} = -70$  В;  $2 - U_{yc} = -100$  В;  $3 - U_{yc} = -150$  В



Рис. 5.5. Влияние содержания  $O_2$  в смеси  $CCl_4 + O_2$  на зависимость скорости СВЧ ВПТ GaAs от ускоряющего напряжения: 1 - 20%; 2 - 10%; 3 - 0%

Зависимость скорости СВЧ ВПТ GaAs от температуры имеет пороговый характер (рис. 5.6). При этом динамика ее роста зависит от приложенного ускоряющего электрического поля: чем выше плотность тока и энергия ионов, тем выше темп возрастания скорости и ее величина. При T > 200 °C рост скорости прекращается.



Рис. 5.6. Влияние ускоряющего напряжения на скорость травления GaAs в зависимости от температуры подложки при  $p = 6, 3 \cdot 10^{-2} \,\Pi a$  и  $\omega_H/\omega = 1$  в смеси  $\text{CCl}_4 + 20\%\text{O}_2$ :  $1 - U_{yc} = -100 \,\text{B}$ ;  $2 - U_{yc} = -50 \,\text{B}$ 

Характер зависимости скоростей травления GaAs от давления смеси CCl<sub>4</sub> с 20% кислорода, так же как и при травлении кремния в CF<sub>4</sub>, определяется величиной ускоряющего напряжения. В отсутствие внешних электрических полей или при небольших их значениях (< 100 B) максимум скорости наблюдается при p = 0, 1 Па. При увеличении давления до 10 Па она уменьшается в 3-4 раза и составляет  $(0,3-0,5) \cdot 10^{-2}$  мкм/мин. С увеличением  $U_{vc}$  от -(50-100) В до -250 В скорость возрастает в 3-4 раза, а ее максимум наблюдается при p = (0, 1-0, 5) Па. При давлении смеси p < 0, 1 Па имеют место линейные зависимости скорости травления и плотности ионного тока от ускоряющего напряжения в интервале от -50 до -300 В (рис. 5.7). При любом фиксированном значении ускоряющего напряжения из этого интервала скорость высоковакуумного СВЧ ВПТ GaAs линейно возрастает с увеличением плотности ионного тока. Отклонение от линейной зависимости происходит при давлениях смеси газов выше 0,1-0,5 Па, когда степень ионизации становится меньше 1%.



Рис. 5.7. Зависимости скорости травления GaAs (пунктир) и ионного тока на подложку (сплошная линия) от ускоряющего напряжения в смеси  $\operatorname{CCl}_4 + \operatorname{HCl} + \operatorname{O}_2$ :  $1 - 0,1 \operatorname{\Pia}$ ;  $2 - 5 \cdot 10^{-2} \operatorname{\Pia}$ 

Кроме добавок кислорода, другим способом устранения осаждения полимероподобных углеродных покрытий является использование безуглеродных галогеносодержащих газов, таких, как HCl и Cl<sub>2</sub>. Характер зависимостей скоростей травления GaAs в этих газах от основных параметров процесса СВЧ ВПТ (температуры, давления, плотности тока и т.д.) остается таким же, как в случае смесей углеродосодержащих газов с кислородом. Однако при этом скорости травления возрастают на 1,5-2 порядка, а воспроизводимость и качество поверхности, как правило, ухудшаются. Улучшение качества поверхности достигается при использовании смесей HCl и Cl<sub>2</sub> с аргоном при давлении не более 0,1 Па и ускоряющих напряжениях не более 300 В. На участках насыщения зависимости скорости травления от ускоряющего напряжения скорость СВЧ ВПТ GaAs в чистом хлоре оказывается примерно в 2 раза выше, чем при травлении в HCl (рис. 5.8). Вместе с тем пороговое напряжение начала травления в Cl<sub>2</sub> больше, чем в HCl. Если при СВЧ ВПТ в CCl<sub>4</sub> + O<sub>2</sub> (20%) порог травления составляет -50 В при хорошей воспроизводимости процесса, то для HCl и Cl<sub>2</sub> он возрастает до -100 и -200 В соответственно.



Рис. 5.8. Зависимость скорости травления GaAs в различных газах от ускоряющего напряжения (p = 0, 1 Па)

Снижение пороговых энергий травления, а также улучшение воспроизводимости и качества поверхности при сохранении высокой его скорости могут быть достигнуты за счет оптимизации состава хлорсодержащей газовой смеси. Для этого в наибольшей степени подходит смесь газов с соотношением компонентов HCl: CCl<sub>4</sub>: O<sub>2</sub> = = 1:1:0,5 [142]. После высоковакуумного низкоэнергетичного CBU ВПТ GaAs в указанной смеси газов при  $U_{yc} = -50$  В наблюдаются ямки травления, количество которых на единице площади соответствует плотности точечных дефектов, характерных для данного типа GaAs (~10<sup>8</sup> см<sup>-2</sup>). При CBU ВПТ до  $U_{yc} = -100$  В поверхность остается однородной с высоким качеством обработки. Появление шероховатости фиксируется при вытягивающих напряжениях больше -200 В (рис. 5.9).

При увеличении давления и СВЧ-мощности одновременно с увеличением скорости травления ухудшается качество поверхности. При



Рис. 5.9. Качество поверхности СВЧ ВПТ GaAs в зависимости от ускоряющего напряжения: *а*) -100 В; *б*) -500 В; *в*) -1000 В

больших давлениях (более 5–10 Па) поверхность GaAs приобретает шероховатый характер в виде ямок травления диаметром и глубиной до нескольких сотен ангстрем.

Оценка качества поверхности планарных фотодетекторов с двойным барьером Шоттки-Мотта [143-145], сформированных на GaAs после CB4 BIT в смеси HCl + CCl<sub>4</sub> + O<sub>2</sub>, показала, что их фоточувствительность увеличивается в 2–3 раза по сравнению с контрольными образцами, полученными с использованием стандартной жидкостной химической обработки или при CB4 BIT в других газовых смесях. Это может быть обусловлено уменьшением скорости рекомбинации носителей вследствие удаления в процессе низкоэнергетичного CB4 BIT аморфизованного поверхностного слоя GaAs, а также пассивацией атомарным водородом рекомбинационно активных центров в кристаллической решетке GaAs, присутствующим в плазме с данным составом газовой смеси.

Уменьшение поверхностного и бокового дефектообразования при низкоэнергетичном высоковакуумном СВЧ ВПТ было выявлено также и в работе [131] при создании топологических структур субмикронных размеров в виде проводящих («квантовых») мостиков и петель в  $n^+$ -GaAs на изолирующей подложке из того же материала (рис. 5.10). Травление осуществлялось через маску хрома в смеси газов  $HCl: CCl_4: O_2 = 1: 1: 0, 5.$  Ширина тестовых перемычек и глубина составляли 0,4-1,0 мкм и 0,2 мкм соответственно. Оценка дефектообразования осуществлялась по величине проводимости n<sup>+</sup>-GaAs-мостика с различной шириной. Определялась его ширина, при которой проводимость прекращается. Измерения проводились как при комнатной, так и при более низких температурах. Из зависимостей нормированной проводимости от ширины проводящих «мостиков» следовало, что с уменьшением вытягивающих напряжений ширина перемычки с «разрывом цепи» уменьшается и при  $\dot{U}_{vc} = -50 \,\mathrm{B}$  составляет менее 0,05 мкм. Это более чем в 3 раза меньше минимальной ширины проводящего канала, полученного с использованием ВЧ реактивного ионного травления в  $CCl_2F_2$ : Не в работе [146].

На рис. 5.11 приведены Оже-зависимости элементного состава поверхности GaAs после СВЧ ВПТ с различной энергией ионов



Рис. 5.10. Полученное с помощью РЭМ изображение «квантовых» мезаструктур на  $n^+$ -GaAs, изготовленных низкоэнергетичным травлением в ЭЦР СВЧ-плазме (ширина линий 0,1 мкм)

в смеси HCl: CCl<sub>4</sub>: O<sub>2</sub> от глубины послойного стравливания аргоновым пучком с энергией 3,5 кэВ [131]. В поверхностных слоях наблюдается дефицит мышьяка. Глубина обеднения составляет около 40 Å при  $U_{yc} = -50$  В. При увеличении ускоряющего напряжения до -(150-200) В она возрастает до 60-70 Å.



Рис. 5.11. Ожэ-профили концентрации элементов после СВЧ ВПТ GaAs с различной энергией ионов: *a*) 0 эВ; *б*) 50 эВ; *в*) 150 эВ; *c*) 200 эВ (1 – As; 2 – Ga; 3 – C; 4 – O)

С ростом энергии ионов, кроме увеличения глубины слоя с дефицитом As, наблюдается также уменьшение его содержания на поверхности. Разность концентраций Ga и As на поверхности увеличивается от 20% при  $U_{vc} = -50$  B до 50-55% при  $U_{vc} = -200$  B.

Осаждение углерода в виде полимерных пленочных покрытий на поверхности GaAs зависит от состава и давления смеси, а также от ускоряющих напряжений. При давлении смеси HCl:  $CCl_4: O_2$ , равном 0,1 Па, содержание углерода практически линейно уменьшается от 17–18% при  $U_{yc} = -50$  В до 5–6% при  $U_{yc} = -200$  В. С уменьшением же давления до  $5 \cdot 10^{-2}$  Па оно уменьшается с указанным ростом

напряжения от 12 до 3-4 % соответственно. При фиксированных давлении и вытягивающем напряжении осаждение углерода возрастает с увеличением плотности тока. При  $P = 5 \cdot 10^{-2}$  Па и  $U_{yc} = -100$  В увеличение тока ионного пучка от 30 до 150 мА увеличивает концентрацию углерода на поверхности GaAs от 10-12 до 15-20 %.

Специфика высоковакуумного низкоэнергетичного СВЧ ВПТ соединений АЗВ5 состоит в различной летучести галоидов 3-й и 5-й групп. Об этом свидетельствуют пороговый характер зависимости скорости травления GaAs от температуры и Оже-анализ элементного состава поверхности при различных параметрах процесса. Летучесть галоидов 3-й группы в типичных условиях вакуумно-плазменного травления оказывается значительно меньше, чем летучесть галоидов 5-й группы. Это приводит к обогащению поверхности в процессе травления нелетучими компонентами. Удаление продуктов реакций элементов 3-й группы возможно либо путем повышения температуры, либо посредством физического распыления ионными пучками [115, 135].

Давление паров хлоридов элементов 5-й группы при 20 °C составляет около 10<sup>3</sup> Па, а давление паров хлоридов 3-й группы, в частности GaCl<sub>3</sub>, не превышает 0,8 Па. Температура же кипения GaCl<sub>3</sub> при нормальных условиях составляет 201 °C [41]. Этим значением ограничивается сверху интервал температур, в пределах которого термодесорбция продуктов травления GaAs в хлорсодержащих газах является лимитирующей стадией. При T > 200 °C скорость травления от температуры практически не зависит. Это свидетельствует об изменении лимитирующей стадии. Здесь определяющими становятся энергия и плотность тока ионов (см. рис. 5.8).

Зависимость пороговой величины энергии ионов, при превышении которой оказывается возможным травление GaAs, от вида хлорсодержащего газа (от 50 эВ для CCl<sub>4</sub> + O<sub>2</sub>(20%) до 200 эВ для Cl<sub>2</sub>) объясняется их различной реакционной способностью по отношению к собственному окислу GaAs. О его наличии свидетельствуют Оже-спектры поверхности GaAs до и после низкоэнергетичного СВЧ ВПТ в плазме Cl<sub>2</sub> при давлении 5 · 10<sup>-2</sup> Па. Особенно сильные спектры, соответствующие окислу GaAs, наблюдались при высоковакуумном СВЧ ПТ через SiO<sub>2</sub> и алюминиевую маски. При травлении через маски из ванадия, золота и хрома образования окисных фаз не обнаруживалось, а скорость травления была выше, чем в предыдущем случае [131]. Подтверждением влияния окисного слоя на процесс высоковакуумного низкоэнергетичного СВЧ ПТ GaAs является также и резкое увеличение его скорости (до 2-5 мкм/мин) и воспроизводимости, которое наблюдалось при травлении в Cl<sub>2</sub> с нагревом до 500 °C. В этом случае происходит удаление окисного слоя GaAs за счет термодесорбции кислорода [147, 148].

Существованием природного или приобретенного в процессе высоковакуумного низкоэнергетичного СВЧ ПТ окисного слоя можно объяснить низкую воспроизводимость скорости травления этого материала

134

в HCl и, особенно, в Cl<sub>2</sub>, который с окислами GaAs не взаимодействует. Взаимодействие же с GaAs осуществляется за счет проникновения ионов хлора через тонкий окисный слой, для чего требуется сравнительно высокая пороговая энергия. При травлении в HCl или смеси  $CCl_4 + O_2(20\%)$  данный процесс облегчается частичным восстановлением окислов GaAs атомарными водородом и углеродом. Восстановительные процессы снижают пороговую энергию ионов и улучшают воспроизводимость травления, хотя его скорость в этих случаях имеет меньшую величину по сравнению с травлением в чистом  $Cl_2$ . Ионная бомбардировка стимулирует десорбцию продуктов травления и адсорбцию атомов, входящих в состав ионов. Так обеспечивается реагентом химическая часть процесса травления на поверхности GaAs при его недостатке в газовой фазе при низком давлении. Об этом свидетельствует линейная зависимость скорости травления от плотности ионного тока (см. рис. 5.7).

Таким образом, оптимизацию низкоэнергетичного CBЧ ВПТ соединений A3B5 следует проводить, с одной стороны, в условиях конкурирующих процессов осаждения углеродосодержащих покрытий и образования окисных фаз, замедляющих травление, в случае применения хлорсодержащих газов (CCl<sub>4</sub>, CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>, CCl<sub>3</sub>F и т. д.) с добавками кислорода, а с другой — при необходимости постоянного удаления природного и приобретенного в процессе окисного слоя и продуктов травления GaAs. При низкой энергии ионов это обеспечивается выбором состава газа и режима генерации плазмы с высокими плотностью ионного тока и концентрациями возбужденных фрагментов хлоруглеродосодержащих химически активных частиц, способствующих восстановлению окисного слоя, и свободного хлора, ответственного за травление основного материала.

Посредством выбора режима генерации СВЧ-плазмы и состава газовой смеси с учетом различных предъявляемых к процессу требований может быть реализован широкий диапазон скоростей травления соединений АЗВ5: от 0,1–0,01 мкм/мин до 0,5–1,0 мкм/мин.

# § 5.3. Сверхвысокочастотное ВПТ металлических пленок

Интерес к «сухому» травлению тонких пленок алюминия, золота, ванадия, молибдена и хрома обусловлен их широким применением в технологии интегральных схем [53, 96, 99]. При предъявлении к металлизации специальных требований (например, в случае высокой плотности тока, превышающей  $1 \cdot 10^5 \, \text{A/cm}^2$ ) используют другие металлы или их многослойные комбинации (Мо-Au, Cr-CuAu и т.п.). Кроме того, вследствие недостаточной плазмостойкости органических резистивных масок металлические пленки широко применяют в качестве маскирующих покрытий при создании топологических структур

в полупроводниковых пластинах [52, 93]. Во всех случаях сначала на подложку осаждается металлическая пленка (толщиной 0,05–1 мкм), а затем в ней вытравливается необходимый топологический рисунок.

Особенности травления тонких пленок алюминия (по сравнению с другими металлами) обусловлены присутствием на его поверхности естественного окисла Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной от 3 нм и более, физико-химические свойства которого существенно отличаются от свойств А1 [96]. Травление А1 осуществляют в хлорсодержащих газах посредством образования квазилетучего соединения AlCl<sub>3</sub>, имеющего температуру возгонки при нормальных условиях 177 °С. Оксидная пленка алюминия не реагирует ни с молекулярным, ни с атомарным хлором. Более того, в течение травления она может возобновляться из-за присутствия в остаточной атмосфере и рабочем газе водяных паров и кислорода, что делает процесс невоспроизводимым [53, 93, 98]. По этой причине травление алюминиевых пленок осуществляется при предварительном ионном распылении или химическом восстановлении Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Соответствующая стадия травления носит название индукционного периода [53]. Ее длительность зависит как от условий получения и хранения пленок алюминия, так и от режима плазменной обработки и вида используемого рабочего газа.

При СВЧ ВПТ алюминиевых пленок используют хлорсодержащие газы CF<sub>3</sub>Cl, CCl<sub>4</sub>, HCl и Cl<sub>2</sub>, а также их смеси. При этом ВПТ алюминия свойственен пороговый характер с быстрым выходом на насыщение зависимостей скорости травления от температуры и ускоряющего напряжения. Сверхвысокочастотное ПТ алюминия осуществляют при температуре более 140 °С и ускоряющем напряжении, превышающем 300 В. В отсутствие нагрева наблюдается возникновение на пленке рыхлого белого осадка. Наиболее воспроизводимые результаты получены при использовании газовой смеси HCl + CCl<sub>4</sub> в соотношении 7:2 и давлении P = 0, 1 Па [149]. При ускоряющем напряжении 400 В и плотности ионного тока 0,3 мА/см<sup>2</sup> с внешним подогревом до 170-180°С наблюдаются следующие закономерности процесса СВЧ ВПТ пленок алюминия: 1) в течение первых пяти минут процесса изменения в структуре поверхности отсутствуют; 2) в интервале времени от 5 до 8 мин зарождаются блистеры — небольшие пузырьки сферической формы на поверхности пленки (рис. 5.12, а); 3) в интервале 8-10 мин наблюдаются бурный рост и объединение блистеров в пузырьки размером 1-5 мкм (рис. 5.12, б); 4) при обработке в плазме в течение 12-15 мин блистеры достигают максимального размера и разрушаются (рис. 5.12, в), в результате чего алюминиевая пленка удаляется (рис. 5.12, *г*).

Длительность процесса СВЧ ВПТ алюминиевых пленок толщиной 0,5–1,5 мкм составляет около 18 мин. Увеличение энергии ионов до 1000 эВ на нее не влияет. Существенное влияние оказывает только плотность ионного тока: при ее увеличении от 0,3 до 0,5 мА/см<sup>2</sup> длительность процесса уменьшается до 8–10 мин.



Рис. 5.12. Кинетика СВЧ ВПТ алюминиевой пленки с внешним подогревом

Можно выделить два основных этапа процесса: кинетический, который связан с проникновением ускоренных ионов и радикалов через слой естественного окисла в матрицу алюминиевой пленки, и гидродинамический, на котором осуществляется миграция продуктов реакции атомов хлора с алюминием под слоем окисла с образованием газонаполненных пор (микропузырей). На втором этапе происходит коагуляция газовых пузырей, которые достигают такого размера, что давление в них в основном уравновешивается силами поверхностного натяжения пленки  $Al_2O_3$ . Термическая активация приводит к изменению объема (уменьшению плотности газов), происходят разрушение (разрыв) окисной пленки и интенсивный выход продуктов реакции. Травление не защищенной естественным окислом пленки алюминия идет с большой скоростью и на общую длительность процесса практически не влияет [149].

Оптимальным составом для СВЧ ВПТ пленок золота является смесь газов CCl<sub>4</sub> и O<sub>2</sub> в соотношении 2:1. При этом наблюдается корреляция скорости травления, а также плотности ионного тока и давления газовой смеси при различных ускоряющих напряжениях с максимумом при p = 0, 1 Па. При указанном давлении увеличение ускоряющего напряжения от нуля до -500 В приводит к увеличению скорости травления от  $2 \cdot 10^{-2}$  до  $10 \cdot 10^{-2}$  мкм/мин.

Оптимизация СВЧ ВПТ хромовых пленок осуществлялась в смеси  ${\rm CCl}_4 + {\rm O}_2$ . При содержании в ней 38–40% кислорода и общем давлении 0,1 Па скорость травления пленок хрома имеет максимум  $(0,3-0,4)\cdot 10^{-2}$  мкм/мин. При изменении содержания  ${\rm O}_2$  на 5–10% скорость травления снижается более чем на порядок.

Сверхвысокочастотное ВПТ пленок ванадия и молибдена производится в плазме  $CF_4: O_2 = 2: 1$ . Существенное влияние на процесс травления этих пленок оказывает ускоряющее напряжение. В его отсутствие травления V не наблюдается, а травление Мо осуществляется только при  $P > 10 \, \Pi a$ . При ускоряющем напряжении более 500 В и  $P = 0, 1 \, \Pi a$  скорости травления составляют (8–10)  $\cdot 10^{-3} \, \text{мкм/мин}$  для V и (1–2)  $\cdot 10^{-3} \, \text{мкм/мин}$  для Мо.

### § 5.4. Плазмостойкость резистов при СВЧ ВПТ

Применение в микроэлектронике литографических методов и плазменного травления вынуждает исследователей изучать процессы разрушения органических полимерных материалов под воздействием плазмы с целью изыскания методов повышения их плазмостойкости, выбора режимов оптимального их использования в качестве маскирующих покрытий, а также удаления в кислородной плазме после завершения литографического цикла [150–152].

На рис. 5.13 приведены зависимости от давления скорости СВЧ ВПТ в кислородной плазме негативного электронного резиста (ЭРН), находящегося под «плавающим» потенциалом. Видно, что она тем больше, чем глубже вакуум и чем меньше расход газа. На рис. 5.14 для сравнения представлены зависимости «собственной» температуры подложки с нанесенным слоем резиста от давления при различных расходах плазмообразующего газа. Как следует из рисунка, вакуумирование (снижение давления от 100 до 1 · 10<sup>-2</sup> Па) приводит к повышению температуры резиста от 300 до 378 К.



Рис. 5.13. Зависимость скорости травления ЭРН от давления  $O_2$  в СВЧ-реакторе при различном расходе газа:  $I - 5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^3/\text{c}$ ;  $2 - 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^3/\text{c}$ ;  $3 - 2, 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^3/\text{c}$ 

Позитивный электронный резист (ЭРП) и позитивный фоторезист (ФРП), в отличие от ЭРН, имеют на зависимостях скорости травления от давления максимум при 0,1 Па, а их разрушение при повышении «собственной» температуры резиста в плазме не является существенным.

На рис. 5.15 приведены зависимости скорости травления различных типов резистов от электрического потенциала на подложкодержателе. Скорости травления ЭРН и ФРП проявляют противоположные за-



Рис. 5.14. Зависимость «собственной» температуры подложки от давления при различном расходе газа:  $1 - 5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^3/\text{c}$ ;  $2 - 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^3/\text{c}$ ;  $3 - 2, 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^3/\text{c}$ 

кономерности: ЭРН имеет максимум (1,66 нм/с) при отрицательном потенциале (-100 В), а ФРП — максимум (0,6 нм/с) при положительном потенциале (+100 В). Для ЭРП максимальная скорость травления (0,8 нм/с) реализуется при «плавающем» потенциале на подложке (-20 В).



Рис. 5.15. Зависимости скоростей травления ЭРН (1), ЭРП (2) и ФРП (3) от потенциала на подложкодержателе

Температурная зависимость скоростей травления резистов в спрямляющих (логарифмических) для давления и обратных для абсолютной температуры координатах распадается на два практически линейных участка при любом заданном расходе газа (на рис. 5.16 в качестве примера рассмотрено травление ЭРН). Большему расходу и меньшему давлению соответствует меньшая эффективность использования кислорода в процессе травления, причем прокачка является преобладающим фактором по сравнению с температурой и давлением.

Энергии активации процесса, вычисленные по угловому коэффициенту спрямленного представления температурной зависимости скорости травления (уравнение Аррениуса:  $\lg V - 1/T$ , где V — скорость травления; T — температура по абсолютной шкале), равны 24,1–30,9 кДж/моль для интервалов температур 305–340 К и давлений 100–0,5 Па (низкотемпературная область, низкий вакуум) и 5,6–



Рис. 5.16. Зависимость скорости травления ЭРН от температуры и давления при различном расходе газа:  $I = 5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^3/\text{c}; 2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^3/\text{c}; 3 = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^3/\text{c}$ 

7,6 кДж/моль для интервалов температур 340–378 К и давлений 0,5– 0,01 Па (высокотемпературная область, глубокий вакуум). Энергии активации процессов травления ЭРН и ФРП в низкотемпературной области составляют 28,5 и 51,9 кДж/моль соответственно.

Близость энергий активации процессов травления ЭРН и ЭРП в низкотемпературной области (24,1 и 28,5 кДж/моль соответственно) свидетельствует об одинаковом механизме их деструкции. В высокотемпературной же области их механизмы деструкции различаются. Здесь как ЭРП, так и, особенно, ФРП, обладающий в низкотемпературной области большей энергией активации, оказываются значительно более чувствительными к электронно-ионной и термической активации, чем ЭРН. Если для ЭРН преобладающим является химический механизм взаимодействия с активированными газовыми частицами с сильной зависимостью от температуры, то для ЭРП и ФРП преобладающим оказывается зарядовый механизм деструкции с высокой энергией активации процесса и сильной зависимостью от концентрации и вида заряженных частиц.

Правильный выбор типа резиста и режима СВЧ вакуумноплазменного воздействия может обеспечить эффективное его использование при СВЧ ВПТ различных материалов микроэлектроники.

### Глава б

## СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЕ ТРАВЛЕНИЕ КРЕМНИЕВЫХ МАТЕРИАЛОВ

### § 6.1. Скорость и селективность СВЧ-травления

Плазмохимическое травление кремниевых материалов осуществляется двумя основными группами галогеносодержащих газов (основанных на фторе и на хлоре). Наиболее распространены фторсодержащие реактивы, поскольку они действуют на фоторезисты и вакуумные масла откачных средств менее агрессивно, чем реактивы с Cl. В качестве источника фтора используются газы CF<sub>4</sub>, SF<sub>6</sub>, XeF<sub>2</sub>, NF<sub>3</sub> и т. п.

При СВЧ вакуумно-плазменном травлении под плавающим потенциалом при пробочной конфигурации магнитного поля с  $\omega_H/\omega = 1$ зависимости скорости травления моно- и поликристаллического кремния от давления CF<sub>4</sub> имеют два максимума (рис. 6.1). В первом максимуме, который находится в диапазоне давлений (3,2–8) · 10<sup>-2</sup> Па, скорости травления в 3–4 раза меньше, чем во втором. Второй, более низковакуумный максимум, в котором скорости травления достигают (7–8) · 10<sup>-2</sup> мкм/мин, расположен в диапазоне давлений от 1 до 5 Па. В случае диоксида кремния наблюдается один максимум, расположенный в том же диапазоне давлений, что и высоковакуумный максимум для кремния.

Влияние внешнего магнитного поля на травление этих материалов в области высоковакуумного максимума продемонстрировано на рис. 6.2. С увеличением индукции магнитного поля скорости травления кремниевых материалов увеличиваются.

При СВЧ-травлении с приложением ускоряющего электрического поля к подложкодержателю наиболее сильные изменения скоростей травления происходят в высоковакуумной области (рис. 6.3). Если при низких ускоряющих напряжениях (от -50 до -100 В), так же как и в случае СВЧ-травления с плавающим потенциалом, на зависимости скорости травления кремния от давления СF<sub>4</sub> имеется два максимума, то при  $U_{\rm yc} > -200$  В скорость травления в высоковакуумной области возрастает в 6-8 раз, а низковакуумный максимум сглаживается. При  $U_{\rm yc} > -400$  В наблюдается один максимум при 0,1 Па. При давлениях в диапазоне от 10 до 100 Па скорости травления кремния в режимах РИП и плазмохимического травления с плавающим потенциалом различаются несущественно. Это обусловлено малым влиянием вытягива


Рис. 6.1. Зависимости от давления CF<sub>4</sub> скорости CBЧ вакуумно-плазменного травления кремния и диоксида кремния под плавающим потенциалом



Рис. 6.2. Зависимости скоростей травления кремния и диоксида кремния от давления CF<sub>4</sub> при P = 300 Вт и различных отношениях  $\omega_H/\omega$ : 1 - 1.5; 2 - 1.3; 3 - 1.0

ющих напряжений на плотность токов, извлекаемых из СВЧ-реактора при больших давлениях.

Скорости травления кремния и диоксида кремния в области высоковакуумного максимума коррелируют с зависимостями от давления плотностей токов ионов при различных ускоряющих напряжениях (см. рис. 2.5, б). Взаимосвязь между ними представляется в первом приближении линейной. При давлении больше 0,5 Па такой корреляции не наблюдается: с увеличением давления уменьшаются плотности ионных токов, но возрастают скорости травления моно- и поликристаллического кремния. Зависимости скоростей травления кремния от давления CF<sub>4</sub> в области p > 1 Па хорошо коррелируют с соответствующими зависимостями интенсивностей свечения возбужденных линий F\* с  $\lambda = 703$ 



Рис. 6.3. Зависимости скорости СВЧ РИП-травления кремния от давления CF<sub>4</sub> + O<sub>2</sub>(20%) при различных U<sub>yc</sub>: 1 - 50 B; 2 - 200 B; 3 - 400 B

и 712 нм, а также линий продуктов реакций  $F^*$  с кремнием (SiF\*, 440 нм) и CO\* (515 нм) при травлении кремния в CF<sub>4</sub> (см. рис. 4.16).

Таким образом, моно- и поликристаллический кремний могут травиться нейтральным возбужденным фтором и его химическими соединениями как в отсутствие ионной бомбардировки, так и при ней. Травление же диоксида кремния в плазме  $CF_4$  осуществляется только при наличии ионной бомбардировки. В связи с различием механизмов процесса селективность травления  $Si/SiO_2$  в зависимости от его параметров может изменяться от 40–100 при давлении  $CF_4$  около 0,1 Па до 2–3 при давлении 6,65  $\cdot 10^{-3}$  Па.

В результате при СВЧ вакуумно-плазменном травлении во внешнем магнитном поле становится возможным управление селективностью травления кремниевых материалов без изменения состава газа и режима генерации СВЧ-плазмы. Это имеет определенную практическую ценность, поскольку позволяет, например, проводить операции глубокого травления кремния для создания мезаструктур и вскрытия контактных окон при использовании диоксида кремния в качестве прецизионной маски с последующим ее удалением в одном технологическом цикле [154].

Зависимости скоростей травления кремниевых материалов от СВЧмощности имеют одинаковый характер: после роста скорости с увеличением мощности до 500-600 Вт наступает насыщение с последующим небольшим ее снижением.

### § 6.2. Качество СВЧ-травления

Актуальной задачей современного полупроводникового материаловедения является получение атомно-чистых поверхностей. Это вызвано высокой чувствительностью электронных свойств материалов к дефектам и неоднородностям структуры. Особенно важными представляются контролируемое создание микроморфологии поверхности кристаллов-подложек, что необходимо для управления плотностью стоков для адатомов, а также определение новых возможностей создания квантово-размерных систем, примером которых могут служить самоорганизующиеся наноструктуры при изготовлении квантовых проволок, латеральных поверхностных сверхрешеток и квантовых точек. Эти задачи обусловлены тенденциями развития твердотельной электроники, направленными на повышение степени интеграции, и переходом к использованию квантово-размерных явлений в двумерных кристаллах.

Известны различные методы получения атомарно-чистых поверхностей материалов [155]. Любой из них имеет определенные преимущества и недостатки. Поэтому универсальной процедуры очистки не существует. Для каждого материала, как правило, требуется индивидуальная методика или даже комбинация нескольких методик. В настоящее время наиболее перспективным методом получения атомарно-чистых поверхностей является низкоэнергетичное ионное травление.

Принято считать [52], что при плазменной обработке выбором режимов (главным образом энергии и дозы облучения ионами) можно, в лучшем случае, не ухудшить состояния поверхности, то есть не вызвать появления новых дефектов. Установлено [156], что с точки зрения структурного состояния поверхности кремния существуют оптимальные условия плазмохимического травления: энергия падающих ионов не должна превышать 500 эВ, а вакуум во время проведения процесса должен быть не ниже 1 Па.

В последние годы среди большого многообразия плазменных технологий важное место занимают технологии на основе СВЧ газового разряда с ЭЦР. Основными преимуществами их применения для получения атомно-чистых поверхностей полупроводниковых материалов служат высокая вакуумная чистота процесса (поскольку плазма является безэлектродной, а рабочие давления в ней могут составлять от 0,01 до 0,1 Па), высокая степень ионизации, которая способна достигать 5–7%, и низкая собственная энергия ионов, определяемая плавающим потенциалом плазмы в 20–30 эВ.

При СВЧ плазменной обработке кремния в CF<sub>4</sub> под «плавающим» потенциалом, когда энергия ионов составляет 20–30 эВ, с уменьшением давления травление поверхности приобретает все более полирующий характер независимо от исходного ее качества (рис. 6.4, *a*). При давлениях 1–10 Па (область низковакуумного максимума скорости травления кремния) высокая скорость травления реализуется через образование «ямок», которое, очевидно, связано с радикально-химической природой процессов, имеющих изотропный характер. С увеличением давления растут скорость образования новых ямок и их диаметр, поэтому неровность края топологических структур возрастает (рис. 6.4, *б*).

Сверхвысокочастотное ВПТ при p = 0, 1 Па с ускоряющим напряжением выше -100 В одновременно с увеличением скорости травления приводит также к ухудшению качества поверхности, которое проявля-



Рис. 6.4. Качество края и поверхности СВЧ ВПТ кремния при различных давлениях в CF4: *а*) 0,1 Па; *б*) 5 Па

ется в виде «шероховатости», а полированная поверхность становится матовой [157].

Кроме давления и ускоряющего напряжения, качество поверхности зависит от температуры, кристаллографической ориентации кремниевой пластины и вида рабочего газа. При СВЧ ВПТ кремния в режиме РИПТ при давлении CF<sub>4</sub> в 0,1 Па и отсутствии внешнего подогрева (T = 60 °C) «шероховатость» начинает появляться при  $U_{yc} > -100$  В. При нагреве пластин до 200–250 °C и ускоряющих напряжениях менее -100 В на поверхности наблюдаются «ямки» травления с размером до 0,05 мкм в диаметре (как в случае низковакуумного травления под «плавающим» потенциалом).

На рис. 6.5 приведены зависимости от электрического смещения на подложкодержателе шероховатости поверхности кремния ориентаций <100> и <111> после его травления в CF<sub>4</sub> и CF<sub>4</sub> + 20%O<sub>2</sub>.



Рис. 6.5. Зависимость шероховатости поверхностей кремния ориентаций <100> (1) и <111> (2) от ускоряющего потенциала на подложкодержателе в процессе СВЧ ВПТ

Видно, что в процессе CB4 плазменного травления в  $CF_4$  при всех смещениях для кремния ориентации <100> она оказывается выше, чем

для кремния ориентации <111>. Как различие в шероховатости, так и сама шероховатость очень слабо возрастают при увеличении положительных смещений и уменьшаются при увеличении отрицательных.

При травлении в CF<sub>4</sub> + 20 %O<sub>2</sub> характер зависимостей шероховатостей существенно иной. Главными отличиями являются существенное снижение шероховатости в области небольших отрицательных смещений и монотонное ее снижение при увеличении положительных смещений.

# § 6.3. Сверхвысокочастотное травление кремниевых пластин различных кристаллографических ориентаций

При производстве кремниевых интегральных схем (ИС), кроме качества структуры поверхности, большое значение имеет выбор кристаллографической ориентации кристаллов-подложек, который предопределен особенностями строения решетки полупроводникового материала и изготавливаемых на его основе приборов. Так, традиционно биполярные схемы формируют на подложках кремния с ориентацией <111>, а МОП-приборы — на подложках с ориентацией <100>. Свойства кремниевых подложек различных ориентаций существенно различаются. Например, плоскости {111} окисляются быстрее, чем {100}, вследствие большой поверхностной плотности упаковки атомов, способных вступать в реакцию окисления [96]. Естественно предположить, что это различие в поверхностных структурах может оказать влияние и на результаты их плазменной обработки в процессе создания ИС.



Рис. 6.6. Зависимости скоростей травления кремния ориентаций <100> (1) и <111> (2) в ЭЦР СВЧ-плазме CF<sub>4</sub> от потенциала смещения на подложкодержателе

На рис. 6.6 приведены зависимости от электрического смещения на подложкодержателе скоростей травления в СВЧ-плазме  $CF_4$ ( $p = 0, 1 \Pi a$ ) пластин монокристаллического кремния кристаллографических ориентаций <100> и <111>. В зависимости от величины и знака смещения можно выделить три области, в которых скорости травления кремния различных ориентаций изменяются друг относительно друга.

При увеличении положительных смещений (область 1, названная нами областью спонтанного химического травления, см. далее) скорости травления кремния являются наиболее низкими и имеют устойчивую тенденцию к уменьшению, причем скорость травления кремния ориентации <111> оказывается выше. При небольших отрицательных смещениях (от 0 до -300 В; область 2, названная областью ионно-индуцированного травления), напротив, скорость травления кремния с ориентацией <100> выше. В третьей области (при смещениях более -350 В; она названа областью ионно-активационного травления) вновь наблюдается превышение скорости травления кремния ориентации <111> над скоростью травления кремния <100>. Скорость травления кремния <100> при отрицательных смещениях практически не зависит от их величины.

Полученные с помощью атомно-силовой микроскопии (ACM) типичные изображения поверхностей кремния <100> после травления в СВЧ-плазме CF<sub>4</sub> для рассматриваемых областей смещений на подложкодержателе приведены на рис. 6.7.



Рис. 6.7. Полученные с помощью атомно-силовой микроскопии изображения поверхности кремния <100> после СВЧ ВПТ в СF<sub>4</sub> при различном смещении на подложкодержателе: *а*)  $U_{yc} > 0$  В (спонтанное химическое травление); *б*) -300 В <  $U_{yc} < 0$  В (ионно-индуцированное травление); *в*)  $U_{yc} < -300$  В (ионно-активационное травление)

На рис. 6.8 представлены зависимости скоростей травления кремния различных ориентаций от потенциала смещения в ЭЦР СВЧ плазме смеси газов  $CF_4 + 20\%O_2$ . Видно, что добавка кислорода в  $CF_4$  оказывает влияние на скорость травления кремния <111> только при небольших отрицательных смещениях. Использование таких смесей при положительных смещениях не является целесообразным, поскольку скорости травления кремния обеих ориентаций при этом снижаются почти в два раза.

Очевидно, что характер зависимостей, приведенных на рисунках 6.6–6.8, определяется концентрацией и видом химически активных частиц, поступивших из плазмы на поверхность кремния при различных по величине и знаку электрических смещениях на подложкодержателе, и структурными особенностями поверхностей кремния



Рис. 6.8. Зависимости скоростей травления кремния ориентаций <100> (1) и <111> (2) в ЭЦР СВЧ плазме CF<sub>4</sub> + 20%O<sub>2</sub> от потенциала смещения на подложкодержателе



Рис. 6.9. Вольт-амперная характеристика СВЧ газового разряда при ЭЦР в хладоне-14

разных кристаллографических ориентаций. Так, из рис. 6.9 видно, что плотности токов заряженных частиц (электронов и химически активных ионов) того или иного вида сильно зависят от величины и знака потенциала смещения на подложкодержателе. При положительных смещениях они во много раз больше, чем при отрицательных.

Параллельными исследованиями с использованием методов массспектрометрии и эмиссионной спектроскопии установлено [20], что при СВЧ ВПТ кремния в CF<sub>4</sub> в составе газовой фазы фиксируются следующие фрагменты молекул рабочего газа и продуктов травления кремния: радикалы F и CF<sub>n</sub> (где n = 0, 1, 2, 3), которые являются продуктами ступенчатой диссоциации CF<sub>4</sub>:

$$\begin{array}{ll} {\rm CF}_4 + E_e & \to {\rm CF}_3{}^* + {\rm F}^* & (E_e = 5, 6\, {\rm 9B}), \\ {\rm CF}_3 + E_e & \to {\rm CF}_2{}^* + {\rm F}^* & (E_e = 3, 9\, {\rm 9B}), \\ {\rm CF}_2 + E_e & \to {\rm CF}^* + {\rm F}^* & (E_e = 5, 12\, {\rm 9B}), \\ {\rm CF}^* + E_e & \to {\rm F}^* + {\rm C} & (E_e = 5, 65\, {\rm 9B}), \end{array}$$

а также CO с длиной волны излучения 515 нм и SiF ( $\lambda = 440$  нм), которые, очевидно, являются продуктами гетерогенных химических реакций.

Наряду с диссоциацией, не менее эффективными в условиях ЭЦР оказываются процессы ионизации частиц газовой фазы. Из анализа значений энергии ионизации молекулы  $CF_4$  и продуктов ее диссоциации, приведенных в табл. 6.1, можно заключить, что наиболее вероятным ионным составом газовой фазы являются положительные ионы  $CF_n$  (где n = 1, 2, 3), а также, в связи с высокой электроотрицательностью фтора, отрицательные ионы  $F^-$ . Поэтому в зависимости от знака электрического смещения на пластины кремния могут поступать: 1) при положительном смещении преимущественно электроны в связи с их высокой подвижностью и отрицательные ионы фтора, а также нейтральные и активированные частицы фтора и  $CF_n$  (где n = 0, 1, 2, 3, 4); 2) при отрицательные и активированные частицы фтора и  $CF_n$  (где n = 0, 1, 2, 3, 4).

Таблица 6.1

Энергии ионизации молекулы CF<sub>4</sub> и ее производных

Ион	$\mathrm{CF}_4^+$	$\mathrm{CF}_3^+$	$\mathrm{CF}_2^+$	$\mathrm{CF}^+$	$\mathbf{F}^+$
Энергия ионизации, эВ	17,8	9,5	13,3	13,81	17,42

Поступление из плазмы двух видов частиц — нейтральных и ионизированных — определяет и два вида взаимодействия с поверхностными атомами при травлении кремния: гетерогенные химические реакции с образованием стабильных летучих соединений и физические эффекты, связанные с ионной бомбардировкой. В режимах СВЧ ВПТ под плавающим потенциалом или при энергиях ионов, не превышающих 100 эВ, когда процессами физического распыления можно пренебречь [52], травление кремния во фторсодержащей плазме может начаться только в результате образования связей Si-F, которые значительно сильнее связей Si-Si и F-F. Однако удаление комплексов Si-F с поверхности кремния по той же причине является сложной задачей. Наиболее вероятными вариантами их удаления с поверхности травления кремния являются: 1) образование промежуточных продуктов химических реакций — адкомплексов SiF<sub>2</sub>, которые сравнительно легко (благодаря низкой пороговой энергии радиационно-стимулированной десорбции, составляющей менее 10 эВ) могут быть десорбированы с поверхности кремния ионным ударом:

$$\operatorname{SiF}_{2 \operatorname{nob}} + E_i \to \operatorname{SiF}_2 \uparrow$$
 (6.1)

(где  $E_i$  — энергия иона, необходимая для десорбции SiF<sub>2 пов</sub>); 2) образование летучего соединения SiF<sub>4</sub> в результате взаимодействия двух адкомплексов SiF<sub>2</sub> между собой. В первом варианте скорость травле-

ния кремния, очевидно, будет пропорциональна плотности тока на подложку и степени заполнения поверхности адкомплексами SiF<sub>2</sub> [158]. При этом кремний удаляется с поверхности материала в виде ненасыщенных соединений SiF<sub>2</sub>. Второй вариант процесса является преимущественным в случае высокой степени заполнения поверхности адкомплексами SiF<sub>2</sub> и интенсивной их поверхностной диффузии при даже сравнительно слабом электронно-ионном воздействии плазмы на поверхность обрабатываемого материала.

В случае положительных смещений скорость травления кремния различных ориентаций в обоих составах рабочих газовых смесей в СВЧ-плазме уменьшается с увеличением плотности тока на подложкодержатель (см. рисунки 6.6, 6.8) и является минимальной во всем исследованном диапазоне смещений. Это свидетельствует о том, что наиболее вероятным механизмом травления кремния в подобном случае является спонтанное химическое травление с образованием легколетучего соединения SiF4 и возникновением достаточно развитой шероховатости поверхности (см. рис. 6.5, а). В данной области смещений шероховатость поверхности кремния при травлении в СВЧ-плазме CF<sub>4</sub> в результате протекания химических реакций между кремнием и фтором, изотропных по своей природе и имеющих сравнительно низкую поверхностную плотность очагов реакций, наиболее высока. При увеличении положительного смещения указанные тенденции усиливаются. Перепад высот между «наноямками» и остальной поверхностью кремния в этом случае достигает 15-20 Å и более при величине положительного смешения 50-100 В.

При отрицательных смещениях на подложкодержателе ионы фтора на поверхность кремния не поступают. Его поверхность покрывается адсорбционными слоями преимущественно  $CF_n$  (где n = 0, 1, 2, 3, 4), и непосредственное образование связей Si-F затруднено. В этом случае развитие процесса травления кремния в плазме  $CF_4$  может происходить благодаря адсорбции и ударной диссоциации как другими ионами, так и самим молекулярным ионом:

$$\operatorname{CF}_n(\operatorname{ras}) + \operatorname{Si} \longrightarrow \operatorname{CF}_n(\operatorname{agc}) + \operatorname{Si};$$
 (6.2)

$$CF_{n}(agc) + Si \xrightarrow{CF_{n}^{+}} CF_{n-1}^{0}(agc) + F^{0} + Si;$$
(6.3)

$$\operatorname{CF}_{n-1}(\operatorname{agc}) + \operatorname{Si} \xrightarrow{\operatorname{CF}_3^*} \operatorname{C}(\operatorname{agc}) + (n-1)\operatorname{F} + \operatorname{Si}.$$
 (6.4)

Реакции (6.3) и (6.4) происходят главным образом в случае так называемой сильной адсорбции молекул рабочего газа или молекул продуктов реакции. В случае слабой адсорбции молекул рабочего газа к бомбардируемой поверхности (низкие рабочие давления) более вероятным является процесс, при котором молекулярный ион, например  $\mathrm{CF}_3^+$ , при ударе о поверхность диссоциирует на атомы углерода и фто-

ра, адсорбирующиеся на активных центрах (ионно-индуцированная, или ударная, диссоциация самого молекулярного иона):

$$CF_3^+ + Si \longrightarrow C(agc) + 3F^0 + Si.$$
(6.5)

Далее процесс травления кремния идет уже известным путем через образование связей Si-F и адкомплексов SiF2 с последующей их десорбцией в результате низкоэнергетичной ионной бомбардировки или образования летучего соединения SiF4. Однако согласно реакциям (6.4) и (6.5) в процессе травления кремния при отрицательных смещениях на его поверхности идет накопление атомов углерода, который благодаря поверхностной миграции может образовывать наноостровки, препятствующие равномерному травлению. В результате скорость травления кремния (особенно ориентации <111>; см. рис. 6.6, кривая 2) при небольших отрицательных смещениях снижается. При дальнейшем увеличении отрицательного смещения за счет увеличения плотности потока и энергии бомбардирующих ионов  $\mathrm{CF}_n^+$  превалирующим становится процесс физического распыления атомов углерода, а также адкомплексов SiF<sub>2</sub>. Скорость травления кремния вновь возрастает и стабилизируется (для кристаллографической ориентации <111>), а шероховатость поверхности травления обнаруживает тенденцию к уменьшению (см. рис. 6.6; при потенциале смещения больше -300 В, когда заметно возрастает коэффициент распыления кремния [52], осуществляется режим ионно-активационного травления; см. рис. 6.8, в).

Кроме физического распыления, удаление адатомов углерода можно осуществить химическим методом. Для этого процесс травления проводится в смеси газов, обычно  $CF_4 + 20\%O_2$  (см. рис. 6.8). В таком случае удаление углерода происходит в результате образования летучих соединений CO и CO<sub>2</sub>. В результате освобождаются оборванные связи кремния, которые вместе со фтором могут образовывать новые летучие продукты реакций, и растет скорость травления. Соответствующие обобщенные химические реакции имеют вид

$$CF_4 + O_2 + E_e \rightarrow CO_2 \uparrow + 4F;$$
 (6.6)

$$4F + Si \to SiF_4 \uparrow, \tag{6.7}$$

где  $E_{\rm e}$  — энергия диссоциации молекулы CF<sub>4</sub>.

Эффект удаления адсорбированного углерода с помощью атомов и ионов кислорода наиболее заметен при небольших отрицательных смещениях, пока отрицательные ионы кислорода еще имеют возможность преодолеть потенциальные барьеры, вызванные их подачей на подложкодержатель. В результате удаления адсорбированных островков углерода характер зависимости шероховатости от смещения в плазме  $CF_4 + 20\%O_2$  существенно изменяется. Она улучшается как при небольших отрицательных, так и при положительных смещениях (см. рис. 6.5, б). В таком случае это происходит за счет частичной пассивации кислородом оборванных связей поверхностного кремния

(образования химических связей Si-O), снижающей интенсивность образования легколетучих соединений  $SiF_4$ , что также выражается в снижении почти в два раза скорости спонтанного химического травления кремния различных ориентаций.

### § 6.4. Механизм и анизотропность высоковакуумного СВЧ-травления

Для простоты анализа механизма низкоэнергетичного (20-50 >B)высокоионизованного вакуумно-плазменного травления кремния во фторсодержащей плазме рассмотрим травление при положительном смещении на подложкодержателе. В этом случае с поверхностью материала взаимодействуют два типа химически активных частиц плазмы: нейтральные возбужденные атомы и ионы фтора. Удаление поверхностных атомов кремния может происходить за счет образования и активированной десорбции низколетучих продуктов взаимодействия кремния и фтора (SiF<sub>2</sub>; см. (6.1)), а также в результате образования стабильных летучих соединений SiF<sub>4</sub>  $\uparrow$  в отсутствие ионного воздействия

$$\operatorname{SiF}_2 + \operatorname{SiF}_2 \to \operatorname{SiF}_4 \uparrow .$$
 (6.8)

Общим для обеих схем удаления кремния с поверхности является процесс адсорбции фтора на ненасыщенных химических связях кремния (активных центрах) с образованием связи Si-F:

$$R \equiv Si + F^0 \rightarrow R = Si - F$$
,

где R — кристаллическая решетка кремния.

Процесс адсорбции описывается теорией Ленгмюра. Согласно этой теории скорость изменения поверхностной концентрации хемосорбированных частиц  $F_a$  можно представить в виде [158]

$$F_a = SF(1 - \vartheta), \tag{6.9}$$

где S — коэффициент хемосорбции; F — поток частиц на поверхность;  $\vartheta$  — степень заполнения поверхности хемосорбированными частицами.

В нашем случае хемосорбируются ионы и радикалы фтора и на поверхности образуется соединение  ${\rm SiF}_2$ . Тогда уравнение (6.9) преобразуется как

$$F_a = 0, 5(S_n F + S_i j)(1 - \vartheta), \tag{6.10}$$

где  $S_n$  и  $S_i$  — коэффициенты хемосорбции для радикалов и ионов фтора; F и j — потоки радикалов и ионов фтора на поверхность соответственно;  $\vartheta$  — степень заполнения поверхности адкомплексами SiF<sub>2</sub>.

Процесс десорбции фтора с поверхности в виде молекул летучего соединения SiF<sub>4</sub>, образующихся по механизму Ленгмюра– Хиншельвуда, можно оценить с помощью следующего выражения:

$$F_s = 1/\left(\tau N_x \Upsilon\right),\tag{6.11}$$

где  $\tau$  — среднее время жизни адкомплекса на поверхности;  $N_x$  — концентрация адкомплексов на поверхности;  $\Upsilon$  — константа скорости химической реакции образования летучего соединения.

В нашем случае  $\tau$  можно представить в виде  $\tau = L/V_{\rm M}$  (где L — среднее расстояние между двумя адкомплексами;  $V_{\rm M}$  — скорость поверхностной миграции адкомплекса). Величина L выражается через среднее расстояние r между центрами адсорбции и степень  $\vartheta$  заполнения поверхности:  $L = r/\vartheta$ .

Скорость миграции адкомплекса по поверхности можно представить в виде

$$V_{\rm M} = r\nu \exp(-E_{\rm M}/kT),$$

где  $E_{\rm M}$  — энергия активации миграции адкомплекса SiF<sub>2</sub>;  $\nu$  — частота колебаний адкомплекса в положении равновесия; T — температура подложки; k — постоянная Больцмана.

Концентрация адкомплексов на поверхности имеет вид

$$N_x = N_s \vartheta,$$

где  $N_s$  — концентрация центров адсорбции на поверхности кремния. Подставляя выражения для  $N_x$  и  $\tau$  в (6.11), получаем

$$F_s = N_s \nu \exp(-E_{\rm M}/kT) \Upsilon \vartheta^2, \qquad (6.12)$$

где  $F_s$  — скорость изменения поверхностной концентрации адкомплексов SiF<sub>2</sub> в результате спонтанного травления.

Скорость изменения концентрации адкомплексов SiF<sub>2</sub> в результате их десорбции под действием ионной бомбардировки равна

$$F_j = Kj\vartheta, \tag{6.13}$$

где K — коэффициент распыления, т.е. вероятность десорбции комплекса SiF<sub>2</sub> при попадании в него иона.

В стационарном случае скорость адсорбции фтора равняется скорости его десорбции с поверхности в виде соединений SiF<sub>2</sub> и SiF<sub>4</sub>:

$$F_a = F_s + F_j. \tag{6.14}$$

Подставляя выражения (6.10), (6.12) и (6.13) в (6.14), получаем уравнение адсорбционно-десорбционного баланса:

$$0,5(FS_n+jS_i)(1-\vartheta) = 0,5N_s\nu\exp(-E_{\rm M}/kT)\Upsilon\vartheta^2 + Kj\vartheta.$$
(6.15)

Решая уравнение баланса (6.15) относительно  $\vartheta$ , можно определить степень заполнения поверхности в зависимости от параметров процесса (давления, плотности ионного тока и температуры подложки). Подставляя же рассчитанные значения  $\vartheta$  в формулы (6.12) и (6.13), получаем зависимости изменения поверхностных концентраций адкомплексов SiF<sub>2</sub> по механизмам спонтанного химического и ионно-индуцированного (физического) травления. Изменения поверхностных концентраций адкомплексов SiF<sub>2</sub> в результате десорбции соответствуют скоростям травления кремния:

$$V_s = 0, 5F_s lpha;$$
  
 $V_j = F_j lpha,$ 

где  $V_s$  — скорость спонтанного травления;  $V_j$  — скорость ионноиндуцированного травления;  $\alpha = M/(N_0\rho)$ ; M — молярная масса кремния;  $\rho$  — плотность;  $N_0$  — число Авогадро.

Суммарная скорость травления кремния равна  $V = V_s + V_j$ . На рисунках 6.10 и 6.11 приведены расчетные зависимости степени заполнения поверхности и скоростей травления кремния от параметров процесса (давления, плотности ионного тока и температуры подложки) при.  $S_n = 4, 26 \cdot 10^{-2}; S_i = 0, 1; N_s = 10^{15} \text{ см}^{-2}; \nu = 10^{12} \text{ с}^{-1}; E_{\rm M} = 0, 98 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}; \Upsilon = 0, 1; K = 0, 8 [158].$ 



Рис. 6.10. Расчетные зависимости степени заполнения поверхности (*a*) и скоростей травления кремния по различным механизмам (б) от плотности ионного тока при  $p = 0, 1 \, \Pi a$  и температурах подложки  $T = 50 \,^{\circ}\text{C}$  (1) и  $T = 200 \,^{\circ}\text{C}$  (2): 1.2 — результирующие скорости при соответствующих температурах; 1.1, 2.1 — скорости ионно-индуцированного травления; 1.2, 2.2 — скорости спонтанного травления; точки — эксперимент

При фиксированном давлении  $p = 0,1 \,\Pi a$  и  $T = 50 \,^{\circ}\text{C}$  расчетная степень заполнения поверхности адкомплексами SiF<sub>2</sub> не превышает 0,5 и плавно снижается за счет роста десорбции SiF<sub>2</sub> при увеличении плотности ионного тока (кривая 1 на рис. 6.10, *a*) согласно выражению



Рис. 6.11. Расчетные зависимости степени заполнения поверхности (a) и скоростей травления кремния по различным механизмам (б) от давления рабочего газа при  $j = 1 \text{ мA/см}^2$  и T = 50 °C: 1 - результирующая скорость; 2 - скорость ионно-индуцированного травления; 3 - скорость спонтанного травления; точки - эксперимент

(6.13). (В отличие от этого расчеты для диапазона изменения давления рабочих газов от 0,1 до 1 Па и фиксированных параметров  $T = 50 \,^{\circ}$ С и  $j = 1 \,\text{мA/cm}^2$  показывают, что степень заполнения поверхности быстро стремится к единице.) Увеличение температуры подложки до 200 °С приводит к снижению на порядок расчетной степени заполнения поверхности от плотности тока на противоположный (кривая 2 на рис. 6.10, *a*). Последнее связано, очевидно, с экспоненциальным возрастанием скорости поверхностной миграции адкомплексов SiF<sub>2</sub> при увеличении температуры подложки. Это обусловливает возрастание скорости спонтанного и снижение скорости ионно-индуцированного травления.

При фиксированной плотности ионного тока ( $j = 1 \text{ мA/cm}^2$ ) и температуре подложки 50 °С величина  $\vartheta$  возрастает с ростом давления в связи с увеличением потока химически активных частиц (ХАЧ) на поверхность (рис. 6.11, *a*).

Вид зависимости  $\vartheta$  от j и p определяет вид аналогичной зависимости для скорости спонтанного травления  $V_s$ , поскольку согласно (6.12)  $V_s \approx \vartheta^2$ . Скорость ионно-индуцированного травления, согласно (6.13), прямо пропорциональна  $\vartheta$  и j (кривая 1.1 на рис. 6.10,  $\delta$ ), что обусловливает близкую к линейной зависимость результирующей скорости травления кремния от плотности ионного тока при низких температурах подложки (кривая 1 на рис. 6.10,  $\delta$ ). При увеличении температуры подложки (T = 200 °C) происходят увеличение скорости спонтанного и одновременное снижение скорости ионно-индуцированного травления (кривые 1 и 2 на рис. 6.10,  $\delta$ ).

#### 156 Гл. 6. СВЧ плазмохимическое травление кремниевых материалов

Модель процесса хорошо коррелирует с экспериментальными результатами. Она объясняет близкую к линейной зависимость скорости травления материалов от плотности ионного тока, характерную для широкого круга плазмохимических процессов, проводимых при низких давлениях рабочих газов, а также изменение механизмов травления с ростом температуры подложки от преимущественно ионно-индуцированного при низких температурах до спонтанно химического при высоких. Очевидно, что подобные изменения в механизме травления при переходе в область низких давлений могут существенно повлиять на качество и анизотропность травления.

Качество обработки поверхности при СВЧ плазмохимическом травлении хорошо коррелирует с его анизотропностью [159]. Так, при СВЧ вакуумно-плазменном травлении кремния в СF<sub>4</sub> под «плавающим» потенциалом с увеличением давления наблюдались увеличение скорости травления и уменьшение его анизотропности. Наиболее сильное уменьшение имеет место в интервале давлений от  $(3-5) \cdot 10^{-2}$  до 1 Па (рис. 6.12). В этом диапазоне давлений, как уже отмечалось, реализуется плазмоподобное изотропное травление. Кроме механизма поступления частиц на пластину непосредственно из газовой фазы, существенную роль здесь играют также и диффузионные процессы на поверхности, которые состоят в следующем.



Рис. 6.12. Анизотропность СВЧ ВПТ кремния при различных давлениях CF<sub>4</sub>: *a*) 10 Па; *б*) 1 Па; *в*) 0,5 Па; *е*) 0,1 Па

Как известно, среднее время жизни адсорбированного атома можно оценить из соотношения [160]

$$\tau = 0, 12/nD,$$

где n — плотность активных центров; D — коэффициент поверхностной диффузии. Если за это время мигрирующий атом фтора оказывается присоединен к свободной связи кремния, то он может принять участие в образовании летучего соединения согласно реакции Si + 4F  $\rightarrow$  SiF<sub>4</sub>. В противном случае он десорбируется. Для анизотропного травления необходимо уменьшать время жизни химически активной частицы не за счет роста коэффициента поверхностной диффузии, которая приводит к подтравливанию, а за счет увеличения количества центров захвата. Этого можно добиться применением ионной бомбардировки [52, 93, 161]. Последнее увеличивает эффективность индуциро-

ванного прилипания частиц в зоне направленного их поступления. Подобные условия реализуются при давлениях газа ниже 0,5–0,1 Па. Здесь возрастает дефицит нейтрального активированного фтора и одновременно усиливается плотность низкоэнергетичного ионного воздействия.

Другим важным условием реализации механизма анизотропного травления является лучеподобное (направленное) поступление химически активных частиц на пластину, которое осуществляется благодаря следующим обстоятельствам. Всякий изолированный образец (пластина), помещенный в плазму, приобретает отрицательный (плавающий) относительно плазмы потенциал. Все падение потенциала происходит в образующейся ионной оболочке, которая параллельна поверхности пластины при любых ее ориентациях. Толщина ионной оболочки определяется выражением Ленгмюра–Чайлда [82, 162, 163]:

$$d_{is} = (2/3)^{5/4} (i_{i0}/\varepsilon_0)^{-1/2} (M/e)^{-1/4} (-V_f)^{3/4},$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума;  $i_{i0}$  — ионный ток насыщения; M — масса иона;  $V_f$  — плавающий потенциал.

При СВЧ ВПТ плавающий потенциал и плотность ионного тока составляют от 17 до -20 В и  $0.5 \text{ мA/см}^2$  соответственно. Расчет по последней формуле дает толщину ионной оболочки  $d_{is} = (0,3-0,5)$  мм.

В неизотермической СВЧ-плазме низкого давления  $kT_i \ll kT_e$ и  $kT_i \ll |eV_f|$ . В результате ионы, находящиеся в оболочке, независимо от направления начальной скорости ускоряются и бомбардируют пластину нормально к ее поверхности с кинетической энергией  $\sim |eV_f|$ . При давлениях плазмообразующего газа от 0,01 до 0,1 Па средняя длина свободного пробега ионов составляет несколько сантиметров, т.е. она много больше толщины ионной оболочки ( $\lambda_i \gg d_{is}$ ). Это обеспечивает эффект анизотропного травления без ускорения ионов внешним электрическим полем.

# § 6.5. Влияние структуры поверхности на качество травления

При СВЧ ВПТ в диапазоне низких давлений степень заполнения поверхности может составлять менее 0,5. В то же время реальная поверхность материала всегда имеет некоторое количество поверхностных дефектов (точечных, линейных и т. д. дефектов роста и предварительной обработки), которые способны являться центрами аномально высокой адсорбции.

В связи с этим уравнение (6.15) адсорбционно-десорбционного баланса с учетом локальных неоднородностей на поверхности материала может быть преобразовано к виду

$$F_a = F_s + F_j + F_d,$$

где  $F_d = 2N_s N_d \nu \exp(-E_{\rm M}/kT) \Upsilon_d \vartheta^2$  — изменение поверхностной концентрации фтора при химическом травлении на дефектах материала;  $N_d$  — концентрация дефектов на поверхности материала;  $\Upsilon_d$  — константа скорости химической реакции на дефекте. Предполагая, что очаги травления имеют сферическую форму, скорость травления на дефектах можно выразить через  $F_d$  как

$$V_d = \sqrt[3]{rac{6F_dlpha}{4\pi}}$$

где  $\alpha = M_s/N_0\rho$ ;  $M_s$  — молярная масса кремния;  $N_0$  — число Авогадро;  $\rho$  — плотность кремния. Диаметр  $D_0$  очага травления, образованного на дефекте, связан с толщиной стравленного слоя h и со скоростью травления основной (бездефектной) поверхности выражением

$$D_0 = d_0 + 2h\left(\frac{V_d}{V_s + V_j}\right),\tag{6.16}$$

где  $d_0$  — начальный диаметр поверхностного дефекта;  $V_s$  — скорость химического травления поверхности;  $V_j$  — скорость ионно-индуцированного травления.

Результаты расчетов диаметров ямок травления, отнесенных к толщине стравленного слоя h = 1 мкм, в зависимости от плотности ионного тока и температуры подложки представлены на рис. 6.13. Увеличение плотности ионного тока приводит к уменьшению диаметров ямок травления вследствие роста скорости травления поверхности по ионно-индуцированному механизму и снижению скорости спонтанного травления на дефектах (кривая 1). Увеличение температуры подложки приводит к незначительному возрастанию скорости травления поверхности и значительному возрастанию скорости химического травления, что определяет больший диаметр ямок при высоких температурах (кривая 2).

Таким образом, переход к полирующему травлению наблюдается при низких температурах и высоких плотностях ионного тока на подложку (см. рис. 6.4, *a*).

Проявление дефектов поверхности материала при высоковакуумном травлении объясняется повышенной скоростью их травления на начальной стадии и дальнейшим растравливанием по химическому механизму. Увеличение плотности ионного тока и снижение температуры подложки приводят к снижению миграции ХАЧ по поверхности и тем самым к снижению вклада химического травления в общую его скорость. Ионная бомбардировка подавляет поверхностную диффузию фтора по кремнию за счет десорбции адкомплексов SiF<sub>2</sub> и вплоть до определенной энергии ионов значительно улучшает качество поверхности [157].

Увеличение энергии ионов (свыше 100 эВ) приводит к созданию в приповерхностном слое радиационных дефектов. Это увеличивает



Рис. 6.13. Расчетные зависимости среднего размера ямок травления от плотности ионного тока при различных температурах подложки: 1 - 50 °C; 2 - 200 °C

общую концентрацию дефектов на поверхности материала, что и ведет к образованию дефектов типа «шероховатость». При энергии ионов более 100 эВ происходит переход от ионно-индуцированного механизма травления к ионно-активационному.

Как показали результаты исследования травления кремния во фторуглеродной СВЧ-плазме, изложенные в § 6.2 и 6.3, большую роль в получении качественной поверхности, кроме исходной ее дефектности, играет также атомная структура приповерхностного слоя. Рассмотренный в § 6.3 и 6.4 механизм травления кремния в высокоионизованной плазме СВЧ газового разряда низкого давления, очевидно, носит универсальный характер и не зависит от кристаллографической ориентации Si. Наблюдаемое же различие в скоростях травления и шероховатостях поверхностей кремния разных ориентаций, полученных в одних и тех же режимах СВЧ плазменного травления, обусловлено, по-видимому, различными плотностью свободных связей и структурой реконструированной атомно-чистой поверхности. Оно может влиять на протекание стадий процесса травления, связанных с кинетикой образования на поверхности и десорбцией адкомплексов SiF<sub>2</sub> и летучего соединения SiF<sub>4</sub>.

Дело в том, что объемоподобная свободная поверхность нестабильна из-за наличия большого количества ненасыщенных (оборванных) связей. Для уменьшения свободной энергии поверхности атомы смещаются из своих первоначальных положений, чтобы, образовав связи друг с другом, насытить оборванные связи. Дальнейшее уменьшение происходит за счет переноса заряда между оставшимися ненасыщенными связями (в результате чего одни из них становятся незаполненными, а другие — заполненными). Этот механизм называют автокомпенсацией [155]. С другой стороны, смещение атомов приводит к возникновению механических напряжений в решетке, что увеличивает свободную энергию поверхности. Результат противодействия этих двух тенденций и определяет конкретную структуру реконструированной поверхности.

Идеальная объемоподобная поверхность Si(100) представляет собой квадратную решетку, образованную верхними атомами Si, каждый из которых связан с двумя атомами второго слоя и имеет две ненасыщенные связи (рис. 6.14, a). На реконструированной поверхности Si(100) атомы спариваются, образуя димеры. В результате число ненасыщенных связей уменьшается вдвое (рис. 6.14, b). Из димеров формируются ряды. Итоговая поверхность имеет периодичность  $2 \times 1$ , которая была впервые обнаружена с помощью метода дифракции медленных электронов (ДМЭ).



Рис. 6.14. Схемы атомного строения идеальной нереконструированной поверхности Si(100)1 × 1 (а) и реконструированной (димеризованной) поверхности Si(100)2 × 1 (б). Атомы Si верхнего слоя закрашены; элементарные ячейки обведены штриховой линией [155]

На атомарно-чистой поверхности Si(111) наблюдаются две основные реконструкции:  $2 \times 1$  и  $7 \times 7$ . Структура  $2 \times 1$  метастабильна. Она необратимо переходит в реконструкцию  $7 \times 7$  при прогреве до температуры около 400 °C.

При сколе Si вдоль грани (111) происходит радикальная перестройка поверхности, при которой связи между половиной атомов второго и третьего слоев перестраиваются таким образом, что шестичленные кольца объемоподобной поверхности (рис. 6.15) преобразуются в последовательность семи- и пятичленных колец. В результате атомы Si первого и второго слоев образуют зигзагообразные цепочки. Атомы в верхних цепочках связаны друг с другом  $\pi$ -связями и поочередно смещены вверх и вниз, что делает  $\pi$ -связанные цепочки слегка покоробленными (buckled).

Таким образом, реконструированная поверхность Si(100)  $2 \times 1$  имеет значительно больше поверхностных связей, чем атомарно-чистая поверхность Si(111)  $2 \times 1$ . Это повышает вероятность ее пассивации различными примесными частицами плазмы (например, углеродом или

161



Рис. 6.15. Схема атомного строения реконструированной (димеризованной) поверхности Si(111)2 × 1. Атомы первого, второго и третьего верхних слоев показаны темно-, светло-серыми и белыми кружками соответственно (атомы первого и второго слоев образуют двойной слой Si(111))

кислородом остаточной атмосферы при положительных смещениях на подложкодержателе), затрудняет процесс образования адкомплексов SiF<sub>2</sub> и ухудшает качество травленой поверхности. Поэтому при положительных смещениях скорость травления Si(100)2 × 1 в CF<sub>4</sub> ниже, а шероховатость выше, чем в случае Si (111) 2 × 1 (см. рисунки 6.5, 6.6 и 6.8). Если травление производится в смеси CF<sub>4</sub> + 20%O<sub>2</sub>, то при увеличении положительных смещений усиливается бомбардировка ионами кислорода, которые становятся способными к разрыву и пассивации относительно слабых  $\pi$ -связанных цепочек, в большом количестве присутствующих на реконструированной поверхности Si (111) 2 × 1.

Количество разорванных  $\pi$ -связей на поверхности Si (111) 2 × 1 зависит как от дозы, так и от энергии ионного воздействия и может превышать относительно стабильное количество оборванных поверхностных связей у Si (100) 2 × 1. В связи с этим скорость травления Si (111) при положительных смещениях оказывается ниже, чем у Si (100) 2 × 1 (см. рис. 6.10). По этой же причине, а также в связи с неплоскостностью поверхностных слоев атомов кремния скорость плазменного травления Si (111) 2 × 1 при больших отрицательных смещениях выше, чем в случае Si (100) 2 × 1.

## Глава 7

# ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЙ СВЧ-СИНТЕЗ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ И ЕГО СОЕДИНЕНИЙ

### § 7.1. Современные технологии формирования спонтанно упорядоченных наноструктур и нанокомпозитов

Создание на основе известных полупроводниковых и диэлектрических материалов многослойных гетероструктур с размерным квантованием — сверхрешеток, модифицирующих их зонные структуры и приводящие к появлению новых полезных электрических и оптических свойств, является важным направлением развития современного полупроводникового материаловедения. Наибольший интерес представляют гетероструктуры с квантовыми точками (КТ), обладающими полностью дискретным, как в атомах, энергетическим спектром. Изменяя размеры квантовых точек, их форму и состав с помощью контролируемых технологических приемов, можно получать аналоги многих природных элементов, создавать совершенно новые квантовые устройства и системы с широкими функциональными возможностями для опто- и наноэлектроники, информационных технологий нового поколения, средств связи и т. д. [165]. Отклик таких систем на внешнее воздействие напрямую связан с количеством КТ, а также с фундаментальными свойствами диэлектрической матрицы, в которой эти квантовые точки локализуются.

Предпринимаемые в течение долгого времени попытки изготовления квантовых точек и приборов на их основе традиционными способами (например, путем селективного травления структур с квантовыми ямами, роста на профилированных подложках и т. д.) так и не привели к созданию приборно ориентированных структур. Качественный прорыв в данной области связан с использованием эффектов самоорганизации полупроводниковых наноструктур на начальных стадиях гетерогенной кристаллизации пленок на кристаллических подложках. Такой процесс получил название самоорганизации квантовых точек в процессе роста.

Наиболее эффективными способами изготовления размерно ограниченных структур являются молекулярно-пучковая [166] и газофазная эпитаксия, а также способы, основанные на методах коллоидной

163

химии. Эти способы позволяют получать нанокристаллы элементов II—IV, III—V и других групп размером от 1 до 5 нм.

В технологии формирования спонтанно упорядоченных наноструктур можно выделить четыре больших класса (рис. 7.1) [165]:

- структуры с периодической модуляцией состава в эпитаксиальных пленках твердых растворов полупроводников;
- периодически фасетированные поверхности;
- периодические структуры плоских доменов (например, островков монослойной высоты);
- упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков в гетероэпитаксиальных рассогласованных системах.



Рис. 7.1. Различные классы спонтанно возникших наноструктур: а) структуры с модуляцией состава твердого раствора; б) периодически фасетированные поверхности; в) периодические структуры плоских упругих доменов; г) упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков (2) на подложке (1)

Хотя причины неустойчивости однородного состояния различны для каждого класса наноструктур, причина упорядочения в неоднородном состоянии является общей для всех классов. Во всех указанных системах соседние домены различаются постоянной кристаллической решетки и (или) структурой поверхности и, следовательно, доменные границы служат источниками дальнодействующих полей упругих напряжений. Это позволяет использовать единый подход ко всем четырем классам упорядоченных наноструктур и рассматривать их как равновесные структуры упругих доменов, соответствующие минимуму свободной энергии. Таким образом, имеется возможность проследить основные закономерности образования упорядоченных структур на более простых примерах и применять их при разработке новой технологии получения полупроводниковых наноструктур. **7.1.1. Упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков.** При гетероэпитаксиальном росте обычно принято различать три режима:

- Франка-ван дер Мерве (Frank-van der Merwe), при котором реализуется послойный (двумерный) рост материала В на подложке А;
- Фолмера-Вебера (Volmer-Weber), при котором имеет место островковый (трехмерный) рост материала В на открытой поверхности подложки А;
- 3) Странского-Крастанова, при котором первоначально реализуется послойный рост материалов *B* и *A* с последующим образованием трехмерных островков *B* на покрытой подложке.

В гетероэпитаксиальных системах, согласованных по постоянной решетки, режим роста определяется только соотношением энергий двух поверхностей и энергии границы раздела. Если сумма поверхностной энергии эпитаксиального слоя  $\gamma_2$  и энергии границы раздела  $\gamma_{12}$  меньше, чем энергия поверхности подложки  $\gamma_1$ :  $\gamma_2 + \gamma_{12} < \gamma_1$  т.е. если осаждаемый материал 2 смачивает подложку, то возникает режим роста Франка-ван дер Мерве.

Изменение величины  $\gamma_2 + \gamma_{12}$  может приводить к переходу от режима Франка-ван дер Мерве к режиму Фолмера-Вебера.

При наличии в гетероэпитаксиальной системе при наличии рассогласования по постоянной решетки между осаждаемым материалом и подложкой первоначальный рост может происходить послойно. Вместе с тем более толстый слой имеет бо́льшую упругую энергию. В результате возникает тенденция уменьшения упругой энергии путем образования изолированных островков. В этих островках происходят релаксация упругих напряжений и соответствующее уменьшение упругой энергии. Так возникает режим роста Странского-Крастанова.

Традиционно считалось, что в системе трехмерных островков неизбежно должна происходить коалесценция, когда большие островки растут за счет диффузионного перераспределения материала, приводящего к уменьшению и исчезновению маленьких островков, и в конечном итоге образуются островки такого объема, в которых энергетически выгодно формирование дислокаций несоответствия. Однако последующие исследования показали, что при прерывании роста размеры островков и их взаимное расположение достигают некоторого значения и далее не изменяются со временем.

Для разреженного массива островков время миграции атомов по поверхности одного островка значительно меньше, чем время миграции между островками. Поэтому равновесная форма одного островка устанавливается быстрее, чем равновесная структура всего массива островков, и существует для любого объема островка. Эта форма определяется минимумом энергии при условии фиксированного объема островка. Для плотного массива островков, когда расстояние между ними оказывается сравнимым с размером одного островка, существенным становится их упругое взаимодействие, обусловленное проникновением в подложку неоднородного поля напряжений, создаваемого островками.

Теоретическое исследование влияния взаимодействия между островками на возможность существования оптимального размера островка, проведенное в работе [177], подтвердило возможность существования равновесного массива упорядоченных островков, имеющих оптимальный размер, соответствующий минимуму свободной энергии системы.

Морфологическая неустойчивость поверхности напряженного слоя и крайнее ее проявление — образование 3D когерентных островков развиваются, если выигрыш в свободной энергии системы за счет упругой релаксации напряжений в островках превышает добавку поверхностной энергии за счет увеличения площади поверхности и возникновения фасеточных граней с большой поверхностной энергией. Поэтому морфология поверхности, на которой формируются 3D-островки, играет существенную роль и может использоваться как управляющий фактор, способствующий упорядочению островков как по размерам, так и по их пространственному распределению.

**7.1.2. Эффекты упорядочения.** Процесс упорядочения вызывает появление в системе островков предпочтительных значений их характеристик: размеров, формы, расстояний между островками и их взаимного расположения. Это является результатом минимизации суммарной свободной энергии системы.

Ширина распределения островков по размерам немонотонно зависит от скорости роста. С увеличением скорости роста распределение становится у́же и при некотором ее значении достигает минимума. При дальнейшем увеличении скорости роста ширина распределения островков вновь начинает возрастать. Такое поведение подтверждает важность одномоментного гетерогенного зарождения. С увеличением скорости роста повышается вероятность зарождения. С увеличением скорости роста повышается вероятность зарождения островков в самом начале процесса. Вследствие этого они растут в течение равного времени и имеют близкие размеры. При дальнейшем увеличение скорости роста пересыщение адатомов на поверхности становится настолько большим, что новые островки зарождаются непрерывно. В результате момент зарождения вновь «размазывается» во времени и распределение островков по размерам становится шире.

### § 7.2. Размеры и плотность островков: возможности управления

Размер и плотность островков зависят от таких условий выращивания, как температура подложки и скорость роста. Понижение температуры роста, так же как и увеличение потока Ge, ведет к уменьшению диффузионной длины адатомов Ge на подложке. Соответственно область сбора адатомов для одного островка уменьшается, уменьшаются и его размеры, а плотность возрастает. Дальнейшее понижение температуры роста до 300 °C позволяет повысить плотность нанокластеров Ge до ~  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. В [184] при использовании сурьмы как сурфактанта, понижающего поверхностную диффузионную длину адатомов Ge, была достигнута рекордно высокая величина плотности островков: ~  $5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>.

Таким образом, управление параметрами процесса спонтанного упорядочения наноструктур на поверхности может быть осуществлено следующими путями:

- использование подложек, отклоненных от поверхности (001), и связанные с этим различные способы упорядочения ступеней, являющихся в дальнейшем шаблонами для зарождения островков [182];
- использование сурфактантов, модифицирующих поверхностные характеристики (поверхностную энергию, длину диффузии адатомов) как подложки, так и эпитаксиального слоя [183];
- создание на поверхности подложки микрострессоров, инициирующих зарождение островков в определенных местах [177];
- литография, т.е. создание окон на подложке, ограничивающих область сбора адатомов в островок и отделяющих островки друг от друга. Формирование с помощью фотолитографии фасеточных граней, локализующих места зарождения островков.

**7.2.1. Формирование массивов вертикально связанных квантовых точек.** Заращенные островки (квантовые точки) материала 2 в матрице материала 1 представляют собой когерентные упругие включения, создающие дальнодействующие поля упругих напряжений во всей заращенной гетерофазной системе. При повторном осаждении материала 2 на заращенную гетероструктуру возникает принципиально новый режим роста: рост в поле упругих напряжений, созданных заращенными точками первого слоя. Поскольку в полупроводниках АЗВ5 при характерных для молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) температурах коэффициенты объемной диффузии атомов на несколько порядков меньше коэффициентов поверхностной диффузии, диффузией в объеме можно пренебречь. Таким образом, распределение компонентов гетерофазной системы в объеме заращенной гетероструктуры «заморожено». Это распределение создает статическое поле упругих напряжений, определяющее кинетику поверхностной миграции.

Многослойные гетероструктуры с квантовыми точками имеют важное прикладное значение в связи с открывающимися новыми возможностями (например, осуществление электронной связи кластеров по вертикали, формирование трехмерных решеток, состоящих из островков-кластеров, часто называемых «искусственными атомами», и т.д.).

# § 7.3. Самоорганизация кремниевых нанокристаллитов в СВЧ-плазме

Большой практический интерес представляют аморфные сверхрешетки, а также системы в виде нанообъектов, заключенных в матрицах из стекла, окислов (например,  $SiO_2$ ), металлов (например, Hg), полимерных пленок и т. д. Механизм формирования квантовых точек в таких системах до настоящего времени еще не получил должного экспериментального обоснования и развития. Это ограничивает возможность управления процессом и получения гетероструктур с заданными свойствами.

Основным фактором, определяющим особенности гетерогенного зарождения и роста пленок в различных комбинациях материалов пленки и подложки, является характер их взаимодействия на межфазной границе конденсированная пленка-подложка. В зависимости от него могут быть реализованы различные механизмы образования КТ, знание которых необходимо для управления данным процессом и получения структур с заданными свойствами. В работах [170–172] исследованы особенности самоорганизации в плазме СВЧ газового разряда низкого давления кремниевых нанокристаллитов на некристаллических подложках с различной энергией связи на границе раздела. Типичный вид АСМ-изображения нанокристаллитов кремния, полученных в СВЧ-плазме, приведен на рис. 7.2.



Рис. 7.2. Типичное ACM-изображение кремниевых нанокристаллитов, полученных осаждением в СВЧ-плазме

На рисунках 7.3 и 7.4 представлены зависимости высоты и поверхностной концентрации наноразмерных кристаллитов кремния от времени осаждения на стеклянную подложку при температуре 100 °C, потенциале на подложкодержателе 300 В и различных давлениях моносилана в плазме CBЧ газового разряда. Точкам с t = 0 с соответствуют высота и концентрация наноразмерных выступов исходной стеклянной подложки. Видно, что в зависимости от величины пересыщения в газовой фазе после 10–20 с осаждения кремния высота неровностей поверхности уменьшается от 3,8 до 2,8–3,2 нм, а их концентрация на поверхности практически не изменяется. При большем времени осаждения концентрация и размер нановыступов увеличиваются, проходят через максимумы и снова уменьшаются. Наиболее быстро эти стадии реализуются для давления моносилана в СВЧ-плазме 0,1 Па. При давлениях моносилана p = 0,5 и 1 Па время, по истечении которого размер кристаллитов на поверхности начинает увеличиваться, составляет 20–30 с. Концентрация нановыступов в максимуме достигает величины  $(5-7)\cdot10^8$  см<sup>-2</sup>. Высота кристаллитов составляет около 4 нм и в данном диапазоне давлений практически не зависит от степени пересыщения в газовой фазе.



Рис. 7.3. Зависимости среднего размера нанокристаллитов кремния от времени осаждения в СВЧ-плазме при различных давлениях моносилана: 1 - 0,1 Па; 2 - 0,5 Па; 3 - 1 Па



Рис. 7.4. Зависимости поверхностной концентрации нанокристаллитов кремния от времени осаждения при различных давлениях моносилана: 1 - 0,1 Па; 2 - 0,5 Па; 3 - 1 Па

На рисунках 7.5 и 7.6 приведены зависимости высоты и концентрации наноразмерных кристаллитов от времени осаждения кремния на стеклянную подложку со средней высотой выступов 2,5 нм. Температура подложки в процессе осаждения составляла 100, 200 и 300 °С,потенциал на подложкодержателе равнялся +300 В, а давление моносилана в плазме СВЧ газового разряда — 0,1 Па. Видно, что при температуре подложки 100 °C заращивание углублений рельефа происходит медленнее, чем при больших температурах, а максимумы высоты и поверхностной концентрации микровыступов достигаются только после 30 с осаждения кремния. При этом максимальная высота нанокристаллитов кремния, также как и на рис. 7.3, составляет величину, близкую к размерам микровыступов на исходной подложке. При увеличении температуры подложки увеличиваются скорости «заращивания» углублений рельефа поверхности и образования новых кристаллитов; пленки становятся более гладкими. Так, например, через 10 с осаждения кремния при T = 200 °C величина выступов на подложке уже не превышает 1–1,2,нм. При этом их поверхностная концентрация сразу же увеличивалается по сравнению с исходной. При дальнейшем увеличении времени осаждения до 20–30 с и более концентрация выступов постепенно уменьшается до уровня шероховатости исходной подложки и стабилизируется.



Рис. 7.5. Зависимости среднего размера нанокристаллитов от времени осаждения при давлении моносилана 0,1 Па и различных температурах подложки: *1* – 100°C; *2* – 200°C; *3* – 300°C



Рис. 7.6. Зависимости поверхностной концентрации нанокристаллитов от времени осаждения при давлении моносилана 0,1 Па и различных температурах подложки: 1 — 100 °C; 2 — 200 °C; 3 — 300 °C

На рисунках 7.7 и 7.8 приведены зависимости высоты и поверхностной концентрации наноразмерных выступов от количества циклов осаждения на стеклянную подложку кремния для p = 0, 1 Па. Длительность каждого цикла составляла 20 с. Она соответствовала оптимальному для p = 0, 1 Па времени, при котором размеры и по-

верхностная концентрация кремниевых нанокристаллитов достигают экстремальных значений (см. рисунки 7.2, 7.4). Характер зависимости изменения размеров кристаллитов от количества циклов осаждения в целом аналогичен характеру их изменения от длительности процесса непрерывного осаждения кремниевого конденсата. В то же время их поверхностная концентрация, в отличие от предыдущего случая, имеет устойчивую тенденцию к уменьшению. После прохождения размерами нановыступов максимума она уменьшается до нуля, т.е. пленка из островковой превращается в сплошную.



Рис. 7.7. Зависимости высоты наноразмерных выступов от количества циклов осаждения кремния на стеклянную подложку длительностью 20 с при  $p=0,1\,\Pi a$ 



Рис. 7.8. Зависимости поверхностной концентрации нанокристаллитов от количества циклов осаждения кремния на стеклянную подложку длительностью  $20\,\mathrm{c}$  при  $p=0,1\,\mathrm{Im}$ 

На рис. 7.9 приведены зависимости высоты наноразмерных выступов от времени осаждения кремния на кремниевую пленку при различных давлениях моносилана в плазме СВЧ газового разряда. Видно, что в отличие от осаждения на стеклянную подложку, для всех давлений моносилана в плазме СВЧ газового разряда размер нановыступов кремния здесь не уменьшается, а остается почти неизменным или монотонно увеличивается со временем до достижения экстремума с последующим уменьшением. Поверхностная концентрация нановыступов от времени осаждения при этом практически не зависит.

На рис. 7.10 приведены зависимости высоты наноразмерных выступов от времени осаждения кремния на пленки карбида кремния со стехиометрическими составами Si<sub>0,2</sub>C<sub>0,8</sub> и Si<sub>0,6</sub>C<sub>0,4</sub>, полученные при температурах подложек 100 и 300 °C. Моменту времени t = 0 здесь



Рис. 7.9. Зависимости высоты нанокристаллитов от времени осаждения кремния на кремниевую пленку при оптимальных температуре и потенциале на подложкодержателе и различных давлениях моносилана: *1* — 0,1 Па; *2* — 0,5 Па; *3* — 1 Па

соответствуют высоты выступов на исходных пленках карбида кремния. Температура подложек с пленками карбида кремния, потенциал на подложкодержателе и давление моносилана в плазме СВЧ газового разряда в процессе осаждения кремния составляли 100°C, +300 В и 0,1 Па соответственно. Зависимости размеров выступов от времени осаждения кремния на пленки карбида кремния со стехиометрическим составом Sio<sub>2</sub>Co<sub>8</sub> имеют такой же характер, что и при осаждении на стеклянную подложку, а при осаждении на пленки с большим содержанием кремния (Si<sub>0.6</sub>C<sub>0.4</sub>) — вид, аналогичный случаю осаждения на пленки кремния (см. рисунки 7.3 и 7.9). При одинаковой температуре получения исходных пленок карбида кремния с различным стехиометрическим составом размер осажденных нанокристаллитов оказывается больше для стехиометрического состава с меньшим процентным содержанием кремния. При этом для любого стехиометрического состава размер осажденных кристаллитов кремния тем больше, чем ниже температура получения исходной пленки. На пленках карбида кремния, полученных при температуре 300 °C, размер кристаллитов находится на уровне средней высоты выступов в этой пленке и составляет 1-1,5 нм. На пленках, полученных при температуре 100°С, для стехиометрического состава с меньшим содержанием кремния он составляет 3-3,8 нм и находится на уровне средней высоты выступов, характерных для стеклянной подложки.

В современном представлении поверхность — это энергетический рельеф, содержащий набор потенциальных ям, разделенных потенциальными барьерами. Их введение позволяет говорить об энергии активации различных поверхностных процессов, имеющих характер электростатического или упругого взаимодействия. Основной тип межатомных взаимодействий на поверхности при осаждении из газовой фазы — электростатическое взаимодействие [173]. Поэтому приповерхностный электростатический рельеф существенно влияет на кинетику зародышеобразования. Шероховатость поверхности



Рис. 7.10. Зависимости высоты нанокристаллитов от времени осаждения кремния на пленки  $Si_{0,2}C_{0,8}$  (1, 2) и  $Si_{0,6}C_{0,4}$  (3, 4), полученные при температурах подложек 100 °C (1, 3) и 300 °C (2, 4)

только модулирует ее потенциальный рельеф. При слабом взаимодействии на межфазной границе механизм формирования пленок описывается моделью Фольмера-Вебера. Согласно этой модели зарождение пленки происходит путем образования изолированных трехмерных островков-зародышей. Затем идут их дальнейший рост и коалесценция. Длительность стадий процесса зависит от условий кристаллизации (скорости поступления атомов на поверхность, температуры подложки и т.п.).

При ионной бомбардировке ионы, конденсируясь на подложке, в силу большей энергии электростатического взаимодействия становятся дополнительными центрами зародышеобразования. Плотность центров зародышеобразования в любой момент времени можно определить как [173]

$$N = N_0 + R_i \tau,$$

где  $N_0$  — плотность активных центров на поверхности подложки;  $R_i$  — скорость осаждения ионов.

Поэтому чем выше степень ионизации плазмы и скорость поступления ионов, тем быстрее увеличивается плотность образующихся островков. Однако как только они возникают, они сразу же становятся источниками упругих полей, которые начинают взаимодействовать с полями упругих напряжений в подложке и влиять на характер протекания процессов на поверхности. Лапласовское давление, возникающее при образовании таких зародышей, способствует их вдавливанию в подложку. Чем меньше объем островка, тем сильнее он вдавливается в подложку и «чувствует» ее потенциальный рельеф, «залечивая» ее дефекты. Следовательно, лапласовское давление при образовании зародышей должно способствовать выравниванию поверхности.

В соответствии с этим результаты зондовых измерений величин выступов до и после осаждения кремния в плазме СВЧ газового

разряда низкого давления (см. рисунки 7.2 и 7.4) могут быть интерпретированы как «заращивание» кремниевым конденсатом углублений исходного рельефа подложки. Синхронное прохождение через максимум зависимостей размеров и концентрации нановыступов от времени обусловлено коалесценцией островков конденсата. Начало и интенсивность последней, как следует из рисунки 7.3 и 7.4, зависят от давления в газовой фазе, причем наиболее интенсивно данный процесс происходит при давлении  $p = 0, 1 \, \Pi a$ . Дело в том, что при этом давлении в СВЧ газовом разряде с магнитным полем достигается наибольшая степень ионизации плазмы, равная 5–7%. При увеличении рабочих давлений степень ионизации воблем этого является возрастание коэффициента прилипания частиц кремния, скорости и хаотичности зародышеобразования [93].

Нейтральные адатомы при большем давлении обладают меньшим по сравнению с заряженными частицами коэффициентом прилипания и локализуются преимущественно в минимумах потенциального рельефа, обладающих наибольшей относительно других участков симметрией сил взаимодействия. Таким образом, заполнение углублений рельефа при большем давлении в плазме, когда скорость поступления частиц на поверхность значительно больше, должно было бы происходить более интенсивно, чем при меньшем давлении, что противоречит экспериментальным результатам.

Подобное противоречие может быть устранено, если предположить, что образующиеся наноостровки кремния обладают миграционной способностью. Движущей силой такого процесса служит стремление системы к минимуму свободной энергии, основными составляющими которой являются поверхностная энергия и энергия упругих деформаций. В результате этого при  $p = 0, 1 \Pi a$ , когда размер зародышей минимален, а интенсивность их образования и миграционная способность, наоборот, наиболее высоки, заращивание углублений поверхности подложки прекращается раньше (в первые десять секунд), чем при 0,5 и 1 Па. Как следует из экспериментов, при p = 0, 1 Па и длительности процесса более 20 с размер и поверхностная концентрация кремниевых кристаллитов синхронно уменьшаются. Это свидетельствует о переходе процесса из стадии образования островковой пленки в стадию коалесценции. При p = 0,5 и 1 Па длительность процесса осаждения до инициирования коалесценции наноразмерных островков составляет 30 с. В дальнейшем идет формирование сплошной пленки.

С ростом температуры подложки увеличиваются коэффициент диффузии адатомов и размер зон захвата. В результате этого уменьшается частота зародышеобразования, и сразу же после образования критический зародыш начинает расти, присоединяя к себе адатомы, мигрирующие по поверхности подложки в поисках области с сильной связью. Вследствие этого скорость заращивания углублений рельефа увеличивается. Спонтанное образование наноостровков кремния в начале процесса осаждения увеличивает концентрацию микровыступов на подложке. Однако быстрый последующий латеральный рост наноостровков за счет интенсивной поверхностной диффузии вызывает их коалесценцию и уменьшение концентрации. Согласно данным рис. 7.6 коалесценция островков при  $T \ge 200$  °C начинается уже после 10 с осаждения кремния.

Из результатов, приведенных на рисунках 7.7 и 7.8, видно, что хотя процесс осаждения осуществляется здесь, как и в предыдущих случаях, через заращивание углублений рельефа поверхности, увеличение концентрации нанокристаллитов за счет повторения стадий образования новых зародышей и предотвращения коалесценции не является эффективным: поверхностная концентрация с увеличением циклов включения плазмы не увеличивается. Причиной этому, по-видимому, является смена механизма зарождения и роста зародышей на подложке. Образовавшиеся в течение одного-двух циклов осаждения кремниевые зародыши становятся мощными стоками для адсорбированных атомов конденсата. В результате этого происходит преимущественно латеральное увеличение их размеров без образования новых зародышей.

При осаждении кремния на кремниевую пленку, в отличие от стеклянной подложки, размер нановыступов не уменьшается (что могло бы свидетельствовать о заращивании углублений рельефа поверхности кремниевой пленки), а остается практически неизменным для всех давлений моносилана в плазме СВЧ газового разряда. В данном случае, как и следовало ожидать, реализуется механизм Франка и Ван дер Мерве, характерный для гетерогенной кристаллизации пленки на подложке с сильной связью на межфазной границе. Этот механизм работает при осаждении одноименных и родственных материалов с малым несоответствием параметров решеток (металлы на иеталлах, полупроводники на полупроводниках) [187]. Микротопография такой эпитаксиальной пленки определяется структурой и микротопографией исходной поверхности подложки (см. рис. 7.9).

При осаждении кремния на пленки карбида кремния размер нановыступов и характер зависимостей их размеров от времени определяются как стехиометрическим составом, т.е. степенью рассогласования параметров кристаллических решеток осаждаемого материала и подложки, так и температурой получения материала подложки (см. рис. 7.10). Чем больше различие параметров кристаллических решеток и ниже температура получения материала подложки, т. е. чем выше уровень упругих напряжений на границе раздела, тем больше размер образующихся нанокристаллитов кремния и тем ближе механизм их формирования к самоорганизации через заращивание углублений потенциального рельефа поверхности. На пленках карбида кремния, полученных в более термодинамически равновесных условиях и имеющих минимальные рассогласования параметров кристаллических решеток с материалом осаждаемых кристаллитов, размер нанокристаллитов оказывается меньше и находится на уровне средней высоты нановыступов пленки.

Таким образом, формирование в СВЧ-плазме низкого давления наноразмерных островков (нанокристаллитов) на подложках со слабой связью взаимодействия на межфазной границе происходит через миграционное заращивание углублений первоначального рельефа поверхности. Интенсивность заращивания углублений рельефа тем больше, чем выше скорость зародышеобразования и меньше размер зародышей. Размер образующихся нанокристаллитов определяется величиной упругих напряжений на межфазной границе и шероховатостью подложки. Для уменьшения разброса в размерах нанокристаллитов в результате неконтролируемого латерального их роста и коалесценции процесс должен проводиться при наиболее низкой температуре подложки. Поскольку размер кристаллитов определяется шероховатостью исходной подложки, существует возможность управлять их концентрацией за счет получения заданного рельефа пленочной гетероструктуры, на которой предполагается выращивать нанокристаллиты.

# § 7.4. Синтез аморфного гидрогенизированного кремния и его соединений

Гидрогенизированный аморфный кремний (a-Si:H) — стеклообразный полупроводниковый материал, представляющий собой разупорядоченный сплав кремния с водородом, концентрация которого может изменяться от 1 до 50 ат % в зависимости от способа получения. Научный интерес к этому материалу, существенно возросший в последние годы, связан с надеждой, что применение a-Si:H позволит получать дешевую электроэнергию путем прямого преобразования солнечной энергии в электрическую с помощью фотоэлектрического эффекта. Основными параметрами, определяющими эффективность фотоэлектрического преобразования, являются ширина запрещенной зоны и время жизни фотогенерированных носителей. Возрастание рекомбинационного времени жизни носителей обычно приводит к увеличению всех фотоэлектрических параметров ( $V_{oc}$ ,  $J_{sc}$  и FF) [188].

Пленки аморфного кремния получали множеством способов [189]. Главный их недостаток состоит в том, что полученные пленки, как правило, имеют слишком высокую плотность локализованных состояний в щели подвижности. Это существенно ограничивает области их практического использования.

Необходимость расширения температурных и радиационных условий эксплуатации полупроводниковых приборов обусловливает громадный интерес к широкозонным соединениям, технология создания которых была бы совместима с кремниевой технологией производства интегральных схем. В связи с этим в последнее десятилетие исследователи стали уделять все возрастающее внимание так называемым нетрадиным модельным представлениям поверхность напряженного слоя может в процессе роста становиться шероховатой благодаря действию механизма упругой релаксации. Основное положение модели заключается в том, что шероховатая поверхность напряженного слоя (и тем более островковая) термодинамически более равновесна вследствие упругой релаксации напряжений в вершинах выступов. Поверхностная энергия слоя служит противодействующим фактором, однако она только частично компенсирует стремление системы к состоянию с шероховатой поверхностью. Механизм релаксации этого явления — перемещение ростовых единиц вдоль поверхности в места с наименьшей свободной энергией, т.е. в вершины волнистой поверхности. Причин же возникновения механических напряжений в осажденных пленках может быть несколько [190]. Наиболее вероятной из них в данном случае является, по-видимому, возможность спонтанного возникновения в твердых растворах структур с модулированным составом [164, 191]]. Неустойчивость для однородного твердого раствора означает, что твердый раствор с некоторым неоднородным составом имеет меньшую свободную энергию, чем исходный раствор. Это способствует перемещению компонентов, что стабилизирует твердый раствор. Области твердого раствора с различным составом имеют разные значения равновесной постоянной решетки. Сопряжение двух областей происходит путем упругой деформации, с которой связана упругая энергия и которая конечном счете является причиной возникающей шероховатости в осаждаемой пленки. Происходит это при увеличении в кремниевой матрице материала пленки содержания углерода в виде алмазной фазы и/или различных политипов карбида кремния из-за разницы постоянных решетки Si (0,543 нм), алмазной фазы (0,356 нм) и SiC (от 0,357 нм до 1,754 нм в зависимости от модификации).

При получении пленок  $Si_xC_{1-x}$  в тех же режимах генерации CBЧ-плазмы, но при более низких температурах подложек зависимость шероховатости от стехиометрического состава оказывается более слабой. Это объясняется уменьшением поверхностной диффузии ростовых единиц пленки в процессе ее осаждения при низких температурах. В результате пленки становятся более гладкими, но и более напряженными. Это, в свою очередь, может стать причиной изменения полупроводниковых и оптических свойств пленок  $Si_xC_{1-x}$ , имеющих одинаковый стехиометрический состав, но полученных в различных технологических режимах.

Оптическая ширина запрещенной зоны нитрида кремния является параметром, более зависимым от режима синтеза в плазме СВЧ газового разряда, чем у карбида кремния. Это обусловлено, в частности, более сильной зависимостью летучести азота от температуры. Последняя оказывается тем сильнее, чем больше азота участвует в образовании твердого раствора нитрида кремния. И наоборот, чем меньше азота в твердом растворе нитрида кремния данного стехиометрического состава, тем меньше величина  $E_q$  и слабее ее зависимость от температуры и ускоряющего потенциала. Так, согласно данным, приведенным на рис. 7.14, для  $Si_{0,8}N_{0,2}$  значение  $E_g$  не зависит ни от потенциала на подложкодержателе, ни от температуры синтеза (кривые 3 и 4 совпадают).



Рис. 7.15. Зависимости оптической ширины запрещенной зоны a-Si : Н от температуры синтеза для различных ускоряющих потенциалов на подложкодержателе: 1 — -200 В; 2 — +200 В

На рис. 7.15 приведены зависимости оптической ширины запрещенной зоны от температуры осаждения а-Si:Н при различных потенциалах на подложкодержателе. Видно,что с увеличением температуры ширина  $E_g$  уменьшается при обоих потенциалах. Однако, для –200 В она оказывается больше по величине и меньше зависит от температуры. При отрицательном смещении расчетный температурный коэффициент изменения  $E_g$  составляет 1,7·10<sup>-3</sup> эВ/град. При положительном потенциале (+200 В) уменьшение  $E_g$  в интервале от 1,9 до 0,9 эВ с ростом температуры от 50 до 350 °C характеризуется коэффициентом в два раза большим: 3,4·10<sup>-3</sup> эВ/град.

На рис. 7.16 приведены спектральные зависимости фототока от толщины пленок гидрогенизированного кремния и технологических режимов осаждения в ЭЦР-плазме СВЧ газового разряда. В пленках а-Si:H, осажденных при положительном смещении, наблюдается зависимость величины фототока от температуры синтеза и толщины пленки. В случае отрицательного смещения величина фототока образцов оказывается в 2–3 раза ниже. Расположение спектральных зависимостей фототока также кардинальным образом зависит от температуры осаждения, толщины пленки и потенциала смещения. При ускоряющем потенциале +200 В область экстремумов фототоков смещается в более коротковолновую часть спектра.

Измерения времени жизни неравновесных носителей в зависимости от условий получения пленок a-Si:Н показали, что при отрицательном смещении на подложкодержателе время жизни носителей в 5–6 раз больше, чем при положительном. При этом оно практически не зависит от температуры образца при отрицательном потенциале и очень слабо возрастает с ее увеличением при положительном.
180



Рис. 7.16. Спектральные зависимости фототока в а-Si : Н от толщины пленок и технологических режимов осаждения в ЭЦР-плазме СВЧ газового разряда: *a)*  $U_{yc} = -200 \text{ B}; h = 200 \text{ нм}; T = 50 \,^{\circ}\text{C}$  (1), 125  $\,^{\circ}\text{C}$  (2), 200  $\,^{\circ}\text{C}$  (3), 275  $\,^{\circ}\text{C}$  (4), 350  $\,^{\circ}\text{C}$  (5); *b*)  $U_{yc} = -200 \text{ B}; T = 200 \,^{\circ}\text{C}; h = 100 \text{ нм}$  (1), 200 нм (2), 300 нм (3); *e*)  $U_{yc} = +200 \text{ B}; h = 200 \text{ нм}; T = 50 \,^{\circ}\text{C}$  (1), 125  $\,^{\circ}\text{C}$  (2), 200  $\,^{\circ}\text{C}$  (3), 275  $\,^{\circ}\text{C}$  (4), 350  $\,^{\circ}\text{C}$  (5); *e*)  $U_{yc} = +200 \text{ B}; T = 50 \,^{\circ}\text{C}$  (1), 125  $\,^{\circ}\text{C}$  (2), 200  $\,^{\circ}\text{C}$  (3), 275  $\,^{\circ}\text{C}$  (4), 350  $\,^{\circ}\text{C}$  (5); *e*)  $U_{yc} = +200 \text{ B}; T = 200 \,^{\circ}\text{C}; h = 100 \text{ нм}$  (1), 200 нм (2), 300 нм (3)

При СВЧ-синтезе подача на образец положительного смещения приводит к уменьшению поступления из плазмы в растущую пленку положительных ионов водорода и увеличению интенсивности бомбардировки ее поверхности отрицательными ионами и электронами. Рост пленки осуществляется за счет поступления на ее поверхность атомарного или ионизированного кремния и радикальных групп типа SiH<sup>-</sup><sub>x</sub> (где x = 0, 1, 2, 3), которые могут создавать структуру полимерного типа, содержащую, наряду с Si-H, цепи SiH<sub>2</sub> и SiH<sub>3</sub>. При осаждении на подложку с большей температурой избыточная насыщенность кремния этими радикалами быстро снѝжается. В результате уменьшаются содержание в пленке водорода и оптическая ширина щели подвижности (см. рис. 7.15, кривая 2).

При отрицательном смещении, напротив, увеличивается интенсивность бомбардировки поверхности растущей пленки ионами водорода и уменьшается поступление водорода в виде групп SiH<sub>2</sub> и SiH<sub>3</sub>. В результате, с одной стороны, возрастает вероятность разрыва поверхностных и относительно слабых связей типа Si–Si, а, с другой увеличивается вероятность образования сильных моногидридных связей Si–H, которые более устойчивы к нагреву подложки. Благодаря образованию кремний-водородного сплава оптическая ширина щели подвижности увеличивается, а температурный коэффициент изменения  $E_g$  при отрицательном смещении оказывается меньше, чем при положительном (рис. 7.15, кривая 1).

Из приведенных на рис. 7.16 спектральных зависимостей фототока от температуры и толщины пленки a-Si:Н можно заключить, что энергетические состояния дефектов, связанных с преимущественным присутствием в кремнии моногидридных или дигидридных связей, существенно различаются. Так, преимущественное присутствие моногидридных связей в образцах, полученных при отрицательном смещении, кроме увеличения ширины щели подвижности, приводит к возрастанию сопротивления образцов при комнатной температуре. Подобным пленкам свойственны низкие темновые токи. Дефекты структуры, связанные с избыточным содержанием групп SiH<sub>x</sub> (где x = 2, 3), имеют, по-видимому, преимущественно примесной характер и располагаются по краям щели подвижности. Поэтому, в отличие от пленок, полученных при отрицательном смещении, пленки, полученные при положительном смещении, обладают преимущественно активационным механизмом переноса носителей и при комнатной температуре проявляют более высокую электропроводность, которая зависит как от температуры, так и от длительности синтеза (толщина пленки) (см. рис. 7.16, а, б). Увеличение темнового фототока в таких образцах с ростом температуры и времени синтеза свидетельствует о том, что плотность рекомбинационных центров связана с названными параметрами процесса прямой зависимостью.

Считается, что одна из основных причин появления у сплавов на основе a-Si:Н хороших фотоэлектрических свойств заключается в полном закреплении большинства оборванных связей водородом с образованием моногидридной структуры. При повышенном содержании водорода в кремниевых пленках, которое имеет место, как правило, при низких температурах осаждения, образуется структура полимерного типа. Она характеризуется высокой плотностью локализованных состояний и тоже является непригодной для практического применения.

Температурный коэффициент изменения оптической ширины щели подвижности при синтезе a-Si:Н в высокоионизованной СВЧ-плазме более чем на порядок превосходит аналогичную величину при синтезе в высокочастотном тлеющем разряде [189], а изменение  $E_g$  в зависимости от условий синтеза в СВЧ-плазме может достигать 50%, что в 4–5 раз больше, чем при использовании других методов [178, 179].

# § 7.5. Конформные пленочные покрытия диоксида кремния

Актуальная при создании СБИС с многоуровневой разводкой проблема состоит в сложности получения высококачественных диэлектрических покрытий для межслойной изоляции при высоких температурах процессов [96]. Температуры газофазного пиролитического осаждения конформных диэлектрических покрытий, достигающие 750-800 °С, неприемлемы в многослойных тонкопленочных структурах, содержащие различные материалы из-за их взаимодиффузии. Снизить температуру возможно за счет активации молекул рабочего газа в плазме газового разряда электронным ударом. Однако и это оказывается не всегда приемлемым, поскольку существующие методы плазменного осаждения за счет сопутствующей ионной бомбардировки, как правило, вносят дополнительную дефектность как в сами диэлектрики, так и в нижележащие полупроводниковые пленки, ухудшая электрофизические свойства и тех и других. Этим объясняется интерес к низкотемпературному осаждению диоксида кремния из кремнийорганических соединений типа ТЭОС (тетраэтоксисилан — Si[OC<sub>2</sub>H<sub>3</sub>]<sub>4</sub>) с использованием низкоэнергетичного газового СВЧ-разряда с ЭЦР. Применение данного метода обусловлено его уникальными свойствами, а именно высокой плотностью плазмы, широким диапазоном рабочих давлений и низкой энергией ионного облучения, уменьшающей опасность радиационных повреждений и ухудшения электрофизических свойств диэлектриков и нижележащих пленок [141].



Рис. 7.17. Влияние режимов воздействия ЭЦР СВЧ-плазмы на характеристики пленок диоксида кремния

На рис. 7.17 приведены зависимости скорости осаждения, стехиометрического состава и показателя преломления пленок диоксида кремния от основных параметров технологического процесса: температуры подложки, давления паров ТЭОС в СВЧ-плазме, а также удаленности L подложки от зоны ЭЦР [194]. Видно, что скорость осаждения диоксида кремния уменьшается с увеличением температуры, имеет максимум в зависимости от давления и снижается при удалении от зоны ЭЦР. Непосредственно в зоне ЭЦР она составляла около 50 нм/мин. Это значение близко к скорости осаждения SiO<sub>2</sub> при магнетронном способе его осуществления. При удалении от зоны ЭЦР вместе со скоростью осаждения уменьшаются стехиометрический коэффициент и показатель преломления. Однако если уменьшение скорости при L = 8 см равняется 80%, то уменьшения показателя преломления и стехиометрического коэффициента составляют 5 и 3% соответственно. Это положительно характеризует стабильность процесса формирования пленок.

Наиболее сильно качество оксида зависит от температуры подложки и давления плазмообразующего газа.

Оценка с помощью ИК-спектроскопии поглощения стехиометрического состава пленок SiO<sub>x</sub>, полученных при использовании CBЧплазмы, показала, что коэффициент x уменьшается при удалении от зоны ЭЦР от 1,85 до 1,8 и увеличивается до x = 2 при снижении температуры подложки до 50–100 °C. На зависимости показателя преломления от температуры подложки наблюдается максимум при T = 200 °C. Здесь n = 1,57, тогда как при T = 300 °C он был равен 1,44, а при T = (50-100) °C держался на уровне 1,47–1,48.

Максимум скорости осаждения наблюдается при давлении паров 0,02 Па. При увеличении давления она снижается с замедлением и составляет около 3,5 нм/мин при 0,5 Па. Существенного изменения *n* и *x* при этом не происходит. При давлениях меньше оптимального скорость осаждения уменьшается из-за недостатка рабочего вещества. Стехиометрический коэффициент и показатель преломления возрастают при давлении меньше 0,01 Па до 2 и 1,47 соответственно.

Исследования электрофизических характеристик полученных диэлектрических пленок методами вольт-фарадных и вольт-амперных характеристик показали, что плотности их встроенного заряда и поверхностных состояний изменяются в интервалах  $(3-8) \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> и  $(0, 3-7) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> эВ<sup>-1</sup> соответственно. Наблюдается некоторая тенденция увеличения этих значений при удалении от области ЭЦР. Электрическая прочность достигает  $(3-6) \cdot 10^6$  В/см. Полученные характеристики близки к параметрам структур на кремнии с термическим SiO<sub>2</sub> [96].

Известно, что отрицательный наклон зависимости скорости осаждения от температуры подложки свидетельствует об отрицательной энергии активации процесса. Это значит, что процесс осаждения SiO<sub>2</sub> из ТЭОС определяется поверхностными реакциями адсорбции-десорбции. Чем меньше температура подложки, тем ниже скорость десорбции адсорбированных частиц и тем выше скорость осаждения и лучше стехиометрический состав пленки. Из сравнения зависимостей скорости осаждения и стехиометрического состава следует, что с увеличением температуры все более ухудшается адсорбция кислорода. Улучшить ее можно за счет увеличения степени ионизации плазмы посредством изменения давления или приближения подложки к зоне ЭЦР (см. рис. 7.17) Как показывают зондовые и спектроскопические исследования, плазма в зоне ЭЦР характеризуется наибольшей степенью ионизации и диссоциации молекул рабочего вещества. В связи с лучшей хемосорбцией активированного кислорода при приближении к ЭЦР стехиометрический состав пленки улучшается.

В настоящее время ТЭОС широко применяется в промышленности для пиролитического осаждения SiO<sub>2</sub> из газовой фазы при температуре 650–750 °C. Энергия активации для реакции его разложения составляет 1,9 эВ [96]:

 $Si(OC_2H_5)_4 \rightarrow SiO_2 + 4C_2H_4 + 2H_2O.$ 

Продуктами пиролиза, наряду с приведенными в реакции, могут служить разнообразные радикалы или молекулы дополнительных органических соединений, способных встраиваться в структуру окисла и ухудшать свойства пленок. Другими продуктами реакции разложения ТЭОС являются свободные кремний-кислородные частицы и радикалы (SiO, SiO<sub>2</sub>, SiO<sub>3</sub>, SiO<sub>4</sub>), которые также осаждаются на подложку.

При осаждении пленок диоксида кремния в ЭЦР СВЧ-плазме разложение ТЭОС носит многоступенчатый и более глубокий характер в зависимости от вида функции распределения электронов по энергии. Многоступенчатость обусловлена наличием в молекуле связей с энергиями 3,59 эВ (С-С), 3,72 эВ (С-О), 4,15 эВ (С-Н), 4,67 эВ (Si-O). Поэтому в СВЧ-плазме возможно окисление органической части до летучих соединений:

$$\begin{array}{ll} \mathbf{C}_{2}\mathbf{H}_{5} \rightarrow \mathbf{C}_{x}\mathbf{H}_{y} + \mathbf{H}, & \mathbf{H} + \mathbf{H} \rightarrow \mathbf{H}_{2}\uparrow, \\ \mathbf{C}_{x}\mathbf{H}_{y} = \mathbf{O} + \mathbf{O}_{2} \rightarrow \mathbf{CO}_{2}\uparrow + \mathbf{H}_{2}\mathbf{O}. \end{array}$$

В последнем случае растущая пленка меньше обогащается органическими остатками, а кислород используется эффективнее, причем не только в газовой фазе, но и на поверхности пленки. Все эти процессы интенсифицируются в режимах генерации плазмы с наибольшей степенью ионизации и диссоциации, что и наблюдалось экспериментально.

При пиролизе при атмосферном давлении или в потоке газа носителя получение конформных покрытий затруднено: осаждение SiO<sub>2</sub> из ТЭОС сопровождается образованием наростов в верхних точках ступенек. В результате возникает разрыв металлизации в ИС. В этих условиях скорость образования зародышей невелика по сравнению со скоростью их роста, а пленка осаждается в местах наиболее интенсивного поступления частиц. Ситуация не исправляется за счет интенсивной активации термической десорбции и поверхностной миграции адсорбированных частиц при нагреве до 700 °С. При ЭЦР СВЧ плазменном осаждении, которое осуществляется при низких давлениях в условиях интенсивного низкоэнергетичного ионного воздействия на поверхность растущей пленки, это соотношение на определенных стадиях процесса становится обратным. Причина последнего состоит в малом коэффициенте заполнения поверхности и интенсивной поверхностной диффузии, стимулированная ионной бомбардировкой, даже при сравнительно низких температурах подложки (100–150 °C). Однако для получения качественного конформного покрытия уменьшение давления не должно быть беспредельным. При давлениях меньше 0,1–0,05 Па конформность нарушается из-за большой длины свободного пробега частиц в газовой фазе и высокой направленности их поступления на подложку, исключающей возможность попадания химически активных частиц плазмы на боковые стенки ступенчатого рельефа микроструктуры [136].

### Глава 8

### ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЙ СВЧ-СИНТЕЗ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ УГЛЕРОДНЫХ СТРУКТУР РАЗЛИЧНЫХ АЛЛОТРОПНЫХ МОДИФИКАЦИЙ

#### § 8.1. Самоорганизация наноалмазных кристаллитов

В связи с интенсивным развитием нанотехнологий в научном мире возрос интерес к нано- или ультрадисперсным алмазам. Благодаря сочетанию аномально высоких значений твердости, теплопроводности, а также дисперсности, химической инертности и адсорбционной активности, обусловленной предельно высоким значением числа нескомпенсированных связей на поверхности наноалмазов, наиболее перспективным является их применение в качестве сорбентов, катализаторов, накопителей электроактивных водорода и кислорода в топливных элементах, твердых антифрикционных смазок, а также в виде наполнителей в специальных полимероалмазных композициях, керамических и резинотехнических изделиях и т. д. [182].

Современные технологии получения алмазных субмикропорошков, как правило, весьма трудоемки и связаны с использованием статических сверхбольших давлений и температур или энергии взрыва. Наноалмазы были впервые синтезированы в Советском Союзе в 60-х годах прошлого века, а их промышленное производство в России началось в конце 80-х годов. Исходным сырьем при этом служил углерод взрывчатых веществ, а высокие давление и температура, необходимые для образования структуры алмаза из атомов углерода, достигались в процессе самого взрыва [183]. Однако короткое время взрыва определяет малый размер алмазных кристаллов. Кроме того, полученный взрывными методами алмазографитовый порошок требует проведения специальных операций химической очистки по выделению ультрадисперсных алмазов. Поэтому разработка «невзрывных» технологий синтеза наноалмазных материалов имеет важное прикладное и фундаментальное значение. На рис. 8.1 приведены зависимости скорости осаждения в СВЧ-плазме углеродных пленок различного фазового состава от температуры подложки при разных давлениях паров этанола и фиксированном ускоряющем потенциале на подложкодержателе, равном -300 В [184, 185]. По данным атомно-силовой микроскопии (АСМ) пленки, полученные при низких температурах подложек (от 50-60°С до 150-200°С) и давлениях паров этанола в интервале от 0.01 до 5Па, представляют собой пористый материал, состоящий из



Рис. 8.1. Зависимости скорости осаждения углеродных пленок различного фазового состава от температуры подложки для разных давлений паров этанола в СВЧ-плазме: 1 — 5 Па; 2 — 1 Па; 3 — 0,1 Па; 4 — 0,05 Па

скопления полимероподобных, слабо связанных между собой агрегатов. В их рентгенограммах хорошо выраженных пиков, характерных для какой-либо кристаллической фазы углерода, выявлено не было; их электрическое сопротивление не фиксировалось. Эти пленки характеризуются высокой стойкостью к физическому распылению ионами аргона с энергией до 300 эВ. В результате вакуумного отжига при 400 °С в течение 1 ч мягкие пленки становятся темными и приобретают некоторую электропроводность. Удаление таких пленок наиболее эффективно осуществляется в СВЧ-плазме при использовании кислородосодержащей плазмообразующей среды.

С увеличением температуры подложки скорости осаждения мягких пленок уменьшаются, а сами пленки постепенно становятся твердыми и, в зависимости от давления паров этанола, светлыми (прозрачными) или темными. Светлые пленки осаждаются при давлениях от 5 до 0,5 Па и имеют коэффициент прозрачности 98–100 %. На их рентгенограммах в интервале углов сканирования рентгеновских лучей  $2\Theta = 51-60^{\circ}$  обнаруживается ряд ярко выраженных пиков, соответствующих межплоскостным расстояниям d = 2,03; 2,06; 2,137; 2,111;2,19 Å, которые характерны для фаз алмазоподобного вещества с гексагональными решетками C(20H), C(16H), C(2H) — лонсдейлит и алмазас кубической решеткой (<math>d = 2,06 Å) с отражением от грани (111). Такие пленки имеют высокие твердость и сопротивление (до 10<sup>7</sup> Ом·м), а также хорошую адгезию к подложке.

При давлениях паров 0,05 Па и ниже полимероподобные углеводородные пленки с увеличением температуры трансформируются в темные — графитовые — с коэффициентом прозрачности 40-70%. На типичных рентгенограммах этих пленок доминирующим оказывается пик с межплоскостным расстоянием d = 3,36 Å, который соответствует отражению от грани (002) кристаллической фазы графита. Наблюдающиеся у темных пленок рядом с основным пиком более мелкие сопутствующие пики свидетельствуют о существовании того же графита, но с дефектной упаковкой слоев [186]. Такие пленки имеют электрическое сопротивление, характерное для графита.

Результаты рентгеноструктурного анализа осажденных в СВЧплазме углеродных пленок представлены на рис. 8.2. Детальное изу-



Рис. 8.2. Диаграмма полиморфных превращений в углеродных пленках, осажденных из паров этанола в СВЧ-плазме низкого давления: 1 — полимер; 2 — графит; 3 — алмазоподобная фаза; 4 — полимер-графит; 5 полимер-алмазоподобная фаза; 6 — графит-алмазоподобная фаза

чение с помощью атомно-силовой микроскопии топографии мягких пленок показало, что их поверхность на микроскопическом уровне не является однородной (рис. 8.3) [187]. Эти пленки представляют собой гетерофазную систему, где в аморфной углеводородной матрице рассеяны кристаллические микровыступы в форме пирамид с диаметрами оснований от 0,25 до 0,5 мкм и высотой от 4~5 до 100 нм (рис. 8.4). На



Рис. 8.3. Полученное с помощью АСМ изображение микротопографии углеродной полимерной пленки с включениями алмазоподобных микрокристаллитов, осажденной в СВЧ-плазме (p = 1 Па; T = 50 °C). Масштаб: X:1 мкм, Y:1 мкм, Z:0,01 мкм

рис. 8.5 приведены зависимости концентраций кристаллитов размером



Рис. 8.4. Полученное с помощью АСМ изображение алмазоподобного микрокристаллита в углеводородной матрице. Масштаб: X:0,1 мкм, Y:0,1 мкм, Z:0,01 мкм



Рис. 8.5. Зависимости концентрации кристаллитов размером более 50 нм на поверхности углеродной пленки от температуры подложки для различных давлений паров этанола в ЭЦР СВЧ-плазме:  $1-0.05 \,\Pi a$ ;  $2-0.1 \,\Pi a$ ;  $3-5 \,\Pi a$ ;  $4-1 \,\Pi a$ 

более 50 нм на поверхности полимероподобной пленки от температуры подложки для различных давлений паров этанола в СВЧ-плазме. Видно, что в области низких температур они практически линейно уменьшаются от  $1,0.10^8$  см<sup>-2</sup> до  $1,0.10^5$  см<sup>-2</sup>. Скорости уменьшения концентраций и называемая критической температура, при которой еще фиксируются отдельные кристаллиты, зависят от давления паров рабочего вещества. Критическая температура для различных давлений паров этанола составляет от 250 до 150°С и соответствует окончанию перехода от осаждения кристаллитов в полимероподобных мягких пленках к сплошным твердым пленкам. На рис. 8.6 представлены зависимости высот экстрагированных микрокристаллитов от толщины h удаленного углеводородного слоя в кислородосодержащей СВЧ-плазме при давлениях 0,05 и 1 Па и потенциалах на подложкодержателе ±300 В для пленок с исходной толщиной 1,2 и 0,4 мкм. Видно, что максимальная высота микрокристаллитов, экстрагированных при р = 0,05 Па, в тонких пленках оказывается в 1,5 раза больше, чем



Рис. 8.6. Зависимости высоты кристаллитов от толщины стравленного слоя углеводородной матрицы при различных режимах и исходной толщине слоев: I - d = 1,2 мкм, U = -300 В, p = 0,05 Па; 2 - d = 0,4 мкм, U = -300 В, p = 0,05 Па; 3 - d = 0,4 мкм, U = +300 В, p = 0,05 Па; 4 - d = 0,4 мкм, U = +300 В, p = 1 Па



Рис. 8.7. Зависимости поверхностной концентрации нанокристаллитов от толщины стравленного слоя углеводородной матрицы при различной исходной толщине слоя (U = 300 B; p = 1 Па): 1 - 0.4 мкм; 2 - 1.2 мкм

в толстых, и достигает 120 нм. При увеличении давления до 1 Па высота экстрагированных микрокристаллитов уменьшается. Влияние знака потенциала подложкодержателя на размер кристаллитов при этом исчезает, что обусловлено уменьшением степени ионизации плазмы. Уменьшение ионной составляющей (ионов кислорода) приводит к снижению селективности травления микрокристаллической и углеводородной фаз и как следствие к уменьшению размеров экстрагированных кристаллитов. Большое различие в размерах экстрагированных кристаллитов и толщине удаленного слоя матрицы свидетельствует о том, что микрокристаллиты при их формировании в процессе осаждения углеводородной матрицы хаотично возникают, растут до определенных размеров и затем замуровываются в ней, а не пронизывают ее через всю толщину [187]. Величина и концентрация микрокристаллитов зависят от исходной толщины пленки (рис. 8.7). В приповерхностных слоях тонких пленок их концентрация имеет большую величину и может достигать  $1,0\cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>. В слоях же, близких к твердой подложке, она оказывается меньше. В толстых пленках концентрация и размер микрокристаллитов изменяются с глубиной стравленного слоя незначительно.

Наблюдаемое образование наноалмазной фазы в полимероподобной углеводородной матрице обусловлено тем, что процесс конденсации при использовании СВЧ-плазмы происходит в неравновесных условиях, так же как и при детонационном синтезе наноалмазов. Применение СВЧ-плазмы в диапазоне давлений паров этанола от 0,1 до 5 Па позволяет создавать сверхбольшие пересыщения при термоударе на холодной подложке ионов и возбужденных атомов углерода с широким энергетическим спектром. При этом вероятность зарождения наноалмаза возрастает, поскольку преобладающими при его образовании являются не термодинамические факторы, а процессы физической кинетики [188]. Энергия образования его относительно простой кристаллической решетки гораздо ниже, чем энергия образования сложной гексагональной решетки графита. Кроме того, известно, что прочность межатомных связей в кристалле графита значительно превышает прочность связей в алмазе. По этим причинам, в частности, в построенной на рис. 8.2 диаграмме полиморфных превращений, обусловленных кинетическими факторами, образование графитовой фазы, обладающей слоевым механизмом роста (область 2), происходит при более высоких температурах подложки и степени активации плазмы, но при более низких давлениях паров и пересыщениях. В переходной области между преимущественными осаждениями алмаза и графита (область 6 на рис. 8.2) пленки представляют собой гетерофазную систему, где в аморфной углеграфитовой матрице распределены микрокристаллиты алмаза, мелкокристаллического графита и других кристаллических модификаций углерода.

При низких температурах подложки одновременно с наноуглеродной кристаллической фазой конденсируются продукты неполного разложения этанола, а также молекулярные продукты вторичных реакций, протекающих в СВЧ углеводородной плазме паров исходного рабочего вещества (область 1 на рис. 8.2). Результаты, приведенные на рисунках 8.3-8.7, свидетельствуют о том, что эти процессы не являются независимыми друг от друга. Так, благодаря осаждению мягких полимероподобных пленок процесс образования наноуглеродной кристаллической фазы перестает быть гетерогенным: с увеличением температуры подложки размер и концентрация кристаллитов в углеводородной матрице уменьшаются. То же самое происходит и при уменьшении толщины слоя углеводородной пленки. Причина этого в обоих случаях заключается в уменьшении пересыщения активированной углеводородной компоненты, ответственной за образование наноуглеродных кристаллитов. Таким образом, концентрация кристаллитов при минимальной температуре процесса, равной 50°С, является для всех давлений рабочего вещества в плазме наибольшей (см. рис. 8.5). С увеличением температуры подложки осаждение углеводородной пленки замедляется, что обусловлено возрастанием вероятности отражения частиц газовой фазы от подложки, которое имеет место для частиц, образующих как углеводородную матрицу, так и наноуглеродные кристаллиты в ней. Поэтому в очень тонких и прилегающих к твердой подложке слоях углеводородной матрицы размер и концентрация кристаллитов весьма низки. С увеличением толщины осажденной углеводородной матрицы процессы обратного рассеяния активированных атомов углерода в газовую фазу ослабляются. Это обусловлено упругим рассеянием отраженных от твердой подложки активированных атомов углерода на нейтральных атомах углерода и водорода, входящих в структуру углеводородной матрицы. Слои углеводородной матрицы обладают, таким образом, «охлаждающим» эффектом для атомов и ионов углерода, поступающих из плазмы в углеводородную мягкую пленку, и служат накопителями активированных углеродных атомов. «Охлаждение» осуществляется за счет хаотичных квазиупругих столкновений с атомами полимероподобного материала пленки, препятствующих выходу из нее. В результате в углеводородной пленке увеличиваются концентрация активированных атомов углерода, а также степень пересыщения и как следствие образуются кристаллиты с большими размерами и плотностью распределения. При достаточно больших толщинах углеводородной матрицы (возможно, из-за рекомбинационных процессов в результате возрастания траекторного пробега активированных плазмой углеродных атомов до твердой отражающей подложки) темп нарастания и степень пересыщения активной углеродной компоненты вновь уменьшаются. Так осуществляется регулирующая роль углеводородной матрицы в процессе образования наноуглеродных кристаллитов. Этим определяется, по-видимому, и оптимальная толщина углеводородной пленки, при которой концентрация и размер кристаллитов имеют максимальные значения.

Протеканию «накопительных» процессов внутри углеводородной пленки способствует ее мягкая паутинообразная структура в виде наноразмерной каркасной матрицы, на С-С связях которой поддерживаются образующиеся наноуглеродные кристаллиты. Анализ других возможных моделей образования нанокристаллитов внутри углеводородной матрицы (например, прорастающих от твердой подложки, замуровывающихся и вновь возникающих на поверхности образующейся углеводородной матрицы и т.п.) обнаруживает их неадекватность имеющимся экспериментальным данным.

Критические температуры, при которых заканчивается переход от осаждения кристаллитов в полимероподобных мягких пленках к сплошным твердым пленкам (см. рис. 8.5), соответствуют значениям, выше которых атомы молекулярного потока, формирующие углеводородную пленку, полностью отражаются от подложки. Увеличение давления паров рабочего вещества приводит к тому, что атомы, испаряющиеся с подложки, захватываются частицами молекулярного потока и вновь осаждаются на нее. Поэтому критическая температура, а также максимальная концентрация наноуглеродных кристаллитов оказываются тем больше, чем выше давление пара и плотность потока падающих на подложку частиц. Исключением является зависимость концентрации кристаллитов от температуры при давлении паров 1 Па, при котором, по-видимому, реализуются оптимальные кинетические условия зарождения и роста нанокристаллической фазы в углеводородной матрице. Этот режим, как следует из экспериментов, характеризуется нанокристаллитов, хотя общая тенденция изменения концентрации от температуры при нем остается прежней.

В связи с различием кристаллических решеток графита и алмаза снижение температуры подложки при сохранении плотности потока частиц на поверхность способствует уменьшению подвижности поверхностных атомов, улучшению условий прилипания активированных частиц плазмы и ухудшению условий для формирования «слоевой» графитовой структуры. При этом снижение температуры, естественно, приводит к снижению степени кристалличности конденсата и к сосуществованию в нем межатомных связей с различным типом гибридизации атомных орбиталей. Таким образом, следует ожидать, что для всех давлений паров рабочего вещества в СВЧ-плазме, включая давления, при которых при высоких температурах наблюдалось осаждение графитоподобных пленок (область 2 на рис. 8.2), с уменьшением температуры подложки в углеводородной матрице наноуглеродные кристаллиты будут иметь преимущественно алмазоподобную микроструктуру.

Благодаря погруженности наноалмазов в каркасную углеводородную матрицу имеются широкие возможности для непосредственного их нанесения на любые подложки и детали, а также для модификации поверхностных свойств наноалмазов и управления ими при использовании в качестве накопителя газовой массы в топливных элементах.

В отличие от детонационных наноалмазов погруженность наноалмазов в уникальную по своим функциональным свойствам углеводородную матрицу исключает возможность их агрегатирования в прочные образования, которые в случае изготовления паст из сухих порошкообразных наноалмазов вызывают необходимость в дополнительной подготовке сухого продукта путем механического дробления.

# § 8.2. Синтез наноалмазных композиционных материалов

Основная проблема при создании элементной базы вакуумной микроэлектроники, а также плоских катодолюминесцентных экранов для дисплейной и телевизионной техники состоит в получении дешевого, эффективного, надежного и долговечного автоэмиссионного катода. Главным ее содержанием является обеспечение низкой работы выхода электронов и мощного теплоотвода от функционирующих эмиссионных центров, поддерживающих непрерывность электронного потока на границе твердого тела и вакуума. Из-за больших тепловыделений материал в эмиссионных центрах (микровыступах) находится практически в расплавленном состоянии. В результате одни эмиссионные центры исчезают, другие формуются под действием пондеромоторных сил, а затем также исчезают и т.д. Данный процесс продолжается вплоть до полного исчезновения эмиттирующих микровыступов или нарушения электронно-оптических условий, обеспечивающих эффективную эмиссию.

Перспективным материалом для автокатодов являются самоорганизующиеся нанокластерные углеродные структуры, или нанотрубки, вытянутые образования, состоящие в основном из шестичленных колец углерода [189–191]. Пороговая напряженность поля начала автоэмиссии нанотрубных катодов составляет 0,5–1,0 В/мкм; их плотность тока в постоянном режиме достигает 0,5 А/см<sup>2</sup>, а в импульсном — 2 А/см<sup>2</sup>. Вместе с тем недостаточная адгезия к подложке, подверженность перенапылению на анод и сложности с обработкой методами литографии создают препятствия для их широкого практического применения.

Алмаз является идеальным материалом для автоэмиссионных катодов. Преимущества его заключаются в сочетании высокой дрейфовой скорости носителей тока и электрической прочности кристаллов (напряженность поля лавинного пробоя у алмаза составляет 2, 2 · 107 В/см, тогда как у кремния она равна 3 · 10<sup>5</sup> В/см) с высокой теплопроводностью (2000 Вт/м К, что в 5 раз превышает теплопроводность меди) [192, 193]. Практически это выражается в том, что для генерации плазмы можно использовать сильные электрические поля без опасения, что кристалл разрушится под влиянием импульса тока или джоулева тепла. Перспективны также его уникальные электронно-эмиссионные свойства, связанные с отрицательным электронным сродством, которое присуще всем широкозонным материалам [194-196]. По этой причине у катодов с алмазным типом гибридизации связей валентных электронов атомов углерода наблюдается такое же снижение работы выхода, что и у «открытых» углеродных нанотрубок с графитовым типом структуры [197, 198].

Синтезированы дефектные алмазные пленки, в которых в энергетической запрещенной зоне кристаллического алмаза формируются разрешенные зоны, обеспечивающие проводимость и стабильную автоэлектронную эмиссию в течение длительного времени работы прибора (рис. 8.8) [199–202]. Недостатками катодов на основе таких пленок служат сравнительно низкие плотности токов и высокие пороговые напряжения автоэлектронной эмиссии, составляющие от 22 до 72 В/мкм и более [199], а также требование повышенных температур (свыше 800 °C) в процессе синтеза, что ограничивает выбор материала подложки. По этим причинам разработка процессов низкотемпературного синтеза эффективных алмазосодержащих материалов автокатодов, в которых принципиально по-новому организовывались бы перенос носителей тока и эмиссия электронов от термоустойчивых наноалмазных эмиссионных центров, является актуальной задачей [202]. Особые надежды в ее решении возлагаются на проявление в наноалмазных автоэмиссионных эмиттерах, кроме уже названных традиционных свойств алмаза, присущих массивному кристаллическому состоянию, квантовых эффектов, характерных для низкоразмерных систем [203]. В наноструктурных материалах, содержащих объекты размером в несколько десятков нанометров (так называемые квантовые точки), в отличие от массивных материалов отсутствует широкая зонная структура и имеется структура минизон или набор дискретных электронных уровней. Обширные возможности управления энергетическим спектром таких структур оказались решающими для их технического применения [204, 205].



Рис. 8.8. Энергетическая зонная диаграмма, иллюстрирующая наличие дефектных энергетических зон в запрещенной зоне алмаза

Большое влияние на кинетику роста наноструктурных углеродных пленок в СВЧ-плазме, размеры и поверхностную концентрацию микрокристаллитов оказывают скорость прокачки углеродсодержащего газа, а также величина и знак ускоряющего потенциала на подложкодержателе [206].

Рентгеноструктурный анализ твердых углеродных пленок, полученных в диапазоне давлений паров этанола в СВЧ-плазме от 0,05 до 0,08 Па при температуре свыше 250 °С, показал смешанный алмазографитовый состав (см. рис. 8.2). На рентгенограммах этих пленок, кроме кристаллических фаз графита, в интервале углов  $2\Theta = (51-60)^\circ$ наиболее интенсивными оказались рефлексы с d = 2, 13 Å, принадлежащие алмазоподобной фазе C(20H). Это соответствует известным данным [207, 208], согласно которым при конденсации углеводородного пара из газовой фазы, активированной электрическим разрядом, на холодной подложке формируется аморфный слой. Его свойства отличаются от свойств графита и, скорее, приближаются к свойствам алмаза.



Рис. 8.9. Зависимости эмиссионного тока от напряженности электрического поля для наноалмазографитовых пленок (область 6 на рис. 7.2), полученных при различных ускоряющих потенциалах в процессе синтеза: 1 — +300 B; 2 — +200 B; 3 — +100 B; 4 — -100 B; 5 — -200 B; 6 — -300 B

На рис. 8.9 приведены типичные зависимости тока эмиссии от напряженности электрического поля в диодной структуре на основе алмазографитовых пленок, полученных при различных ускоряющих потенциалах в процессе синтеза в одном из режимов, принадлежащих области 6 на рис. 8.2 [202]. Видно, что наименьший порог эмиссии имеют углеродные пленки, изготовленные при потенциале +300 В.

Из полученных зависимостей был произведен расчет коэффициента K усиления в микродиоде, представляющего собой отношение напряженности электрического поля на отдельном (усредненном) микровыступе в зазоре микродиода к величине напряженности электрического поля в том же зазоре, определяемой разностью потенциалов катод-анод и величиной зазора между ними без учета шероховатости в контактах:  $K = E_{\rm m}/E_{\rm внеш}$  [194].

На рис. 8.10 приведены зависимости расчетного коэффициента усиления электрического поля в диодной структуре, измеренных поверхностных электросопротивлений и средней высоты неровностей поверхности полученных пленок от величины ускоряющего потенциала в процессе их синтеза.

Как видно из рисунков 8.9 и 8.10, значения напряженностей электрических полей, при которых наблюдается эффективная автоэлектронная эмиссия с алмазографитовых пленок, тем ниже, а коэффициенты усиления поля на остриях эмиттирующих структур тем больше, чем более положительным является ускоряющий потенциал на подложкодержателе и чем большим поверхностным электросопротивлением обладают полученные пленки. При смене знака потенциала коэффициент усиления электрического поля изменяется практически в два раза: от



Рис. 8.10. Зависимости высоты микрокристаллитов (1), коэффициента усиления поля (2) и электросопротивления (3) углеродных пленок от потенциала на подложкодержателе в процессе синтеза

800 при -300 В до 1500 при +300 В. Поверхностные электросопротивления пленок и коэффициенты усиления поля зависят от приложенных на подложкодержателе потенциалов различного знака несимметричным образом. Зависимость же размеров микрокристаллитов от потенциала, напротив, имеет практически симметричный характер относительно его нулевого значения. Отсюда следует, что связанный с размерами геометрический фактор усиления электрического поля на остриях эмиттеров не может определять несимметричный характер изменения автоэмиссионных свойств углеродных нанокристаллитов с изменением потенциала во время их синтеза. Это свидетельствует о различии в природе тонкой структуры микрокристаллитов, полученных в разных условиях микроволнового синтеза, но имеющих одинаковые геометрические характеристики. Подобное различие может быть обусловлено образованием в процессе синтеза наноалмазных кристаллитов при положительных потенциалах алмазографитовых пленок. Действительно, при положительных потенциалах на подложкодержателе усиливается бомбардировка поверхности электронами и возрастают коэффициент прилипания атомов углерода и роль кинетических факторов в реализации нормального механизма при зародышеобразовании и росте наноалмазных кристаллитов [93, 97]. Косвенно это подтверждается тем, что пленки, полученные при отрицательных напряжениях на подложкодержателе, обнаруживают более высокую электропроводность и имеют металлический блеск, характерный для монокристаллического графита.

Механизм улучшения эмиссионной способности углеграфитовой пленки за счет увеличения в ней концентрации наноалмазных включений состоит в следующем.

Как известно, наряду с зонными состояниями электронов в кристалле у его поверхности существуют разрешенные поверхностные состояния, дискретные значения энергии которых располагаются в области, являющейся в неограниченном кристалле запрещенной зоной. Влияние поверхностных состояний тем больше, чем более развита поверхность кристалла, т.е. чем меньше размер кристаллитов. В работе [209], например, показано, что при изменении степени дисперсности влияние поверхностных уровней на электрические свойства полупроводников усиливается вплоть до изменения типа электропроводности.

Поверхностные уровни кристаллов могут быть как пустыми, так и полностью или наполовину заполненными электронами. При большой плотности дискретных поверхностных уровней они объединяются в поверхностные зоны. Поверхностная двумерная зона, если она частично заполнена электронами, обусловливает поверхностную проводимость металлического типа. Электроны в этой зоне могут двигаться только вдоль поверхности.

Заряд поверхности нейтрализуется пространственным зарядом противоположного знака, обусловленным изменением концентрации носителей тока в приповерхностном слое. Толщина слоя объемного заряда, на протяжении которой происходит нейтрализация поверхностного заряда, зависит от концентрации носителей. В полупроводниках она принимается равной дебаевской длине экранирования и выражается формулой

$$L = (\varepsilon_0 \varepsilon k T / e^2 n_0)^{1/2},$$

где L — толщина обедненного слоя в полупроводниковой структуре алмазных кристаллитов;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость вещества; k — константа Больцмана; T — абсолютная температура; e — заряд электрона;  $n_0$  — концентрация носителей, связанная с объемными уровнями.

Если размер микрокристаллита меньше толщины обедненного слоя, то объем зерна оказывается практически не проводящим и проводимость обусловлена только процессами в поверхностных зонах. Оценка по вышеприведенной формуле такого размера микрокристаллитов для кремния при  $n_0 \leq 10^{17}$  см<sup>-3</sup> дает L > 100 нм [209]. В связи с большим (по сравнению с кремнием) значением  $\varepsilon$  для алмаза толщина обедненного слоя в нем больше, а значит, больше и размер кристаллита, при котором проводимость обусловлена только процессами в поверхностных зонах. Весь ток в подобных пленках оказывается сосредоточенным в поверхностных зонах, которые простираются в глубину кристалла на расстояние порядка межатомного.

Таким образом, у поверхности полупроводника концентрация носителей может значительно отличаться от объемной и существенно влиять на многие его свойства (электропроводность, работу выхода и т. д.). Особенно велика роль поверхностных состояний в том, что попавшие в них электроны способны создавать очень большой отрицательный поверхностный заряд. При поверхностной концентрации электронов порядка  $10^{14}$  см<sup>-2</sup> возникает поле поверхностного заряда порядка  $10^7 - 10^8$  В/см. Оно сильно искривляет ход энергетических зон вблизи поверхности кристалла и существенно усиливает локальное электрическое поле на микровыступах, выполняющих роль эмиссионных центров. Кроме того, при достаточно высокой плотности заполнения поверхностных уровней носителями заряда уровень Ферми на поверхности полупроводника проходит вблизи поверхностных уровней и работа выхода, таким образом, не зависит от положения уровня Ферми в глубине пленки, а определяется характером поверхностных уровней. Все это оказывает существенное влияние на перенос носителей тока в графитовой матрице к наноалмазным эмиссионным центрам, снижение работы выхода и уменьшение величины внешнего электрического поля, обеспечивающего эффективную автоэлектронную эмиссию.

Наноалмазы в графитовой матрице являются центрами предпочтительной автоэлектронной эмиссии (эмиссия из «металлического алмаза») и могут служить источниками электронов, обеспечивая более высокую плотность тока при более низком напряжении по сравнению с дефектными алмазными пленками, проводимость которых значительно ниже проводимости графитовой матрицы.

Многоострийные наноалмазографитовые автоэмиссионные катоды при испытаниях показали высокую стабильность эмиссии при амплитуде флуктуаций тока менее 3,5% на начальном этапе, что позволяет прогнозировать срок службы катода на уровне не менее 10000 ч.

Наноалмазные композитные материалы могут быть использованы для создания элементной базы вакуумной микроэлектроники: высокостабильных пленочных резисторов с широким диапазоном удельных сопротивлений (от 10 до 10<sup>7</sup> Ом м и более) и рассеиваемых мощностей, высокоэффективных и деградационно стойких катодов с регулируемыми значениями напряженности поля автоэлектронной эмиссии в зависимости от размера и концентрации содержащихся в них наноалмазных кристаллитов.

#### § 8.3. Интеграция технологических процессов на основе плазмы СВЧ газового разряда в магнитном поле

Приоритетным направлением развития нанотехнологий на настоящий момент является создание технологической базы, с помощью которой могли бы быть произведены наноструктурные материалы с качественно новыми свойствами, присущими наномасштабу, и устройства наносистемной техники как на их основе, так и на основе других известных материалов. Выбор способа вакуумно-плазменной обработки при производстве интегральных схем зависит от применяемых материалов, допустимых уровней радиационного воздействия в процессе их обработки, а также от требований к скорости, селективности и анизотропности травления. Поэтому на разных этапах изготовления ИС, особенно с повышенной степенью интеграции (большие и сверхбольшие интегральные схемы — БИС, СБИС), используются, как правило, различные способы ВПО [52, 53, 93, 96]. В связи с этим представляется целесообразной разработка соответствующих универсальных технологий [134, 154] и оборудования [210, 211].

Сверхвысокочастотная ВПО с внешним магнитным полем позволяет реализовать различные методы обработки микроструктур: плазмохимический, радикальный, реактивный ионно-плазменный, а при использовании ускоряющей ионно-оптической системы — режимы реактивного ионно-лучевого и ионно-стимулированного газового травления [107, 212, 213].

Для травления пленок A3B5 толщиной 1 мкм и менее с высокими селективностью, анизотропностью и качеством обработки целесообразно использовать схему ПХТ, а также РИЛТ и РИПТ с малыми ускоряющими напряжениями (< 100 В), а для травления пленок толщиной 2–6 мкм — схему ИСГТ. Возможно комбинированное проведение процесса, например первоначальное глубокое травление с высокой скоростью по схеме ИСГТ, а затем полирующее травление по схеме РИЛТ или РИПТ и «мягкое» ПХТ для устранения дефектов поверхности.

С использованием свойства технологичности подвода СВЧмощности на базе установки СВЧ ВПО представляется возможным создание системы безмасочного локального травления, включающей в себя плазмохимическое травление и экспонирование с помощью жидкометаллического источника ионов с системой формирования и управления острофокусированным пучком [212, 214-216].

На основе генерации СВЧ-разряда в широком диапазоне давлений  $(10^{-2}-10^2)$  Па) предложена lift-off вакуумно-плазменная технология создания микроструктур [212]. Конструкция установки позволяет выполнять в ней операции нанесения и удаления материалов без промежуточной (межоперационной) разгерметизации вакуумной камеры. Для этого в установку СВЧ ВПТ с карусельным подложкодержателем, с помощью которого можно проводить как индивидуальную, так и последовательно-групповую обработку (при вращении карусели), дополнительно встроены модули очистки пластин в тлеющем разряде и вакуумного термического и магнетронного напыления тонких пленок. Доказано, что эффективность удаления резиста в кислородной плазме из-под пленки металла зависит от соотношения толщин резиста ( $h_p$ ) и напыленного слоя металла ( $h_M$ ), а также от давления плазмообразующего газа (кислорода) в реакторе.

Наиболее эффективно удаление резиста происходит при отношении  $h_{\rm M}/h_{\rm p} < 0,5$ . В интервале  $0,5 < h_{\rm M}/h_{\rm p} < 0,7-0,8$  скорость удаления

резко снижается, а при  $h_{\rm M}/h_{\rm p} > 0,8$  резистивная маска из под слоя металла не удаляется. Оптимальное давление кислорода для удаления резиста составляет (50–100) Па. При уменьшении давления его эффективность снижается, и при давлениях менее 1 Па резист из-под слоя металла не удаляется. Подобный характер зависимости обусловлен тем, что при низких давлениях уменьшается хаотичность движения частиц и снижается количество химически активных частиц, взаимодействующих с боковой поверхностью резиста, не защищенной слоем металла.



Рис. 8.11. Фрагменты топологических структур микросхем, полученных методом lift-off CBЧ вакуумно-плазменной технологии: *a*) олово; *б*) медь на ситале; *в*) нихром; *г*) алюминий на кремнии

На рис. 8.11 приведены фрагменты топологических структур микросхем, полученных методом lift-off CBЧ вакуумно-плазменной технологии. Созданная в металлической пленке с помощью этой технологии топологическая структура способна как выполнять самостоятельную задачу, например при использовании ее в качестве коммутационных дорожек в микросхеме, так и играть роль маски, через которую после замены кислорода на химически активный газ можно осуществлять CBЧ BПТ материала подложки (например, Si или SiO<sub>2</sub>). За счет применения данной технологии уменьшается количество операций и используемых единиц оборудования, увеличиваются выход годных и производительность, снижается себестоимость микросхем.

Разработаны безрадиационные процессы осаждения и сухого глубокосубмикронного травления с управляемыми селективностью и анизотропностью практически всех основных материалов микро- и наноэлектроники: кремния и его соединений, соединений A3B5, различных аллотропных фаз углерода и т.д. На основе эффектов самоорганизации и полиморфных превращений, обусловленных кинетическими факторами в неравновесной СВЧ-плазме, созданы нанокомпозитные алмазно-углеводородные и алмазно-графитовые материалы с регулируемыми концентрацией (от 0, 5 · 10<sup>7</sup> до 1, 4 · 10<sup>8</sup> см<sup>-2</sup>) и размерами (от 4-5 до 100 нм) наноалмазных кластеров (квантовых точек) в гетерофазной матрице [217, 218].

В настоящее время независимо от назначения изготовление перспективных элементов электронной техники, применяемых для создания ЭВМ, систем управления, аппаратуры связи, устройств телевидения, товаров медицинского, промышленного и бытового назначения, все больше осуществляется по субмикронной технологии. Для получения приемлемого выхода годных в таком производстве должны быть обеспечены условия для минимальных дефектообразований как в самом технологическом оборудовании, так и вне его, при загрузках и транспортировках обрабатываемых пластин.

Уменьшение привносимых дефектов достигается в самом технологическом оборудовании за счет рабочей и внешней сред. В последнем случае создают специальные «чистые» комнаты, запыленность в которых для субмикронной технологии должна быть не хуже 1-го класса, что требует больших материальных затрат. Поэтому строительство современных заводов по производству интегральных схем уже не окупается.

В качестве выхода из данного положения современная тенденция развития полупроводникового машиностроения предусматривает отказ от больших объемов «чистых» комнат и переход на оборудование, которое обеспечивает их уменьшение и повышение выхода годных за счет интеграции нескольких технологических операций. Последнее позволяет обрабатывать полупроводниковую пластину без извлечения в атмосферу до завершения определенного технологического микроцикла. Такие установки называют кластерными.

Использование кластерного оборудования дает возможность реализовать целый ряд преимуществ по сравнению с остальным существующим оборудованием, в том числе

- наращивать кластеры для проведения укрупненных технологических циклов;
- снижать затраты на «чистые» комнаты, а в ряде случаев и полностью их исключить;
- обеспечивать гибкость при переходе к новым процессам за счет простоты изменения состава кластера;
- обеспечивать необходимую чистоту процессов за счет транспортировки пластин между операциями в вакууме.

В настоящее время созданы установки и модули для осаждения, травления и планаризации диэлектрических слоев, осаждения металлических слоев, нанесения и проявления резистивных слоев. и т. д. Номенклатура разработанных технологических модулей непрерывно расширяется.

Не менее важной для воспроизводимого создания наноматериалов с заданными функциональными свойствами и устройств наносистемной техники является разработка эффективных методов управления процессом их получения. Практика показывает, что эффективность методов управления процессами плазмохимического синтеза материалов

203

определяется не возможностями обработки информации и реализации обратных связей, а наличием или отсутствием необходимых данных о свойствах и кинетике образования структур, связях между технологическими воздействиями и их откликом в свойствах структур при данном состоянии технологического оборудования. Управление процессами, связанными с получением новых материалов с заданными электрофизическими свойствами, а также с повышением требований к функциональным параметрам структур, обеспечивается созданием и использованием в современном кластерном оборудовании методов контроля свойств плазмы и получаемых образцов материалов непосредственно в ходе проведения процессов. В связи с этим зарубежные фирмы-разработчики оборудования стремятся к насыщению технологических установок системами встроенного контроля.

Таким образом, для воспроизводимого создания наноматериалов с заданными структурным составом и электрофизическими свойствами, а также устройств наносистемной техники с заданным топологическим уровнем современное нанотехнологическое вакуумно-плазменное оборудование должно быть кластерным и «разумным», т.е. оснащенным методами контроля и управления свойствами синтезируемого материала и параметрами наноразмерной топологии непосредственно в процессе их получения. Разработка методик, алгоритмов и программно-аппаратных средств многопараметрового контроля и мониторинга процесса и свойств материалов и структур на различных этапах их синтеза может основываться на микроволновом зондировании плазмохимической среды путем измерения фазы отраженных волн и их рассеяния, а также на твердотельном зондировании свойств самих структур с использованием эллипсометрии, рефлектометрии, одноволновой и спектральной интерферометрии и т.д.



Рис. 8.12. Схема кластерной СВЧ нанотехнологической установки: 1 — специализированные СВЧ вакуумно-плазменные технологические модули; 2 вакуумный транспортный модуль; 3 — транспортные механизмы; 4 — зоны специализированной СВЧ вакуумно-плазменной обработки

При создании конкурентоспособного вакуумно-плазменного нанотехнологического кластерного оборудования одним из важнейших факторов является выбор типов установок, входящих в состав кластера. Наиболее перспективными для этих целей на сегодняшний день представляются установки, основанные на применении универсальной рабочей среды — низкоэнергетичной («холодной») высокоионизованной плазмы микроволнового газового разряда с электронным циклотронным резонансом. Они обладают несомненными преимуществами как с точки зрения удовлетворения самым жестким требованиям наноэлектронного производства, так и с точки зрения многообразия реализуемых технологических процессов. Благодаря возможности реализации различных методов плазмохимической обработки в такой установке можно создавать кластерные системы на основе нескольких однотипных многоцелевых модулей, каждый из которых предназначен для выполнения заданной технологической операции (рис. 8.12). При этом отсутствует необходимость в резервировании и обслуживании различных типов оборудования, предназначенных для выполнения конкретного технологического процесса или изделия. Экономические преимущества от создания и эксплуатации подобных многоцелевых модулей и кластерных систем на их основе очевидны.

#### Список литературы

- Электронная промышленность. Наука. Технология. Изделия. Вып. 4. М.: ЦНИИ «Электроника», 1999.
- 2. Гуляев Ю. В., Яфаров Р. К. Микроволновое ЭЦР вакуумно-плазменное воздействие на конденсированные среды в микроэлектронике (физика процессов, оборудование, технология) // Зарубежная электронная техника, 1997, № 1. С. 77–120.
- 3. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- 4. Голант В. Е. Газовый разряд на сверхвысоких частотах // УФН, 1958. Т. 65. Вып. 1. С. 39-86.
- 5. Postma H. // Phys. Lett., 1970. V. 31A, N 196.
- Bliman S., Geller R., Hess W., Jacquot B. // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1972. NS-19. P. 200.
- 7. Suzuki K., Okudaira S., Sakudo N., Kanomata J. Microwave plasma etching // Jap. J. Appl. Phys., 1977. V. 16, N 11. P. 1979–1984.
- 8. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970.
- 9. Фальковский О.И. Техническая термодинамика. М.: Связь, 1978. 432 с.
- 10. *Левин Л*. Современная теория волноводов/ Пер. с анг. М.: ИЛЛ, 1954. 216 с.
- 11. Фельдитейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963. 360 с.
- 12. Гуляев Ю. В., Яфаров Р. К. Энергетические и конструктивные особенности установок СВЧ вакуумно-плазменного травления для создания устройств функциональной электроники с субмикронными размерами элементов. — М., 1988. 44 с. (Препринт ИРЭ АН СССР.)
- Брянский Л. Н. Согласование волноводных трактов. М.: Изд. стандартов, 1965. 60 с.
- 14. *Яфаров Р.К.* Перспективы создания источников СВЧ-плазмы // Электронная промышленность, 1992, № 1. С. 8–12.
- 15. Патент Японии № 53-24779 от 18.07.75 г.
- 16. Патент Японии № 54-3343 от 31.08.76 г.
- 17. Патент Японии № 53-44795 от 18.12.74 г.
- 18. Патент США № 4101414 от 18.06.78 г.
- 19. Патент Японии № 57-53430, 1982.
- 20. Гуляев Ю. В., Яфаров Р. К. Эффективность использования мощности в установках СВЧ вакуумно-плазменной обработки структур микроэлектроники. — М., 1989. 53 с. (Препринт ИРЭ АН СССР № 15.)
- 21. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М.: Наука, 1980. 976 с.
- 22. Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 212 с.
- 23. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. — М.: Наука, 1978. 224 с.

- 24. Рут, Асмуссен. Характеристики ионного источника с плазменным диском в СВЧ-резонаторе // Приборы для научных исследований, 1985, № 8. С. 10–20.
- 25. Сакудо, Токигути, Конке, Каномата. Сильноточная установка на основе СВЧ-источника для имплантации ионов // Приборы для научных исследований, 1983, № 6. С. 19–23.
- 26. Пиню, Дюранде, Пеллетье, Арналь, Валье. Мультипольный источник СВЧ-плазмы с возбуждением по методу распределенного электронного циклотронного резонанса: концепция и характеристики // Приборы для научных исследований, 1988, № 7. С. 56-60.
- Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.
- 28. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 346 с.
- 29. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- 30. Кудряшов С.А., Яфаров Р.К. Влияние структуры электромагнитного поля на распределение интенсивности ионизации в плазме газового СВЧ-разряда с электронно-циклотронным резонансом // Радиотехника и электроника, 1998. Т. 43, № 1. С. 96–99.
- 31. Кудряшов С.А., Яфаров Р.К. Способ управления пространственным распределением плотности плазмы в микроволновом источнике плазмы с электронно-циклотронным резонансом. Патент РФ № 2152663 от 09.12.99.
- Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. — М.: Наука, 1989.
- Europ. Pat. Applic. 0286132 A2.VC: H01V37/32. Plazma generating apparatus // Hakamata Y., Natasui Kakichi, Kurosawa Yn.etall-Publ. 08.04.88.
- 34. *Яфаров Р. К.* Установка для микроволновой вакуумно-плазменной обработки конденсированных сред. Патент РФ № 2106716 от 10.03.98.
- 35. Яфаров Р.К. Устройство для микроволновой вакуумно-плазменной с электронно-циклотронным резонансом обработки конденсированных сред. Патент РФ № 2120681 от 20.10.98.
- 36. Степаненко П. Я. Ступенчатые переходы в круглых волноводах // Радиоэлектроника. Изв. вузов, 1990, № 11. С. 85-86.
- 37. Вайсленд Ю. В., Зелинский Г. Н., Куликов Л. Н. Рассеяние электромагнитных волн на скачке поперечного сечения круглых волноводов // Радиотехника и электроника, 1975. Т. 20, № 1. С. 79-80.
- Москалев И. Н., Стефановский А. М. Диагностика плазмы с помощью открытых цилиндрических резонаторов. — М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 145.
- 39. Физика и технология источников ионов/ Пер. с анг. под ред. Я. Брауна. М.: Мир, 1998. 495 с.
- 40. Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- 41. Рабинович В.А., Хавин З.Я. Краткий химический справочник. Л.: Химия, 1978. 392 с.
- 42. Гуляев Ю. В., Яфаров Р. К. Управление режимами СВЧ вакуумно-плазменной обработки структур микроэлектроники // Письма в ЖТФ, 1989. Т. 15. Вып. 1. С. 74-78.

- 43. Голант В. Е., Пилия А. Д. Линейная трансформация и поглощение волн в плазме // УФН, 1971. Т. 104. Вып. 3. С. 413-457.
- 44. Шафранов В. Д. Вопросы теории плазмы. Вып. 3. М.: Атомиздат, 1963. С. 3.
- 45. Стикс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965.
- 46. Галактионов Б. В., Дьяченко В. В., Щербицин О. Н. О высокочастотном нагреве плазмы при частотах, близких к нижней гибридной // ЖТФ, 1967. Т. 40, № 11. С. 2317–2321.
- 47. Гуляев Ю.В., Черкасов И.Д., Яфаров Р.К. Концентрация электронов в СВЧ-плазмотроне с внешним магнитным полем // ЖТФ, 1989. Т. 53. Вып. 3. С. 9–17.
- 48. Гуляев Ю.В., Черкасов И.Д., Яфаров Р.К. Диффузия электронов при СВЧ вакуумно-плазменном травлении микроструктур во внешнем магнитном поле // ДАН, 1989. Т. 304. Вып. 5. С. 1131–1135.
- 49. Тимофеев А.В. Циклотронные колебания плазмы в неоднородном магнитном поле // УФН, 1973. Т. 110, № 3. С. 325-328.
- 50. Сковорода А.А., Швилкин Б.Н. Изучение циклотронного поглощения электромагнитных волн в плазме в неоднородном магнитном поле // ЖЭТФ, 1976. Т. 70. Вып. 5. С. 1779–1784.
- 51. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. 160 с.
- 52. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. М.: Энергоатомиздат, 1987. 264 с.
- 53. Плазменная технология в производстве СБИС/ Пер. с анг. под ред. Н. Айнспрука и Д. Брауна. — М.: Мир, 1987. 469 с.
- 54. Данилович Н. И., Старобинец Г. Т. Гидродинамическое поведение плазмы многоапертурного ионного источника с осцилляцией электронов // Электронная техника. Сер. З. Микроэлектроника, 1985. Т. 114. Вып. 2. С. 107-112.
- 55. Давыдочев А. Н., Пятибратов С. Б., Черкасов И. Д., Яфаров Р. К. Математическое планирование эксперимента при оптимизации технологического процесса в установке плазмохимического травления микроструктур // Математика и ее приложения. Науч. сб. Саратов: Изд. СГУ, 1988. С. 57-58.
- 56. Пятибратов С.Б., Черкасов И.Д., Яфаров Р.К. Статистическая оптимизация параметров травления микроструктур // Электронная техника. Сер. Техн., организ. произв. и оборуд., 1988. Вып. 6. С. 151.
- 57. Suzuki K., Nishimatsu K., Okudaira S. Microwave plasma etching // Producings of International Ion Engineering Congress. Kyoto. 1983. V. 3. P. 1645-1656.
- 58. Кудряшов С. А., Яфаров Р. К. Влияние геометрии реактора на параметры микрообработки в плазме СВЧ-разряда с ЭЦР // Труды Всерос. научно-техн. конф. «Микро- и наноэлектроника». — Звенигород, 1999. С. 17–18.
- 59. Кудряшов С.А., Яфаров Р.К. Моделирование влияния геометрических размеров источника с кольцевой областью ионизации на параметры процесса обработки // Труды Всерос. научно-техн. конф. «Микро- и наноэлектроника». — Звенигород, 1999. С. 23–24.
- 60. Кудряшов С. А., Яфаров Р. К. Моделирование влияния параметров источника плазмы с комбинированной областью ионизации на микрообработку

пластин большого диаметра // Труды Всерос. научно-техн. конф. «Микрои наноэлектроника». — Звенигород, 1999. С. 35–36.

- 61. Вигдорович В. Н., Гуляев Ю. В., Яфаров Р. К. Высоковакуумное травление гетероструктурных материалов СВЧ-плазмой в магнитном поле в условиях электронно-циклотронного резонанса // ДАН, 1988. Т. 300, № 3. С. 604-607.
- 62. Яфаров Р.К., Терентьев С.А., Телицын А.П., БалакинА.О. СВЧ ионно-плазменный источник // Приборы и техника экспериментов, 1989, № 3. С. 142–145.
- 63. Голованивский К. С. Зеркальная магнитная ловушка с электронно-циклотронным нагревом плазмы как источник многозарядных ионов // Приборы и техника эксперимента, 1985, № 5. С. 7–26.
- 64. Гуляев Ю. В., Черкасов И. Д., Яфаров Р. К. Диффузионная модель стационарного СВЧ газового разряда, основанная на экспериментальной функции распределения электронов по энергиям // ДАН, 1996. Т. 348, № 5. С. 611-614.
- 65. Гуляев Ю. В., Черкасов И. Д., Яфаров Р. К. Равномерность СВЧ вакуумно-плазменной обработки с электронно-циклотронным резонансом в неоднородных внешних магнитных полях // ДАН. 1997. Т. 353, № 1. С. 40-43.
- 66. Гуляев Ю. В., Черкасов И. Д., Яфаров Р. К. Диффузионная модель газового СВЧ-разряда в магнитном поле с ненулевыми граничными условиями на стенках плазмотрона // ДАН, 1997. Т. 355, № 1. С. 48-50.
- 67. Гуляев Ю. В., Черкасов И. Д., Яфаров Р. К. Диффузионная модель газового СВЧ-разряда в магнитном поле с распределенным вводом энергии // ДАН, 1998. Т. 358, № 3. С. 333-336.
- 68. Гуляев Ю.В., Черкасов И.Д., Яфаров Р.К. Скорость и равномерность СВЧ вакуумно-плазменной обработки в неоднородных внешних магнитных полях // ДАН, 1997. Т. 353, № 3. С. 330-333.
- 69. Арцимовин Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 318 с.
- 70. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- 71. Гуляев Ю. В., Черкасов И. Д., Яфаров Р. К. Диффузионная модель газового сверхвысокочастотного разряда в магнитном поле при постоянном ненулевом граничном условии на стенках плазмотрона // Радиотехника и электроника, 1999. Т. 44, № 4. С. 469–473.
- 72. Форрестер А. Т. Интенсивные ионные пучки. М.: Мир, 1992. 354 с.
- 73. Батенин В. М., Климовский И. И. и др. СВЧ-генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988. 224 с.
- 74. Рябов С. Н., Кутолин С. А., Бойкин Н. И. Физико-химические особенности процессов плазмохимического травления: обзоры по электронной технике. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1981. С. 73. (Сер. 7. Техн., организ. произв. и оборуд. Вып. 20.)
- 75. Кэррол Д. СВЧ-генератор на горячих электронах. М.: Мир, 1972.
- Юдин В. И. Исследование гелий-неонового ОКГ с высокочастотным разрядом // Квантовая электроника, 1973. Вып. 15, № 3. С. 134–136.
- 77. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Низкотемпературная плазма с неравновесной ионизацией // УФН, 1979. Т. 128. Вып. 2. С. 233–271.

- 78. Никольский О.А., Юдин В.И. Генерирование и усиление колебаний // Сб. трудов Воронежского политехнического института, 1973, № 6. С. 252.
- 79. Никольский О. А., Юдин В. И. Энергетический спектр электронов плазмы в электромагнитном поле // Радиотехника и электроника, 1977, № 2. С. 309-312.
- 80. Животов В.К., Русанов В.Д., Фридман А.Л. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. — М.: Энергоиздат, 1985. 216 с.
- 81. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969. 291 с.
- Чен Ф. Электрические зонды: В кн. Диагностика плазмы / Под ред. Халдстоуна Р., Леонарда С. Пер. с анг. — М.: Мир, 1967. С. 94–164.
- 83. Яфаров Р. К., Назаров А. А., Мевлют Э. Т. Влияние неоднородного магнитного поля на СВЧ вакуумно-плазменную обработку в микроэлектронике // Письма в ЖТФ, 1990. Т. 15. Вып. 19. С. 73–77.
- 84. Heidenreich J. E., Paraszczak J. R., Moisan M., Sauve G. Electrostatic probe analysis of microwave plasmas used for polymer etching // J. Vac. Sci. Technol. 1987. V. 5, № 1. P. 347-354.
- 85. Heidenreich J. E., Paraszczak J. R., Moisan M., Sauve G. Electron energy distributions in oxygen microwave plasmas // J. Vac. Sci. Technol. 1988. V. 6, № 1. P. 288-292.
- 86. Карманов В. Г. Математическое программирование. М.: Наука, 1986. 286 с.
- 87. Максимов А. И. Концентрация и энергия электронов в условиях сверхвысокочастотного разряда в гелии // ЖТФ, 1966. Т. 36. Вып. 10. С. 1768-1774.
- 88. Моториенко А. П., Трутень И. Д. О некоторых особенностях сверхвысокочастотного газового разряда // Оптика и спектроскопия, 1964. Т. 17. Вып. 4. С. 628-629.
- 89. Моториенко А. П. О некоторых оптических свойствах СВЧ газового разряда // Оптика и спектроскопия, 1965. Т. 18. Вып. 6. С. 1074-1076.
- 90. Назаров А.А., Яфаров Р.К. Электрические поля в СВЧ-источниках «холодной» плазмы // Физика плазмы, 1997. Т. 23, № 1. С. 86-88.
- 91. Карулина Е. В., Лебедев Ю. А. Соотношение энергетических распределений электронов в СВЧ-разряде и в разряде постоянного тока в СО // Физика плазмы, 1988. Т. 14. Вып. 10. С. 1238–1240.
- 92. Яфаров Р.К., Назаров А.А. Распределение электронов по энергии при СВЧ вакуумно-плазменной обработке в магнитном поле // Письма в ЖТФ, 1994. Т. 20. Вып. 12. С. 62–68.
- 93. Ивановский Г. Ф., Петров В. И. Ионно-плазменная обработка материалов. М.: Радио и связь, 1986. 232 с.
- 94. Масс-спектрометрия и химическая кинетика // Сб. статей под ред. В. Л. Тальрозе. — М.: Наука, 1985. 344 с.
- 95. Гуляев Ю.В. и др. Физические ограничения минимальных размеров элементов современной микроэлектроники // УФН, 1984. Т. 144. С. 475-495.
- 96. Технология СБИС: В 2-х кн. / Пер. с анг. под ред. С. Зи. М.: Мир, 1985. 404 с.
- 97. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции / Пер. с анг. под ред. Дж. Паута, К. Ту, Дж. Мейера. М.: Мир, 1982. 576 с.
- 98. Броудай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии / Пер. с анг. М.: Мир, 1985. 496 с.

- 99. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Ионное травление микроструктур. М.: Сов. радио, 1979. 104 с.
- 100. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Пер. с анг. под ред. Р. Бериша. — М.: Мир, 1984. 335 с.
- 101. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел: Сб. статей. / Пер. с анг. — М.: Мир, 1989. 349 с.
- 102. Лабунов В.А., Рейссе Г. Ионно-лучевые источники для обработки поверхности твердых тел и получения тонких пленок // Зарубежная электронная техника, 1982. Вып. 1. С. 1–42.
- 103. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Ионное травление микроструктур в производстве СБИС // Микроэлектроника, 1980. Т. 9. Вып. 4. С. 302-309.
- 104. Киреев В. Ю., Смирнова З. И., Шукатко Г. В., Ястребов В. Г. Влияние ионно-лучевого и реактивного ионно-лучевого травления на состояние поверхности кремниевых пластин // Электронная техника, 1983. С. 26–28. (Сер. 6. Материалы. Вып. 6, № 179.)
- 105. Данилин Б. С. Перспективы развития вакуумно-плазменных процессов травления микроструктур // Электронная техника, 1985. С. 93–100. (Сер. 3. Микроэлектроника. Вып. 3, № 115.)
- 106. Светцов В.И., Данилов Н.Г., Чеснокова Т.А. Плазмохимическое и ионно-химическое травление полупроводниковых материалов типа АЗВ5: Обзоры по электронной технике. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1989. 47 с. (Сер. 6. Материалы. Вып. 6, № 1487.)
- 107. Данилин Б. С., Киреев В. Ю., Каплин В. А., Врублевский Э. М. Контроль процессов травления материалов в низкотемпературной газоразрядной плазме (обзор) // Приборы и техника эксперимента, 1982, № 1. С. 13–29.
- 108. Киреев В.Ю., Данилин Б.С., Кузнецов В.И. Плазмохимическое и ионно-химическое травление микроструктур. М.: Радио и связь, 1983. 126 с.
- 109. Словецкий Д. И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. — М.: Наука, 1980. 470 с.
- 110. Bersin R.L. A Soway of plasma etching process // Solid State Technol., 1976. V. 19, N 5.
- 111. Вернер В. Д., Гущин М. Б., Дьяков Ю. Н. и др. Топографическое проектирование СБИС с элементами субмикронного разрешения — Черноголовка, 1986. 46 с. (Препринт ИПТМОН АН СССР.)
- 112. Киреев В.Ю., Смирнова З.И., Шукатко Г.В., Ястребов В.Г. Влияние ионно-лучевого и реактивного ионно-лучевого травления на состояние поверхности кремниевых пластин // Электронная техника. 1983. С. 26–28. (Сер. 6. Материалы; Вып. 6(179))
- 113. Голиков Ю. А., Смирнова Т. П., Соловьев А. П. Плазмохимические методы синтеза диэлектрических слоев в полупроводниковой технологии: Обзоры по электронной технике. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1986. Вып. 5, № 1233. 28 с. (Сер. 3. Микроэлектроника.)
- 114. Мак-Таггарт Ф. Плазмохимические реакции в электрических разрядах. М.: Атомиздат, 1972. 232 с.
- 115. Sugata S., Asakawa K. GaAs radical etching with a Cl plasma in reactive ion beam etching system // Jap. J. Appl. Phys., 1984. V. 23, N 8. P. 564–566.
- 116. Горбатов Ю. Б., Зиненко В. И., Вяткин А. Ф. Ионное травление кремния в присутствии потока фторсодержащих радикалов // Поверхность, 1990, № 7. С. 98-103.

- 117. Cobyrn Y. W., Winters H. F. Plasma-assisted etching in microfabrication // Ann. Rev. Mater. Sci., 1983. V. 13, N1. P. 91-116.
- 118. Киреев В. Ю., Кремеров М. А. Электронно-стимулированное радикальное травление // Электронная техника, 1985. Вып. 1, № 113. С. 3–12. (Сер. 3. Микроэлектроника.)
- 119. Киреев В. Ю., Кремеров М. А., Кустов В. Л., Пекарчук С. Б. Электронно-стимулированное плазмохимическое травление Si и SiO<sub>2</sub> // Письма в ЖТФ, 1981. Т. 7. Вып. 18. С. 1092-1094.
- 120. Mebrath T. Applications of excimer laser in microelectronics // Solid State Technol., 1983. V. 26, N12. P. 165–169.
- 121. Chinn Y. D., Adesida I., Wolf E. D. Chemically assisted ion beam etching for submicron structures // J. Vac. Sci. Technol., 1983. V. B1, N4. P. 1028-1032.
- 122. Lincoln G. A., Gess M. W., Pang S. Large area ion beam assisted etching of GaAs with high etchrates and controlled anisotropy // J. Vac. Sci. Technol., 1983. V. B1, N 4. P. 1043-1046.
- 123. Gess M. W., Lincoln G. A., Efremov N.A. Novel anisotropic dry etching technique // J. Vac. Sci. Technol., 1981. V. 19, N4. P. 1390-1393.
- 124. Данилин Б. С., Киреев В. Ю., Назаров Д. А. Реактивное ионное травление // Обзоры по электронной технике. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1984. Вып. 1, № 1010. С. 18. (Сер. З. Микроэлектроника.)
- 125. Musil J. Microwave plasma: its characteristics and applications in thin film technology // Vacuum, 1986. V. 36, N 1-3. P. 161-169.
- 126. Ono T., Oda M., Takahashi C., Matsuo S. Reactive ion stream etching utilizing an electron cyclotron resonance plasma // J. Vac. Sci. Technol., 1986. V. 4, N 3. P. 696-700.
- 127. Matsuo S., Kiuchi M. Low temperature chemical vapor deposition metod utilizing an electron cyclotron resonance plasma // Jap. J. Appl. Phys., 1984. V. 22, N. 4. P. L210-L212.
- 128. Takahashi C., Kiuchi M., Ono T., Matsuo S. An electron cyclotron resonance plasma deposition technique employing magnetron mode sputtering // J. Vac. Sci. Technol., 1988. V. A6. N 4. P. 2348-2352.
- 129. Unagami T., Takeshita T. High-performance poly-Si TFTs with ECR-plasma hydrogen passivation // IEEE Trans. Electron Devices., 1989. V. ED-36, N 3. P. 529-533.
- 130. Балмашнов А.А., Голованивский К.С., Кампе Э.К. и др. Пассивация электрически активных центров в арсениде галлия в магнитоактивной микроволновой водородной плазме // ДАН, 1987. Т. 297, № 3. С. 580-584.
- 131. Иенатьев А. С., Терентьев С. А., Яфаров Р. К. Низкоэнергетичное травление GaAs в хлорсодержащем газовом СВЧ-разряде с ЭЦР // Микроэлектроника, 1993, № 4. С. 14-21.
- 132. Матвеева Н. Б., Курилко В. С., Михалкова С. Г. и др. Плазмохимическое травление арсенида галлия в ВЧ-разряде хлорсодержащих газов // Электронная техника, 1987. Вып. 3, № 224. С. 41-45. (Сер. 6. Материалы.)
- 133. Григонис А. И., Бернотас Г. И., Аулас А. А. Активирующее действие электронной и ионной компонент плазмы в процессе плазмохимического травления арсенида галлия // Литовский физический сборник, 1988. Т. 8, № 4. С. 499–504.

- 134. Попов В. К., Кондрашова А. Т. СВЧ плазмохимическая обработка: Обзоры по электронной технике. М.: ЦНИИ «Электроника», 1982. Вып. 22, № 922. 44 с. (Сер. 7. Техн., организ. произв. и оборуд.)
- 135. Asakawa K., Sugata S. GaAs and AlGaAs anisotropic fine pattern etching using a new reactive ion beam etching system // J. Vac. Sci. Technol., 1985. V. 3, N 1. P. 402-406.
- 136. Sugata S., Asakawa K. Characterization of damage on GaAs in a reactive ion beam etching system using Schottky diodes // J. Vac. Sci. Technol., 1988. B. 6. P. 876-879.
- Burton R., Smolinsky G. CCl<sub>4</sub> and Cl<sub>2</sub> plasma etching of III-V semiconductors and the role of added O<sub>2</sub> // J. Electrochem. Soc., 1982. V. 129, N 7. P. 1599-1604.
- 138. Sonek G. J., Ballantyne. Reactive ion etching of GaAs using BCl // J. Vac. Sci. Technol. B, 1984. V. 2, N 4. P. 653-657.
- 139. Semura S. at al. Reactive ion etching of GaAs in CCl<sub>4</sub> /H and CCl<sub>4</sub> /O // J. Appl. Phys., 1984. V. 55, N 8. P. 3131-3135.
- 140. Nagata K., Nakajima O., Ishibashi T. Surface damage of reactive ion beam etched GaAs // Jap. J. Appl. Phys., 1986. V. 25, N 6. P. L510–L512.
- 141. Kirilow D., Copper C., Powel R. Raman scattering study of plasma etching damage in GaAs // American Vacuum Society, 1986. V. 4, N 6. P. 1316-1318.
- 142. Яфаров Р.К., Терентьев С.А. Способ плазменного травления арсенида галлия с собственным окисным слоем // А.с. СССР, № 1807533 от 05.10.1992 г.
- 143. Дворянкина Г.Г., Телегин А.А., Дворянкин В.Ф. и др. Электрические и фотоэлектрические свойства барьеров Шоттки на структурах Al-n-GaAs/n-InGaAsP/i-InP // Микроэлектроника, 1989. Т. 18. Вып. 5. С. 412-415.
- 144. Ушаков Н. М., Солодкий А. Н., Выдуц В. Э., Петросян В. И. Внутреннее фотоусиление в планарных структурах с барьером Бардина на GaAs // Письма в ЖТФ, 1990. Т. 16. Вып. 1. С. 17-21.
- 145. Ушаков Н. М., Терентьев С. А., Яфаров Р. К. Фотоэлектрические свойства планарных структур с двойным барьером Шоттки, обработанных в высоковакуумном СВЧ-разряде // Письма в ЖТФ, 2002. Т. 28. Вып. 15. С. 10–16
- 146. Chenng R., Lee Y., Knoedler C. et al. Sidewall damade in n-GaAs guantum wires from reactive ion etching // Appl. Phys. Lett., 1989. V. 54, N 21. P. 2130-2132.
- 147. Коваль А. Г., Меньшиков В. Н., Маньковский Н. К. и др. Времена жизни и энергии активации десорбции окислов и гидрокислов на поверхности арсенида галлия // ЖТФ, 1977. Т. 47, № 3. С. 621.
- 148. Кировская И.А. Химический состав и электрические свойства реальной поверхности арсенида галлия // Журнал физической химии, 1984. Т. 58. Вып. 6.
- 149. Яфаров Р.К., Терентьев С.А. Кинетика травления тонких пленок Al ионами хлора низких энергий // Поверхность, 1991, № 5. С. 146–148.
- 150. Гуляев Ю. В., Яфаров Р. К. Взаимодействие электронных пучков с поверхностью твердого тела применительно к разработке оптимальной субмикронной литографии // Обзоры по электронной технике. — М.: ЦНИИ

«Электроника», 1989. Вып. 7, № 1442. С. 52. (Сер. 7. Техн. организ. произв. и оборуд.)

- 151. Антонов С. Л., Барышев Ю. Л., Валиев К. А. и др. Исследование температурной зависимости скорости травления ПММА в плазме CF<sub>4</sub> в реакторе диодного типа // Поверхность, 1987, № 2. С. 91–95.
- 152. Kunz R., Mayer T. Surface reaction enhancement via low energy electron bombardement and secondary electron emission // J. Vac. Sci. Technol., 1987, N 2. P. 427-429.
- 153. Балакин А. О., Вигдорович В. Н., Терентьев С. А., Яфаров Р. К. Исследование плазмостойкости резистов в кислороде в зависимости от параметров процесса СВЧ вакуумно-плазменного травления // Поверхность, 1990, № 2. С. 123–127.
- 154. Гуляев Ю. В., Яфаров Р. К. А. с. 1322916, МКИ НО1 L 21/306. Способ формирования мезоструктур в кремниевой пластине, № 3894731. Заяв. 15.05.85. Опубл. 07.09.87.
- 155. Оура К., Лифшиц В. Г., Саранин А. А. и др. Введение в физику поверхности. М.: Наука, 2006. 490 с.
- 156. Григонис А.И., Савицкас Р.И. Структура поверхности монокристалла после ПХТ в различных соединениях фтора // Физ. и хим. обработки материалов, 1983, № 5. С. 72–74.
- 157. Мевлют Ш. Т., Терентьев С.А., Яфаров Р.К. Проявление дефектов поверхности при высоковакуумном плазменном травлении кремния // Письма в ЖТФ, Т. 18. Вып. 15, № 992. С. 46-49.
- 158. Яфаров Р.К., Мевлют Ш.Т., Терентьев С.А. Механизм высоковакуумного низкоэнергетического травления во фторсодержащей плазме // ЖТФ, 1993. Т. 63. Вып. 6. С. 96–103.
- 159. Яфаров Р. К., Мевлют Ш. Т., Терентьев С. А. Анизотропность высоковакуумного низкоэнергетического плазменного травления кремния // ЖТФ, 1993. Т. 63. Вып. 10. С. 175–181.
- 160. *Трофимов В. И*. Природа центров зародышеобразования при вакуумной конденсации // Физика твердого тела. 1975. Т. 17, № 5. С. 1249.
- 161. Pomot C., Mahi B. et al. Anisotropic etching of silicon using an SF /Ar microwave multipolar plasma // J. Vac. Sci. Technol., 1986. V. B4, N 1. P. 1–5.
- 162. Tobinaga Y., Hayashi N., Araki H. et al. Anisotropy of low-energy ion etching via electron cyclotron resonance plasma // J. Vac. Sci. Technol., 1988. V. B6, N 1. P. 272-276.
- 163. Hopwood J., Dahimene M., Reinhard D. K., Asmussen J. Plasma etching with a microwave cavity plasma disk source // J. Vac. Sci. Technol., 1988. V. B6, N 1. P. 268-271.
- 164. Петросян В. И., Терентьев С. А., Яфаров Р. К. Влияние кислорода на травление кремнийсодержащих материалов в плазме СВЧ-разряда // Поверхность, 1993, № 4. С. 38–44.
- 165. Леденцов Н. Н., Устинов В. М., Щукин В. А. и др. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор. // ФТП, 1998. Т. 32, № 4. С. 385-410.
- 166. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Под ред. Л. Ченга, Л. Плога. — М.: Мир, 1989. 582 с.

- 167. Shchukin V.A., Ledentsov N.N., Kop'ev P.S., Bimberg D. Spontaneous ordering of arrays of coherent strained islands // Phys. Rev. Lett., 1995. V. 75. P. 2968.
- 168. Peng C. S., Huang Q., Cheng W. Q. et al. Improvement of Ge self-organized quantum dots by use of Sb surfactant // Appl. Phys. Lett., 1998. V. 72. P. 2541.
- 169. Zhu J., Brunner K., Abstreiter G. Two-dimensional ordering of self-assembled Ge islands on vicinal Si (100) surfaces with regular ripples // Appl. Phys. Lett., 1998. V. 73. P. 620.
- 170. Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В. и др. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства. Обзор // Физика и техника полупроводников, 2000. Т. 34. Вып. 11. С. 1281–1299.
- 171. Нефедов Д. В., Яфаров Р. К. Влияние упругих взаимодействий на формирование кремниевых нанокристаллитов на некристаллических подложках в плазме СВЧ газового разряда низкого давления // ПЖТФ, 2007. Т. 33. Вып. 7. С. 32–36.
- 172. Нефедов Д. В., Яфаров Р. К. Миграционное заращивание рельефа поверхности при формировании нанокристаллитов с использованием СВЧ газового разряда низкого давления // ПЖТФ, 2007. Т. 33. Вып. 21. С. 78-84.
- 173. *Нефедов Д. В., Яфаров Р. К.* Влияние температуры на формирование кремниевых нанокристаллитов на некристаллических подложках в плазме СВЧ газового разряда низкого давления // ПЖТФ, 2008. Т. 34. Вып. 2.
- 174. Иевлев В. М., Трусов Л. И., Холмянский В. А. Структурные превращения в тонких пленках. — М.: Металлургия, 1982. 247 с.
- 175. Джоунопулос Дж., Люковски Дж. Физика гидрогенизированного аморфного кремния. — М.: «Мир», 1987. Вып. 1. 448 с.
- 176. Меден А., Шо М. Физика и применение аморфных полупроводников / Пер. с анг. М.: Мир, 1991. 670 с.
- 177. Технология тонких пленок / Пер. с анг. под ред. М.И.Елинсона, Г.Г.Смолко. М.: Сов. радио, 1977. 764 с.
- 178. Хачатурян А. Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. — М.: Наука, 1974.
- 179. Голикова О. А., Кузнецов А. Н., Кудоярова В. Х., Казанин М. М. // ФТП, 1997. Т. 31, № 7. С. 816–819.
- 180. Голикова О. А., Богданова Е. В., Бабаходжаев У. С. // ФТП, 2002. Т. 36, № 10. С. 1259–1262.
- 181. Олейник В. А., Яфаров Р. К. ЭЦР СВЧ вакуумно-плазменное формирование конформных пленочных покрытий диоксида кремния // Микроэлектроника, 1997. Т. 26, № 2. С. 147–150.
- 182. Витязь П.А. Состояние и перспективы использования наноалмазов детонационного синтеза в Белоруссии // ФТТ, 2004. Т. 46. Вып. 4. С. 591–595.
- 183. Даниленко В. В. Синтез и спекание алмазов взрывом. М.: Энергоатомиздат, 2003. 272 с.
- 184. Былинкина Н. Н., Муштакова С. П., Олейник В. А., Яфаров Р. К. Воздействие СВЧ-плазмы с ЭЦР на электрофизические свойства алмазоподобных углеродных пленок // Письма в ЖТФ, 1996. Т. 22. Вып. 6. С. 43–47.
- 185. Суздальцев С. Ю., Былинкина Н. Н., Муштакова С. П., Яфаров Р. К. Низкотемпературное осаждение углеродных пленок различного фазового

состава в плазме газового СВЧ-разряда с ЭЦР // Письма в ЖТФ, 1996. Т. 22. Вып. 21. С. 88-93.

- 186. Суздальцев С. Ю., Сысуев С. В., Яфаров Р.К. Формирование алмазоподобной фазы в условиях преимущественного осаждения неалмазного углерода в плазме газового СВЧ-разряда с ЭЦР // Письма в ЖТФ, 1998. Т. 24, № 4. С. 25-31.
- 187. Алехин А.А., Суздальцев С.Ю., Яфаров Р.К. Тонкая структура углеродных пленок, полученных в плазме Микроволнового газового разряда низкого давления // Письма в ЖТФ, 2003. Т. 29. Вып. 15. С. 73–79.
- 188. Алмазы в электронной технике: Сб. ст. / Отв. ред. В. Б. Квасков. М.: Энергоатомиздат, 1990. 248 с.
- 189. Ebbesen T. W., Ajayan P. M. // Nature, 1992. V. 358. P. 220.
- 190. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // УФН, 1995. Т. 165, №9. С. 977.
- 191. Fishbine B. H., Miglionico C. J., Hacket K. E., Hendricks K. J. Graphene nanotube cold emission electron sources // Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 1994. V. 349.
- 192. Strong H. M., Wentorf R. H. // J. Phys. Chem., 1971. V. 75. P. 1838.
- 193. Бокий Г.Б., Безруков Г.Н., Клюев Ю.А. и др. Природные и синтетические алмазы. — М.: Наука, 1986. 221 с.
- 194. Елинсон М. И. Ненакаливаемые катоды. М., 1974.
- 195. Schorr A.J. // Proceed. of Intern. Conf. Chicago. October, 1969.
- 196. Белл Р. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. М.: Госэнергоиздат, 1973.
- 197. Образцов А. Н., Павловский И. Ю., Волков А. П. Автоэлектронная эмиссия в графитоподобных пленках // ЖТФ, 2001. Т. 71. Вып. 11. С. 89–95.
- 198. Gruen Dieter M. // The International Topical Meeting on Field Electron Emission from Carbon Materials, ITM-FEECM 2001. Moscow. Russia. July 2-4. 2001. P. 14.
- 199. Zhu W., Kochanski G. P., Seibles L. Defect-enhanced electron field emission from chemical vapor deposited diamond // Journal of Applied Physics, 1995. V. 78, N 4. P. 2707-2711.
- 200. Захидов Ал. А., Образцов А. Н., Волков А. П., Ляшенко Д. А. Механизм низковольтной эмиссии электронов из наноуглеродных материалов // ЖЭТФ, 2005. Т. 127. Вып. 1. С. 100-106.
- 201. Karabutov A. V., Konov V. I., Pimenov S. M. et al. // J. de Physique IV. Colloque, 1996. V. 6, N 5. P. 113.
- 202. Суздальцев С. Ю., Яфаров Р. К. Микротопография и автоэмиссионные свойства углеродных пленок, полученных в плазме микроволнового газового разряда // ФТТ, 2004. Т. 46. Вып. 2. С. 367–371.
- 203. Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В. и др. // ФТП, 2000. Т. 34. Вып. 11. С. 1281–1299.
- Drexler K. E. Nanosystems: Molecular Machinery, Manufacturing, and Computation. — N.-Y.: Wiley, 1992.
- 205. Gillett S. L. // Nanotechnology, 1996. V. 7. P. 168.
- 206. Гладкий А. Н., Суздальцев С. Ю., Яфаров Р. К. Влияние технологических параметров на структуру и морфологию поверхности углеродных пленок // ЖТФ, 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 133–135.
- 207. *Руденко А. П., Кулакова И. И. //* Вест. МГУ. Сер. 2. Химия, 1993. Т. 34, № 6.
- 208. Дерягин Б.В., Федосеев Д.В. Мир в алмазной броне // Наука в СССР, 1989, №2. С. 19-25.
- 209. Покровский Я.Е. // ЖТФ, 1954. Т. 24. Вып. 7. С. 1229-1243.
- 210. Лоу Л. Установка для травления пластин // Электроника, 1981, №4. С. 411-416.
- 211. Айвазов В.А., Ворона А.В., Немой А.М. и др. Установка плазмохимического травления // Электронная техника. Сер. 7. ТОПО, 1986. Вып. 3, № 136. С. 60-62.
- 212. Яфаров Р. К., Терентьев С. А., Телицын А. П. Универсальный технологический центр СВЧ вакуумно-плазменной обработки микроструктур с комплексом диагностики // Мат. VII междун. конф. по микроэлектронике. Т. 2. Технология микроэлектроники. — Минск, 1990. С. 40-42.
- 213. Яфаров Р.К., Терентьев С.А. Вакуумно-плазменное травление соединений АЗВ5 в различных схемах травления // Мат. VII междун. конф. по микроэлектронике. Т. 2. Технология микроэлектроники. — Минск, 1990. С. 175.
- 214. Кульварская Б.С., Яфаров Р.К., Терентьев С.А. Применение фокусированных ионных пучков с источников высокой яркости в технологии микроэлектроники / Препринт ИРЭ АН СССР, № 16.517. — М., 1989. 36 с.
- 215. Гуляев Ю.В., Яфаров Р.К., Терентьев С.А. Экспериментальная установка для безмасочного локального травления в системе микроволнового ВПТ // Электронная техника. Сер. 7. Техн. организ. произв. и оборуд. 1990. Вып. 2, № 159. С. 63-65.
- 216. Ochiai Y., Camo K., Namba S. Pressure and irradiation angle dependence of maskless ion beam assisted etching of GaAs and Si // J. Vac. Sci. Technol., 1985. V. 3, N 1. P. 67-70.
- 217. Яфаров Р. К., Муллин В. В., Семенов В. К. Способ получения наноалмазов в полимероподобной углеводородной матрице. Патент РФ № 2302369 от 10.07.2007.
- 218. Яфаров Р.К., Муллин В.В., Семенов В.К. Материал и способ изготовления многоострийного автоэмиссионного катода. Патент РФ № 2309480 от 27.10.2007.

