

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени В.Н.КАРАЗИНА
НАУЧНЫЙ ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ЦЕНТР
МОН и НАН УКРАИНЫ

На правах рукописи

УДК 537.521.7

ЗЫКОВ АЛЕКСАНДР ВЛАДИМИРОВИЧ

ГЕНЕРАЦИЯ И ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННЫХ ПОТОКОВ В
ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМАХ С КОМБИНИРОВАННЫМИ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ И МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант
Азаренков Николай Алексеевич
доктор физ.-мат. наук, проф.,
академик НАН Украины

Харьков – 2016

ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ

АС – анодный слой;

ГРК – газоразрядная камера;

ВАХ – вольт-амперная характеристика;

ВПТ – вакуумно-плазменные технологии;

ВЧИР – высокочастотный индукционный разряд;

ВЧЕР - высокочастотный емкостной разряд;

ЕН поля – электрические и магнитные поля;

ИИ – источник ионов;

ИП – ионный поток/пучок;

ИПС – ионно-плазменная система;

МР – магнетронный разряд;

МРС – магнетронная распылительная система;

ПХТ – плазмо-химическое травление;

РИЛТ – реактивное ионно-лучевое травление;

РИПТ – реактивное ионно-плазменное травление;

РИЛС – реактивный ионно-лучевой синтез;

СЛМП – силовые линии магнитного поля;

ТК – термокатод;

ХАЧ – химически активные частицы.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	7
РАЗДЕЛ 1 ПРОБОЙ И ЗАЖИГАНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ	27
1.1 Обзор литературы по созданию газового разряда в скрещенных ЕН полях. Постановка задачи	28
1.2 Экспериментальная установка, источник ионов «Радикал», методики измерений	34
1.3 Результаты исследований пробоя, зажигания и погасания планарного магнетронного разряда	38
1.4 Феноменологическая модель и дрейфовая теория возникновения планарного магнетронного разряда	42
1.5 Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными	55
Выводы	58
РАЗДЕЛ 2 ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКА ИОНОВ В УСКОРИТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА	59
2.1 Обзор литературы. Классификация режимов газового разряда в скрещенных ЕН полях. Постановка задачи	60
2.2 Диагностический комплекс для изучения потоков заряженных частиц в источнике ионов «Радикал»	70
2.3 Результаты экспериментальных исследований	72
2.4 Дрейфовая теория стационарных состояний ПМР в ускорительном режиме	84
2.5 Механизм ПМР в ускорительном режиме на основании сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными	90
Выводы	93

РАЗДЕЛ 3. ГЕНЕРАЦИЯ ПОТОКА ИОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ РЕЖИМЕ ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА	95
3.1 Обзор литературы по исследованиям магнетронных распылительных систем. Постановка задачи	96
3.2 Порог погасания магнетронного разряда при снижении давления рабочего газа	110
3.3 Феноменологическая модель и дрейфовая теория ПМР в плазменном режиме	122
3.4 Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными	130
Выводы	136
 РАЗДЕЛ 4 ГЕНЕРАЦИЯ ПОТОКА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ИОНОВ В ВЧ ИНДУКЦИОННОМ РАЗРЯДЕ	 137
4.1 Особенности ВЧИ разряда низкого давления. Обзор литературы. Постановка задачи	138
4.2 Экспериментальное оборудование для изучения ВЧИ разряда и методики измерений	142
4.3 Обобщенные интегральные характеристики ВЧИ разряда при низких давлениях	150
4.4 Пространственно усредненная модель ВЧИ разряда и границы ее применимости	160
4.5 Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными	164
Выводы	167

РАЗДЕЛ 5 ФОРМИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ПОТОКОВ ИОНОВ В КОМБИНИРОВАННЫХ РАЗРЯДАХ	168
5.1 Комбинированный ВЧ индукционно-емкостной разряд	171
5.2 Интегральные характеристики ВЧИЕ разряда	174
5.3 Модель энергобаланса в комбинированном ВЧИЕ разряде	177
5.4 Сравнение результатов теоретических расчетов с эксперимен- тальными данными. Выводы	181
5.5 Комбинированный индукционно-магнетронный разряд	185
5.6 Экспериментальная установка с комбинированным ВЧИМ разрядом и результаты измерений	191
5.7 Модель энергобаланса в комбинированном ВЧИМ разряде. Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными	197
Выводы	201
 РАЗДЕЛ 6. ТРАНСПОРТИРОВКА, ЗАРЯДОВАЯ И ТОКОВАЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ИОННЫХ ПУЧКОВ.	202
6.1 Особенности зарядовой и токовой нейтрализации низкоэнергетичных ионных пучков.	202
6.2 Экспериментальная установка, методики измерений и результаты исследования ИПП, создаваемой ИИ «Радикал-М».	204
6.3 Пространственно-усредненная феноменологическая модель ионно- пучковой плазмы.	213
6.4 Нейтрализация ионных потоков при наличии интенсивных источников электронов.	221
Выводы.	232

РАЗДЕЛ 7 ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ОТЛИЧИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМ С РАЗЛИЧНЫМИ КОМБИНАЦИЯМИ ЕН-ПОЛЕЙ	233
7.1 Параметры подобия и нормировка физических величин в дрейфовой теории ИПС с ЕН-полями	237
7.2 Характеристики ИПС, определяемые законом сохранения плотности заряженных частиц	244
7.3 Характеристики ИПС, определяемые законом сохранения энергии заряженных частиц	257
7.4 Пространственный масштаб, граничные условия, роль вторично-эмиссионных процессов с поверхности электродов и геометрия ГРК	259
7.5 Границы применимости дрейфовых моделей ИПС с комбинированными ЕН полями	264
Выводы	265
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	268
Приложение А	272
Практическая реализация результатов диссертационной работы	
А.1 Ионно-плазменное оборудование с автономными источниками ионов низких и средних энергий	272
А.2 Реактор РИПТ на базе ВЧ индукционно-емкостного разряда	277
А.3 Магнетронная распылительная система низкого давления с дополнительной активацией рабочего газа	279
А.4 Многофункциональная кластерная система для реактивного ионно-плазменного синтеза сложнокомпозиционных покрытий	283
А.5 Нейтрализация пучков ионов и контроль ионно-плазменных технологических процессов	285
ЛИТЕРАТУРА	288

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия направленные потоки и пучки ионов (ИП) широко используются в промышленности, технике и научных исследованиях: для накачки энергии в термоядерные реакторы [1-4], в электрореактивных двигателях малой тяги для космических аппаратов [5-8], в магниторазрядных сверхвысоковакуумных насосах и датчиках давления [9-12], в импланторах вещества в твердое тело [13] и качестве ионных микрозондов [14-16]. Многообразие технологических применений ИП обусловлено уникальными возможностями ионов концентрировать и транспортировать в вакууме энергию, импульс и вещество [17-19].

В настоящее время на первое место по использованию ИП в промышленности выходят ионно-плазменные технологии обработки поверхности твердого тела (в англоязычной научно-технической литературе – surface engineering - инженерия поверхности): размерное травление микро- и наноэлементов в технологии электроники, модификация приповерхностных слоев материалов, нанесение и синтез сложнокомпозиционных функциональных покрытий на изделия машиностроения, станкоинструментальной промышленности, оптики, на имплантаты для медицины [20-29].

Диапазон параметров ИП, используемых для обработки поверхности материала, достаточно широкий и задается технологическим процессом. Так **энергия ионов ε_i** определяет тип взаимодействия с поверхностью твердого тела, и можно выделить три диапазона ε_i [10, 11, 20-22]:

- область *низких энергий* - $\varepsilon_i < 100$ эВ, в которой происходит конденсация вещества на поверхность и активация поверхностных химических реакций,
- область *средних энергий* - $300 \text{ эВ} < \varepsilon_i < 1000 \text{ эВ}$, которая соответствует диапазону минимальной энергетической цены выбитых атомов при физическом распылении,

- область *высоких энергий* - $\varepsilon_i > 1000$ эВ, которая отвечает максимальной скорости физического распыления, значительной деструктуризации поверхности и имплантации ионов на глубину более 1 нм.

Элементный состав ИП также качественно определяет физический либо химический механизм взаимодействия ионов с поверхностью твердого тела.

Плотность тока ионов j_i задает скорость процессов физического распыления либо химического травления, нанесения покрытий, дозу имплантации и, в зависимости от поставленной задачи, может изменяться от 0,1 до 100 мА/см².

Сечение пучка ионов S задается площадью обрабатываемой поверхности и определяет суммарную мощность ИП $P_i = \varepsilon_i j_i S$, которая в зависимости от области применения может изменяться в широких пределах - (1 – 10⁴) Вт.

Для эффективной ионизации рабочего газа величина оптимального **давления** в области генерации ионов должна составлять $p_i = (3 - 8)$ мТорр, а давление в пространстве транспортировки ИП p_k , для бесстолкновительного режима движения ионов, не должно превышать 1 мТорр при характерном размере рабочей камеры $d \sim 10$ см. Для реализации этих условий необходимо использовать дифференциальную откачку рабочей камеры и вакуумную систему с высокой производительностью [21, 22].

На транспортировку сильноточных ионных пучков ($j_i > 1$ мА/см²) существенно влияет собственный положительный пространственный заряд, а также соотношение L/d длины транспортировки L к диаметру пучка d . При величине $L/d \gg 1$, что отвечает малоаппертурному *ионному пучку*, эффект собственного пространственного заряда проявляется в радиальном расталкивании частиц и приводит к дефокусировке пучка. При величине $L/d \sim 1$, что соответствует направленному широкоаппертурному *ионному потоку*, основным эффектом проявления пространственного заряда становится торможение ионов и самозапирание ИП [28, 29].

Поэтому необходимым условием распространения интенсивных ИП является компенсация (нейтрализация) его положительного объемного заряда электронами, вводимыми в систему с помощью дополнительного источника либо появляющимися в результате столкновительных процессов ионов и вторичных электронов с атомами газа в пространстве транспортировки ионного пучка (явление *газовой автокомпенсации*). При этом в пространстве транспортировки компенсированного ИП образуется специфичное квазинейтральное пучково-плазменное образование – *ионно-пучковая плазма* (ИПП) [30 - 33]. Эта плазма обеспечивает зарядовую компенсацию пучка и является активной средой, непосредственно из которой на обрабатываемую поверхность попадают заряженные, возбужденные, химически активные частицы и электромагнитное излучение, что необходимо учитывать при реализации ионно-лучевых технологий [20, 21].

Эффективными источниками ИП с вышеперечисленными параметрами являются планарные, газоразрядные плазменные или *ионно-плазменные системы* (ИПС) с различными комбинациями электрических (Е) и магнитных (Н) полей. Эти системы обеспечивают генерацию, ускорение и транспортировку ИП рабочего вещества на обрабатываемую поверхность во всем диапазоне необходимых параметров и к настоящему времени в развитии ИПС, в зависимости от применения ИП, сформировалось несколько относительно самостоятельных направлений в разработке и использовании ИПС:

- источники ионов, плазменные ускорители и ионные инжекторы [5-12, 55],
- магнетронные распылительные и вакуумно-дуговые системы - ИПС для нанесения покрытий [24-27],
- плазмохимические реакторы [20, 56, 57],
- изучение транспортировки, фокусировки, в том числе плазменной (плазмооптика), зарядовой и токовой компенсации интенсивных ИП [30-33].

Ионно-плазменные системы представляют собой сложный комплекс взаимосвязанных функциональных составляющих элементов (подсистем) [11, 20-22] и включают в себя:

- систему электродов для создания электрических полей (постоянного, переменного в диапазоне частот от 10^3 до 10^{10} Гц, потенциального или вихревого) и передачи электромагнитной энергии в плазму;
- магнитную систему, состоящую из соленоидов, постоянных магнитов и магнитопроводов, для создания магнитного поля, локализации и удержания плазмы в заданной области, а также формирования слоев пространственного заряда, ускоряющих ионы;
- систему электропитания (специализированные источники постоянного или переменного тока мощностью от 100 до 10^5 Вт), согласованную с газоразрядными устройствами для создания плазмы (плазменными модулями);
- вакуумную систему, обеспечивающую низкое остаточное давление (менее 10^{-5} Торр) и необходимый массоперенос в диапазоне рабочих давлений плазменного модуля;
- системы диагностики, контроля и управления ИПС, т.к. число параметров, которые необходимо контролировать и изменять при проведении технологических процессов, может достигать нескольких десятков, что требует автоматизации с использованием компьютеров.

Многообразие разработанных к настоящему времени ИПС было бы невозможно без развития фундаментальной научной базы. Еще в 70-х гг. XX века М.Д. Габович предложил выделить физику ионных пучков (*ионную физику*), как самостоятельный раздел науки, возникшей на стыке атомной физики, плазменной электроники, физики газового разряда и физики плазмы, которая является фундаментом для разработки перспективных ионно-плазменных систем и технологий [17-19].

Представленная диссертационная работа посвящена комплексным экспериментальным и теоретическим исследованиям процессов генерации и

транспортировки ионных потоков в газоразрядных плазменных системах с комбинированными электрическими и магнитными полями разного типа, а именно: в планарном магнетронном разряде (ПМР) в ускорительном и плазменном режимах, ВЧ-индукционном (ВЧИ) разряде, а также в комбинированных ВЧ-индукционно-емкостном (ВЧИЕ) и ВЧ-индукционно-магнетронном (ВЧИМ) разрядах. Изучение и определение общих закономерностей формирования ИП в этих системах не только представляет интерес для фундаментальной физики газового разряда и низкотемпературной плазмы в магнитном поле, но и является актуальным для разработки нового поколения ионно-плазменного оборудования для микро- и нанотехнологий.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В настоящее время ионно-плазменные технологии (ИПТ) являются одним из наиболее важных, интенсивно развивающихся практических приложений физики газового разряда и низкотемпературной плазмы. С помощью методов ИПТ могут быть усовершенствованы существующие и созданы принципиально новые технологические процессы упрочнения поверхностных слоев материалов, очистки, активации и полировки поверхности, нанесения сложнокомпозиционных функциональных покрытий, прецизионного травления в производстве изделий микро- и нанoeлектроники [34-57].

Одним из перспективных направлений ИПТ являются методы, основанные на комбинированном воздействии на поверхность потоков ионов низких (менее 100 эВ), средних (0,5 – 1 кэВ) и высоких (более 1 кэВ) энергий, химически активных частиц (ХАЧ) и распыленных атомов. Это методы реактивного ионно-плазменного, ионно-лучевого травления (РИПТ и РИЛТ) и реактивного ионно-плазменного синтеза (РИПС). Для управления электрофизическими, оптическими, механическими и другими свойствами пленок, синтезированных методом РИПС, можно контролировать структуру и стехиометрию покрытий, как с помощью изменения параметров состояния

подложки, так и выбирая энергию, величину и состав потока частиц, которые конденсируются на поверхности осаждения [42-47]. В процессе РИПС функциональных покрытий величина энергий на один конденсированный атом может составлять сотни электрон-вольт, что позволяет синтезировать соединения с уникальными свойствами, принципиально недостижимыми другими методами. В технологии микро- и нанoeлектроники методы РИПТ и РИЛТ позволяют получать топологический рисунок на тонкопленочных покрытиях с размерами элементов менее 0,1 мкм [23, 27, 28, 36].

Реализация методов РИПТ, РИЛТ и РИПС осуществляется в ионно-плазменных системах (ИПС) – комплексе взаимосвязанных функциональных элементов (газоразрядной камеры с системой электродов, магнитной системы, вакуумной системы, системы электропитания, системы контроля и управления) и ионно-плазменного модуля, к параметрам которого предъявляются следующие требования [20-27]:

- возможность независимого управления потоками ионов, ХАЧ и конденсированных атомов в широком диапазоне плотности тока ($0,1\text{--}100\text{ мА/см}^2$) и энергии ($0,1\text{--}3\text{ кэВ}$),
- высокая однородность потоков частиц на большой площади,
- зарядовая и токовая компенсация потоков заряженных частиц,
- возможность длительной работы с химически активными газами,
- высокая энергетическая и газовая экономичность, большой ресурс работы, простота и надежность конструкции, возможность автоматизировать управление,
- низкое рабочее давление (менее 1 Торр).

Низкое давление рабочего газа обеспечивает бесстолкновительный, молекулярный режим движения активных частиц, при котором можно увеличивать размер пространства транспортировки между источником частиц и обрабатываемой поверхностью до 30 – 40 см и, соответственно, площадь рабочей поверхности, независимо управлять потоками ионов ХАЧ и распыленных атомов.

По совокупности параметров этим требованиям удовлетворяют газоразрядные ионно-плазменные системы с комбинированными электрическими E и магнитными H полями. Именно магнитное поле позволяет снизить рабочее давление, локализовать область генерации активных частиц и формировать в комбинации с электрическими полями направленные потоки частиц. Вместе с тем обеспечить требуемый диапазон параметров активных частиц для методов РИПТ, РИЛТ и РИЛС в одном типе ИПС не удастся и необходима разработка независимых плазменных модулей, основанных на различных комбинациях EH полей и совместимых по рабочим параметрам. Обеспечить научно обоснованную разработку и развитие ИПС с заданными параметрами возможно только на основе фундаментальных исследований.

Связь с научными программами, планами, темами.

Основные исследования, результаты которых представлены в диссертационной работе, проводились в ходе выполнения госбюджетных фундаментальных и прикладных научно-исследовательских работ (НИР) Министерства образования и науки Украины. До 1993 г. НИР выполнялись на кафедре физики плазмы ФТФ ХГУ, в период 1993-2013 гг на кафедре физических технологий Института высоких технологий ХНУ им. В.Н.Каразина, а с 2013 г. на кафедре материалов реакторостроения и физических технологий ФТФ ХНУ.

- 1985-1990 гг НИР «Розробка комплексу установок іонно-плазмового травлення навіпровідникових матеріалів діаметром до 100 мм, що використовуються при виробництві фотоприймачів та фотоприймальних пристроїв», шифр «Альтаір-Тополь».
- 1992-1993 гг НИР «Дослідження умов формування електричних розрядів у комбінованих полях та процесів взаємодії плазми складної молекулярної структури з поверхнями твердих тіл», № ДР UA010086188.
- 1994-1995 гг НИР «Дослідження іонно-пучкової плазми, прикатодних та прианодних шарів просторового заряду у комбінованих (постійному і

високочастотному) електричному та магнітному полях у процесах травлення та нанесення тонких плівок різних матеріалів», № ДР 0194U018581.

- 1997-1999 гг НИР «Дослідження процесів формування потоків заряджених частинок в іонно-плазмових системах з комбінованими ЕН полями», № ДР 0197U016507.
- 2000-2002 гг НИР «Дослідження умов формування потоків заряджених частинок низьких та середніх енергій, методів керування їх параметрами та взаємодії синтезованих потоків з поверхнями твердих тіл, № ДР 0100U003301.
- 2003-2005 гг НИР «Дослідження процесів генерації та методів керування комбінованими потоками заряджених та нейтральних частинок у іонно-плазмових системах низького тиску», № ДР 0103U004209.
- 2006-2008 гг НИР «Дослідження процесів формування потоків активних частинок у кластерних плазмових системах для синтезу та обробки наноструктур, № ДР 0106Г001574.
- 2009-2010 гг НИР «Технологічна апробація кластерної іонно-плазмової системи», № ДР 0109U001323.
- 2011-2012 гг НИР «Реактивний іонно-плазмовий синтез функціональних нанокompозитних покриттів в кластерній плазмово-технологічній системі», № ДР 0111U001463.
- 2013-2014гг НИР «Розробка технологій формування наноструктурованих покриттів на основі оксидів і нітридів металів перехідної групи», № ДР 0113U001080.

Также, для выполнения Государственной программы развития промышленности на 2003-2011гг. в части выполнения задач по развитию наиболее конкурентноспособных направлений микроэлектроники в Украине по заказу Министерства промышленной политики Украины на кафедре физических технологий ХНУ были проведены следующие научно-исследовательские опытно-конструкторские работы (НИОКР):

1. 2003-2006 гг. НИОКР «Дослідження та створення комплексу реакторних модулів для проведення основних технологічних процесів вакуумно-плазмового травління при виробництві сучасних виробів мікроелектроніки та інтегральних схем», № ДР 0102U005322.

2. 2007-2010 гг. НИОКР «Розробка універсального джерела іонів для малоенергоємного іонно-радикального травління матеріалів мікроелектроніки на базі комбінованого індукційно-ємнісного ВЧ розряду», № ДР 0107U010814.

В 2002-2007 гг. в рамках международной программы Cost-532 «Трибология и триботехнология» и согласно Договора о научно-техническом сотрудничестве между ХНУ и Институтом технологии эксплуатации (г. Радом, Польша) на КФТ ФТФ была выполнена совместная НИОКР «Разработка и создание оборудования и технологий для синтеза покрытий на основе оксида алюминия», результаты которой вошли в диссертационную работу.

Часть результатов, вошедших в диссертационную работу, была получена в процессе проведения совместных фундаментальных и прикладных НИР в Научном физико-технологическом центре (НФТЦ) Министерства образования и науки и НАН Украины:

- 1997-1999 гг. НИР «Дослідження умов формування електричних розрядів в комбінованих полях та процесів взаємодії плазми з поверхнею твердого тіла», № ДР 0197U004860.
- 2000-2001 гг. НИР «Дослідження процесів переносу активованих частинок у низькотемпературній плазмі електричних розрядів у комбінованих полях», № ДР 0100U004406.
- 2004-2006 гг. НИР «Дослідження динаміки іонно-променевих та ВЧ розрядних плазмових систем у комбінованих електричному та магнітному полях», № ДР 0104U003157.

Во всех вышеперечисленных НИР и НИОКР соискатель был ответственным исполнителем.

Цели и задачи исследований.

Целью настоящей диссертационной работы являлось определение и обобщение физических закономерностей процессов генерации и транспортировки ионных потоков в плазменных системах с комбинированными ЕН полями на основе фундаментальных положений физики газового разряда и низкотемпературной плазмы.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие **основные задачи:**

- Определить условия возникновения (определить кривые зажигания, погасания и пробоя) и физический механизм газового разряда постоянного тока в зависимости от давления рабочего газа, величины и топологии электрического и магнитного полей, граничных условий, определить параметры подобия.
- Определить закономерности в интегральных стационарных характеристиках планарного разряда в магнитном поле в ускорительном и плазменном режимах и процессах генерации потоков заряженных частиц.
- Определить причины перехода планарного магнетронного разряда из ускорительного в плазменный режим и исследовать в дрейфовом приближении физический механизм разряда с учетом существования групп электронов с различными функциями распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ).
- Определить закономерности существования порога погасания разрядов по давлению рабочего газа в плазменных системах с объемной ионизацией на базе магнетронного и ВЧ индукционного разрядов и факторы, влияющие на пространственную однородность и энергию потока ионов.
- Определить оптимальные параметры комбинированных ВЧ индукционно-емкостного и индукционно-магнетронного разрядов для энергетически эффективной ионизации рабочего газа и формирования ионных потоков с различной энергией. Изучить взаимное влияние ВЧ индукционного, ВЧ емкостного и магнетронного разрядов.

- Найти закономерности процессов транспортировки, зарядовой и токовой компенсации широкоапертурных ионных потоков и формирования параметров ионно-пучковой плазмы для источников ионов на базе плазменных систем с различными комбинациями ЕН полей.
- На основе сравнения экспериментальных данных с теоретическими расчетами определить общие закономерности и отличительные особенности процессов генерации и транспортировки ионных потоков в плазменных системах с различными комбинациями ЕН полей.

Объект исследований: плазменные системы с комбинированными электрическими (постоянным, высокочастотным, потенциальным, вихревым) и магнитными (постоянным, переменным) полями на базе планарного магнетронного разряда в ускорительном и плазменном режимах, ВЧ-индукционного разряда, комбинированных индукционно-емкостного и индукционно-магнетронного разрядов.

Предмет исследований: процессы генерации, транспортировки, зарядовой и токовой компенсации стационарных ионных потоков, процессы возникновения и погасания разрядов, интегральные и локальные характеристики разрядов в комбинированных ЕН полях.

Методы исследований:

- Экспериментальное измерение интегральных характеристик разрядов: напряжений зажигания, пробоя и погасания, - в зависимости от давления рабочего газа, топологии и напряженности магнитного поля, вольт-амперных и ватт-амперных характеристик.
- Измерение локальных параметров плазмы и потоков заряженных частиц (энергетических спектров, температуры и плотности электронов и ионов) зондовыми методами: цилиндрическим одиночным и двойным зондами Ленгмюра; энергетических спектров ионов - многосеточным анализатором; пространственных распределений плотности ионного тока - одиночным плоским зондом в режиме ионного тока насыщения.

- Разработка феноменологических моделей равновесной максвелловской, электронно-пучковой и ионно-пучковой плазмы, прианодных и прикатодных слоев пространственного заряда в скрещенных ЕН полях.
- Теоретические расчеты параметров потоков заряженных частиц в дрейфовом приближении и сравнительный анализ экспериментальных данных и теории.

Научная новизна полученных результатов.

В диссертационной работе впервые получены следующие результаты:

- Впервые экспериментально установлено, что возникновение газового разряда в магнитном поле в зависимости от величины и топологии электрического и магнитного полей имеет два различных механизма:
 - скачкообразный *пробой* при сильном однородном электрическом поле в результате развития электронных лавин,
 - плавное, монотонное *зажигание* в слабом и неоднородном электрическом поле высокоэнергетичными электронами, захваченными в электромагнитную ловушку.

Впервые получены аналитические выражения для энергетической цены иона и коэффициента ионизации для ансамбля электронов с различной функцией распределения по энергиям и рассчитаны кривые зажигания и пробоя трех типов.

- Впервые разработана дрейфовая теория самосогласованных состояний системы предслой-прианодный электронный слой при различных условиях на катодной границе (проводник, вакуум, ионно-пучковая плазма, плазма с интенсивной ионизацией, термокатод) и показано их определяющее влияние на интегральные характеристики планарного магнетронного разряда в ускорительном режиме.
- Впервые экспериментально установлена и теоретически обоснована принципиальная роль первичных высокоэнергетичных электронов, осциллирующих в электромагнитной ловушке, на зажигание и вольт-амперные характеристики ПМР в плазменном режиме.

- Впервые экспериментально доказана определяющая роль параметра подобия pd_i , где p – давление рабочего газа, d_i – характерный размер ионизационной ловушки, на погасание разрядов с объемной ионизацией – ВЧ индукционного и планарного магнетронного разрядов, - при снижении давления рабочего газа и определена его пороговая величина.
- Впервые экспериментально и теоретически доказано изменение равновесной температуры плазменных электронов в ПМР в результате существования группы высокоэнергетичных электронов, плотность которых зависит от удельной мощности в разряде. Эта зависимость определяет ВАХ разряда при низком давлении рабочего газа.
- Впервые экспериментально определена верхняя граница по давлению рабочего газа p применимости пространственно усредненной модели ВЧ индукционного разряда $pd_i < 20$ мТорр·см (d_i – характерный размер электростатической ловушки для электронов) и теоретически показано, что существование пространственной неоднородности плотности тока ионов в плазме ВЧ индукционного разряда при $pd > 20$ мТорр·см обусловлено уменьшением длины релаксации электронов и увеличением градиента электронной температуры.
- Впервые экспериментально установлена и теоретически обоснована принципиальная роль асимметрии электродов в энергобалансе ВЧ индукционно-емкостного разряда, ее влияние на суммарную энергетическую цену иона и энергетическую эффективность плазменных реакторов и источников ионов на базе ВЧ индукционного разряда, определены энергетически оптимальные соотношения площадей электродов в зависимости от энергии ионов.
- Впервые разработана феноменологическая модель энергетического баланса в комбинированном индукционно-магнетронном разряде и теоретически объяснено существование высоковольтного и сильноточного режимов в зависимости от давления рабочего газа и вкладываемой мощности.

- Впервые установлены общие закономерности и отличия процесса газовой автокомпенсации потоков ионов, генерируемых источниками различных типов (ускорителя с анодным слоем, плазменных источников ионов с односеточной и двухсеточной ускорительными системами) и доказана определяющая роль вторичной ион-электронной эмиссии с поверхности в формировании параметров ионно-пучковой плазмы.
- Впервые проведена систематизация процессов генерации и транспортировки ионных потоков в плазменных системах с комбинированными ЕН полями на основе дрейфовой теории, определены общие параметры подобия и закономерности ионно-плазменных систем на основе фундаментальных положений физики газового разряда, низкотемпературной плазмы и законов сохранения частиц, импульса и энергии.

Практическое значение полученных результатов.

Представленные в диссертационной работе фундаментальные исследования плазменных систем с комбинированными ЕН полями проводились параллельно с выполнением прикладных НИР и НИОКР по разработке ионно-плазменного оборудования для обработки поверхности. Основная часть экспериментальных исследований проводилась на серийном плазменном оборудовании (ИИ «Радикал») либо в устройствах с параметрами (геометрические размеры, величина плотности и энергии потока ионов, рабочие газы), характерными для проведения реальных ионно-плазменных технологических процессов травления и модификации обрабатываемой поверхности, нанесения и синтеза тонких пленок. Поэтому результаты физических исследований непосредственно применялись на практике и позволили разработать ряд оригинальных технических решений для оптимизации источника низкоэнергетичных ионов и способов обработки диэлектрических поверхностей, защищенных патентами Украины и представленных в Приложении А.

Результаты рекомендаций, полученных в диссертационной работе, были использованы и частично внедрены в производство в НИИ Вакуумной техники

им. С.А. Векшинского, г. Москва, Россия (раздел 2), НПО «Сапфир», г. Москва, Россия (раздел 6), ПО «Сатурн», г. Киев, Украина (разделы 4, 5), ННЦ ХФТИ, г. Харьков, Украина (раздел 4), НПО «Монокристаллхимреактив», г. Харьков, Украина (раздел 4), Институт технологии и эксплуатации, г. Радом, Польша (раздел 3), а также в настоящее время используются в учебном процессе ХНУ им. В.Н. Каразина и НФТЦ МОН и НАН Украины.

Также эти технические решения легли в основу оригинальной кластерной многофункциональной установки, не имеющей мировых аналогов, для синтеза сложнокомпозиционных соединений, в том числе микро- и наноструктур, которая была разработана и изготовлена совместно ХНУ и НФТЦ. К настоящему времени на установке отработаны технологии получения оксидов и нитридов переходных металлов Al, Ti, Ta, Zr и др., имеющих широкое практическое применение в машиностроении, станкоинструментальной промышленности и имплантологии (Приложение А).

Личный вклад соискателя.

(Ссылки в данном пункте соответствуют пункту **Публикации**)

Во всех работах, опубликованных по теме диссертации, соискатель принимал решающее участие при постановке задачи, подготовке экспериментов, обработке экспериментальных данных и проведении теоретических расчетов, написании текста статей.

В работах [1-4] по исследованиям ионно-пучковой плазмы соискатель лично разработал и подготовил экспериментальный диагностический стенд с источником ионов «Радикал–М», принимал непосредственное участие в экспериментах и предложил механизм зарядовой компенсации ИП на основе вторичной ион-электронной эмиссии с поверхности мишени.

В работах [5-7, 20, 22] по изучению ускорительного режима планарного магнетронного разряда соискатель участвовал в подготовке и проведении экспериментов и самостоятельно провел теоретические расчеты стационарных состояний предслоя и прианодного слоя электронов.

В работах [6-9, 11, 14, 19], посвященных изучению комбинированного ВЧ индукционно-емкостного разряда, соискателем лично разработана конструкция односеточного источника низкоэнергетичных ионов с внутренним индуктором и предложена модель энергобаланса асимметричного плазменного конденсатора.

В работах [13, 15, 16], в которых изучается плазмохимический реактор на базе ВЧ индукционного разряда, соискатель самостоятельно разработал и запустил экспериментальное оборудование, провел основные эксперименты и сформулировал постановку задачи для численно аналитического 2-D моделирования дрейфово-диффузионного режима.

В работах [12, 21, 23] соискатель предложил концепцию и разработал проект кластерной многофункциональной установки с магнетроном низкого давления, источником плазмы и ускорителем с анодным слоем для нанесения сложнокомпозиционных покрытий и непосредственно принимал участие в пуско-наладочных работах и проведении основных экспериментов.

В работах [17, 22, 24], посвященных возникновению газового разряда в скрещенных ЕН полях, соискатель предложил идею проведения экспериментов с сетчатым катодом, самостоятельно разработал модель пробоя и зажигания разряда при участии разных групп электронов и провел теоретические расчеты.

Апробация результатов диссертации.

Материалы диссертационной работы докладывались и обсуждались на таких международных конференциях:

- I, II Межотраслевые научно-технические семинары “Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике», Харьков, 1989, 1991.
- International Conference on Plasma Science, Santa Fe, 1994, Madison, 1995, San Diego, 1997, USA.
- Научно-практические конференции «Вакуумная техника и вакуумная технология», Харьков, 1995, 1997.
- 7th International Conference on Ion Sources, Taormina, Italy, 1997.

- II Международная конференция “Физика плазмы и плазменные технологии» (ФППТ-2), Минск, 1997.
- XXVI International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Greifswald, Germany, 2003.
- Международная научная конференция «Физико-химические основы формирования и модификации микро- и наноструктур», Харьков, 2007.
- International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Alushta 2002, 2004, 2006, 2008, 2010, 2012, Kharkiv 2014.
- International Conference on Plasma Electronics, Kharkiv, 2015.

Результаты диссертации опубликованы в 24 статьях в специализированных изданиях из перечня АК МОН Украины и защищены 3 патентами Украины.

Публикации

1. Зыков А.В. Роль γ -электронов в механизме автокомпенсации ионного пучка / Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ.- 1989.- Т. 15, №. 9. - С. 9-13.
2. Зыков А.В. Функция распределения электронов в ограниченном пространстве транспортировки автокомпенсированного ионного пучка низкой энергии / Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ.- 1991.- Т. 17, №. 6. - С. 22-26.
3. Zykov A.V. Low Energy Intcuse Ion Beam Space Charge Neutralization / Dudin S.V., Zykov A.V., Farenik V.I. // Review of Scientific Instruments.-1994, -V. 65, № 4, part II.- P. 1451-1453.
4. Зыков А.В. Влияние термоэлектронной эмиссии на компенсацию объемного заряда широкого пучка ионов низкой энергии / Дудин С.В., Зыков А.В. // Письма в ЖТФ.- 1994. - Т. 20, № 11.- С. 58-63.
5. Зыков А.В. Особенности динамики электронов в аксиально-неоднородном прианодном ЕН слое разряда низкого давления / Дудин С. В., Зыков А.В., Ушаков А.В. // Письма в ЖТФ. - 1995.- Т. 21, №2.- С. 25-30.

6. Зыков А.В. Энергетическая оптимизация распылительных систем на базе комбинированного ВЧ индукционно-емкостного разряда / Дудин С.В., Зыков А.В., Положий К.И. // Письма в ЖТФ. -1996.- Т. 22, № 10. - С. 54-59.
7. Зыков А.В. Функция распределения электронов ионно-пучковой плазмы в неоднородных ЕН полях / Дудин С.В., Зыков А.В., Ушаков А.В., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. - 1996. - Т. 22, №23. - С. 43-48.
8. Зыков А.В. Энергетическая цена иона в комбинированном индукционно-емкостном ВЧ разряде / Дудин С.В., Зыков А.В., Положий К.И., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. - 1998. - Т. 24, № 22. - С. 33 – 38.
9. Зыков А.В. Равновесные состояния ионно-пучковой плазмы с замагниченными электронами при низких давлениях / Дудин С.В., Зыков А.В., Ушаков А.В., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. - 1998. -Т. 24, №5. - С. 33-38.
- 10.Зыков А.В. Особенности зарядовой и токовой нейтрализации широкоапертурных пучков ионов низкой энергии в системах ионно-лучевого травления и нанесения покрытий / Дудин С.В., Зыков А.В., Калмыков Я.М., Ушаков А.В., ФареникВ.И., Маишев Ю.П. // Труды ФТИРАН. - 1999. - Т. 15. - С. 60-86.
- 11.Зыков А.В. Стационарные состояния ВЧ индукционного разряда низкого давления вблизи порога погасания / Зыков А.В., Положий К.И. // Письма в ЖТФ. - 2000. - Т. 26, № 11. - С. 68-74.
- 12.Zykov A.V. Pulsed-plasma assisted magnetron methods of depositing TiN coating / Walkowicz J., Miernik K., Dudin S., Zykov A.V., Farenik V. // Surface and coating technology. - 2000. - V. 125. - P. 341-346.
- 13.Zykov A. Ion flux uniformity in inductively coupled plasma sources / I. Denysenko, S. Dudin, A. Zykov , N. Azarenkov // Physics of Plasmas. -2002. - V. 9, № 11. - P. 4767-4775.
- 14.Zykov A.V. The energy balance of the asymmetric combined inductive-capacitive RF discharge at a low gas pressure / K.I. Polozhiy, A.V. Zykov, V.I.Farenik V. // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. - 2003. - № 1.-

P. 130-132.

15. Zykov A.V. ICP enhanced reactive magnetron sputtering system for synthesis of alumina coating / Jan Walkowicz, Aleksandr Zykov, Stanislav Dudin, Stanislav Yakovin, Rafal Brudnias // Tribologia. – 2006. - № 6. - P. 163-174.
16. Zykov A.V. 2D fluid model for interactive development of ICP technological tools / A.V. Gapon, A.N. Dahov, S.V. Dudin, A.V. Zykov, N.A. Azarenkov // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. - 2006. - № 6. - P. 186-188.
17. Zykov A.V. Break-down of the magnetically insulated diode / I. A. Zagrebelnyy, A.V. Zykov, M.V. Glaznev // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. - 2007. - № 1. - P. 197- 199.
18. Zykov A.V. High homogeneity 25 cm low-energy rf ion source with inherent electron compensation / S.V. Dudin, D.V. Rafalskyi, A.V. Zykov // Review of Scientific Instruments. - 2010.- V. 81, № 8.- P. 083302 (1-6).
19. Зыков А.В. Широкоапертурный высокочастотный источник ионов низкой энергии с электронной компенсацией С.В. Дудин, Д.В. Рафальский, А.В. Зыков // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. - 2010. - № 2. - С. 52-55.
20. Zykov A.V. Characteristics of discharge in crossed EH fields near breakdown curve in acceleration and plasma regime / A. Jamirzoev, S.Yakovin, A. Zykov // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. - 2013. - № 1. - P. 186-188.
21. Зиков О.В. Іонно-плазмова система для реактивного магнетронного нанесення покриттів / С.Д. Яковін, О.В. Зиков, С.В. Дудін, В.І. Фаренік, М.М. Юнаков // Фізическа інженерія поверхності. - 2014. - Т. 12, № 3.- С. 428-439.
22. Zykov A.V. Low pressure gas discharge in magnetically insulated diode / A.Jamirzoev, S.Yakovin, A. Zykov // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. - 2015. - №1. - P. 259-262.

23. Зыков А.В. Стационарные режимы магнетронного разряда / А.В. Зыков, С.В. Дудин, С.Д. Яковин // Физическая инженерия поверхности. - 2015. - Т. 13, № 2. - С. 264-275.
24. Zykov A.V. Ignition and break-down of the gas discharge in magnetic field / A.V. Zykov, N. A. Azarenkov // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. - 2015. - № 1. - P. 259-262.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, семи разделов основного текста с 184 рисунками, заключения, приложения и списка литературы из 265 источников.

Шесть разделов посвящены решению поставленных задач диссертационной работы, которые являются относительно самостоятельными. Поэтому, каждый раздел состоит из краткого обзора литературы, описания экспериментальных устройств и методов измерений, результатов экспериментальных исследований и теоретических расчетов. В конце каждого раздела проведено сравнение теории и эксперимента и сформулированы выводы.

В седьмом разделе проведено обобщение физических закономерностей и отличительных особенностей плазменных систем с комбинированными ЕН полями, изученных в разделах 1-6.

В Приложении А представлены примеры практической реализации результатов диссертационной работы, в конце списка литературы приведены полученные патенты и публикации по прикладным результатам диссертации.

Полный объем диссертации составляет 312 страниц, рисунков, которые размещены по всей площади страницы нет. Список использованных литературных источников размещен на 25 страницах.

РАЗДЕЛ 1

ПРОБОЙ И ЗАЖИГАНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Вопрос возникновения самостоятельного газового разряда является первым при изучении явлений протекания электрического тока в газе. Задачей физики газового разряда и низкотемпературной плазмы является определение закономерностей и взаимосвязей внешних условий – поглощаемой мощности, давления и сорта рабочего газа, формы и геометрических размеров электрода – для газоразрядных систем с ионизационным усилением тока первичных электронов, образующихся в результате различных процессов на поверхности и в объеме газоразрядной камеры. Именно ионизационное усиление тока первичных электронов является основой возникновения газового разряда постоянного тока при различных комбинациях электрических и магнитных полей.

Существование таких закономерностей в вакуумном диоде впервые экспериментально показал Ф. Пашен в 1889 г. [58], а английский физик Дж. Таунсенд в 1902 г. разработал феноменологическую теорию пробоя газа электронными лавинами, которая явилась основой для дальнейшего развития физики газового разряда без магнитного поля [59].

История изучения разряда низкого давления в скрещенных ЕН полях началась с первых наблюдений британского ученого Филлипса в 1898 г. (С.Е.С.Phillips) [60] и дальнейших более детальных исследований этого разряда проф. Струттом (R.J. Strutt, Великобритания) в 1913 г. [61]. Струтт интерпретировал филлипсовский разряд как электрический разряд в скрещенных полях – аксиальном магнитном поле и радиальном электрическом.

Однако, несмотря на большое количество исследований в последующие годы, определение закономерностей влияния магнитного поля на протекание электрического тока в газе и возникновение газового разряда в скрещенных ЕН полях по-прежнему остается актуальной задачей.

Целью проведенных исследований являлось экспериментальное изучение процессов возникновения и стабилизации газового разряда в магнитном поле и разработка в дрейфовом приближении стройной, логичной, внутренне не противоречивой феноменологической модели этих явлений на основе теории Таунсенда.

1.1 Обзор литературы по созданию газового разряда в скрещенных ЕН полях. Постановка задачи

С начала XX века разряд в магнитном поле исследуется во многих лабораториях мира и механизм возникновения разряда объясняется на основе известной лавинной теории Таунсенда [59, 62-64], с учетом влияния магнитного поля на траектории электронов. В 1921 г. американец Альберт Хэлл (A.W.Hull), работавший в компании Дженерал Электрик, опубликовал статью, в которой описал новый тип электровакуумного прибора – *магнетрона* для генерации СВЧ электромагнитных колебаний. Хэлл проанализировал движение электронов в вакуумном магнетроне и получил выражение для критического магнитного поля $B_{кр}$, при котором происходит отсечка тока электронов на анод. Для планарного магнетрона выражение для $B_{кр}$ имеет вид:

$$B_{êð} = \frac{1}{d} \left(\frac{2m}{e} U \right)^{1/2}, \quad (1.1)$$

где d – межэлектродное расстояние, m и e – масса и заряд электрона, U – напряжение на электродах.

В 30-е гг. XX века систематические исследования разряда в магнитном поле выполнил голландский физик Франц Мишель Пеннинг (F.M.Penning). Его вклад в физику и технику магнетронного разряда был настолько значительным, что его именем названа разрядная электродная ячейка (Penning cell) (рис.1.1), сам отражательно-колебательный разряд в ячейке – разряд Пеннига (Penning discharge) [65-67]. Пеннинг открыл, что разрядный ток в ячейке пропорционален давлению в интервале 10^{-3} - 10^{-5} Торр, и предложил использовать разряд в качестве ионизационного вакуумного датчика (Penning vacuum gauge, Penning ionization gauge или PIG). В конце 50-х гг. эксперименты,

проведенные Ридхедом (P.A.Redhead) в ячейке Пеннинга с длинным анодом, отодвинули нижнюю границу существования разряда по давлению до 10^{-12} Торр [68].

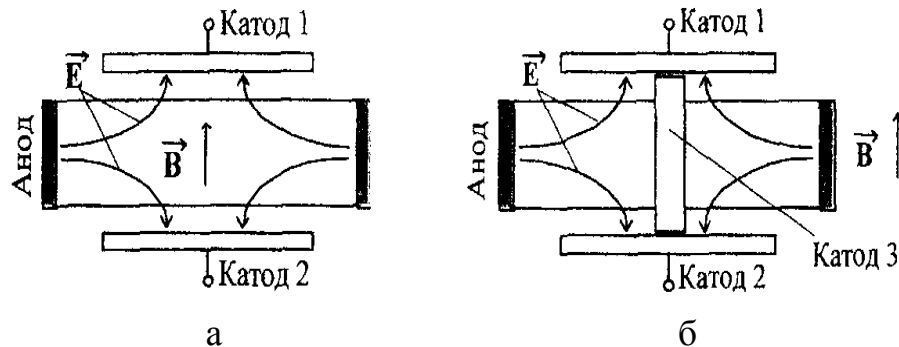


Рис.1.1. Ячейка Пеннинга с кольцевым (цилиндрическим) анодом (а), трансформированная ячейка в цилиндрический магнетрон с торцевыми катодами (б) [74].

Пеннинг первым применил для анализа характеристик разряда кривые отсечки, рассчитанные по формулам Хэлла (1.1). На рис 1.2 приведены полученные им экспериментальные характеристики возникновения самостоятельного разряда в цилиндрическом обращенном магнетроне [65].

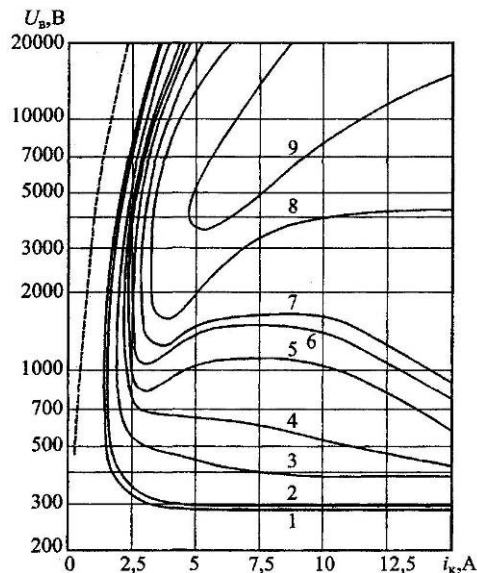


Рис.1.2. Экспериментальные характеристики возникновения разряда в цилиндрическом обращенном магнетроне [65]. Пунктирная линия – парабола отсечки Хэлла. Переменная i_k – ток внешней катушки. Индукция магнитного поля $B(T)=6,4 \cdot 10^{-3} \cdot i_k(A)$ или $B(Гс)=64 \cdot i_k(A)$. Диаметр катода – 5,4 см, диаметр анода – 2 см. Газ – Аг, давление [Па]:

1 – 2,3; 2 – 1,3; 3 – 0,27;
4 – 0,11; 5 – 0,066; 6 – 0,046;
7 – 0,027; 8 – 0,013; 9 – 0,0013.

Из рисунка видно, что разряд в скрещенных ЕН полях при низких давлениях возникает в области параболы отсечки Хэлла, нанесенной пунктирной линией. Верхняя ветвь характеристик зажигания разряда измеряется при фиксированном напряжении на аноде и постепенном увеличении индукции магнитного поля. Нижняя ветвь измеряется при

фиксированном магнитном поле и постепенном увеличении напряжения. Наличие двух ветвей приводит к гистерезисам в процессах прекращения и возникновения магнетронного разряда.

Пеннинг предложил использовать свою ячейку как вакуумметрический датчик в качестве ионного источника и для откачки газов из замкнутых объемов за счет связывания газов распыленным материалом и нанесения покрытий [65-67].

В 1940 г. Пеннинг опубликовал статью [69], где описал стержневую магнетронную распылительную систему (МРС) на базе нормального магнетрона. Работы Пеннинга были пионерскими в данной области и, можно сказать, что отсюда началась технология магнетронного распыления.

В 50-х – 70-х гг XX века исследования разряда в скрещенных ЕН полях были продолжены учеными во всех промышленно развитых странах, в том числе в СССР. Отметим работы, посвященные в основном изучению процессов возникновения разряда.

В работах [70, 71] Г.В. Смирницкая и Э.М. Рейхрудель детально исследуют зажигание и диаграммы состояний разряда в ячейке Пеннинга и в цилиндрическом магнетроне с геометрией электродов, типичной для маниторазрядных насосов (рис. 1.3).

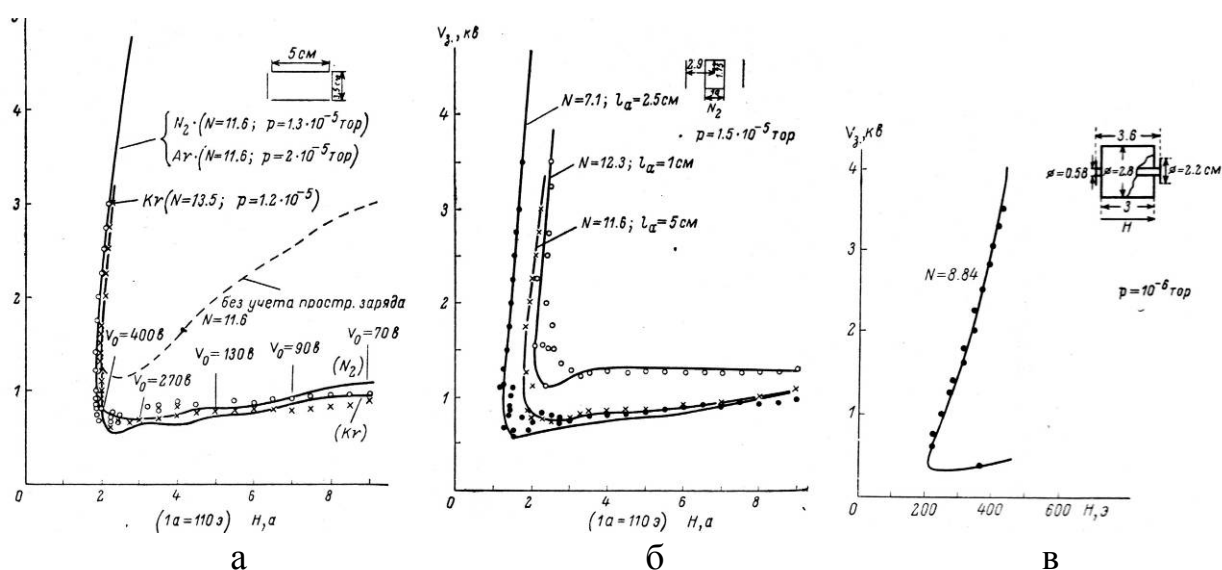


Рис.1.3. Кривые зажигания Пеннинга: а – разных газах, б – при различных длинах анода; в - кривая зажигания разряда в цилиндрическом магнетроне. Сплошные линии - теоретические кривые, точки – эксперимент [70].

Были исследованы кривые зажигания для разрядных промежутков с разной длиной анода при постоянном расстоянии между катодами и для различных рабочих газов. Также в этой работе получено выражение, связывающее напряжение на аноде, напряженность магнитного поля и радиус анода. Теоретический расчет проведен на основе уравнения движения электронов с учетом неоднородности электрического поля на высоте циклоиды.

Изучению условий зажигания *планарного магнетронного разряда (ПМР)*, влияния неоднородности поперечного магнитного поля посвящены работы [72, 73]. На рис. 1.4, 1.5 представлены конструкция экспериментального прибора и зависимости напряжения зажигания от напряженности магнитного поля для различных расстояний между электродами и давлений.

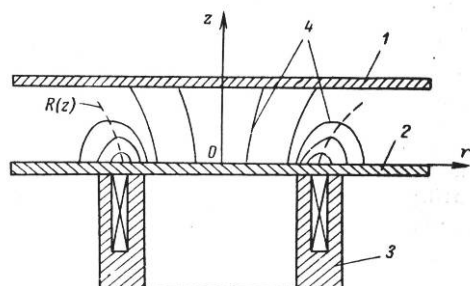


Рис.1.4. Конструкция экспериментального прибора.

1, 2 – электроды,
3 – электромагнит,
4 – силовые линии магнитного поля [72].

Именно планарные газоразрядные системы со скрещенным ЕН полем вызывают большой интерес последние тридцать лет в связи с широким использованием в ионно-плазменных технологиях, в первую очередь, для создания эффективных МРС [24-26, 74, 77] и плазменных ускорителей [6-8, 75].

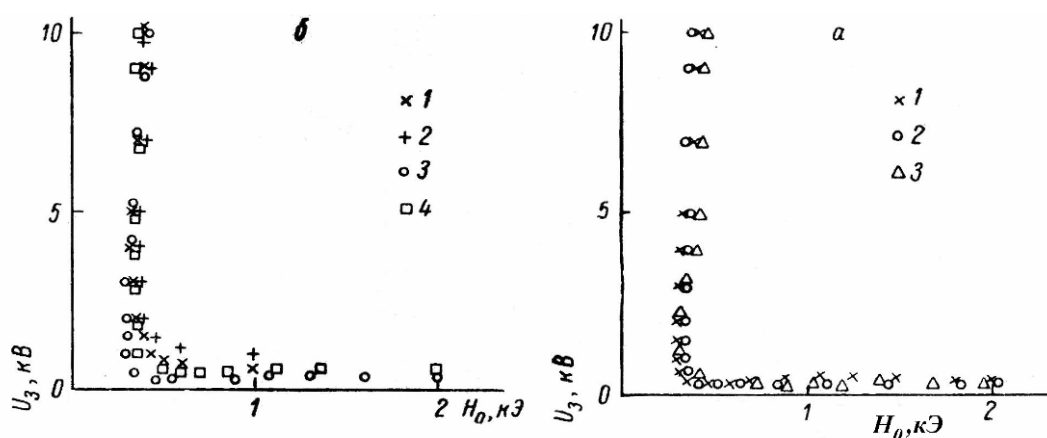


Рис.1.5. Зависимость напряжения зажигания от напряженности магнитного поля для различных расстояний между электродами и давлений [72]. а) Ar, $p=5 \cdot 10^{-3}$ Торр; 1 - $d=4$ см, 2 - $d=3$ см, 3 - $d=2$ см; б) $d=4$ см, $p=5 \cdot 10^{-3}$ Торр (1,3) и 10^{-3} Торр (2,4). 1, 2 – He; 3, 4 – Ar.

В 1956 г. А.В. Жаринов предложил концепцию ускорения ионов в самосогласованном электрическом поле газового разряда с азимутальным дрейфом электронов, которая послужила основой для создания целого семейства ионных ускорителей – *ускорителей с анодным слоем* (УАС), которые используются в качестве двигателей малой тяги космических аппаратов [76].

По динамике заряженных частиц и принципу действия, геометрии электродов, топологии *силовых линий магнитного поля* (СЛМП) и эквипотенциалей УАС представляют собой планарный магнетронный разряд, адаптированный для эффективной работы в ускорительном режиме, когда формируется интенсивный направленный ионный пучок.

К концу 70-х гг. на базе УАС Ю.П. Маишевым была разработана серия ионных источников (ИИ) «Радикал» для микроэлектронной технологии нанесения и травления материалов [78, 79]. ИИ «Радикал» является первой в мире промышленной разработкой (1976 г.) в классе источников ионов с



Рис. 1.6. Фотография источника ионов с прианодным электронным слоем «Радикал» [78].

замкнутым холловским током и холодными катодами, позволившей решить широкий спектр технологических задач в микроэлектронике, прецизионном машиностроении, оптоэлектронике и т.д. [79-82].

К настоящему времени выпущено несколько тысяч штук источника ионов «Радикал», которые по-прежнему успешно используются в промышленности. Источники ионов типа «Радикал» обладают рядом уникальных достоинств, которые позволяют им оставаться конкурентоспособными и в настоящее время. После продажи лицензии в 2000 г. кольцевые протяженные источники ионов типа «Радикал» стали широко использоваться в США [82, 83].

Принципиальная схема источника и топологии СЛМП и эквипотенциалей в разрядной ячейке представлены на рис. 1.7, 1.8.

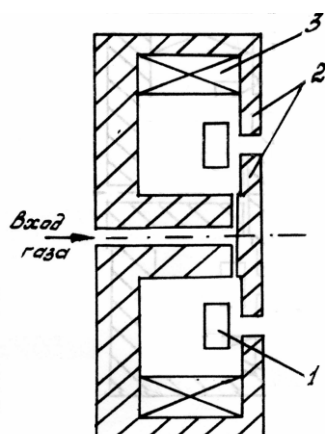


Рис. 1.7. источник ионов с прианодным электронным слоем «Радикал» [79].

1 – анод,
2 – катод/ускоряющий электрод,
3 – соленоид.

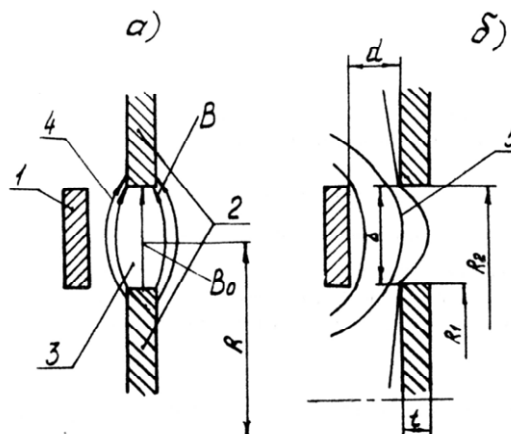


Рис.1.8. Сечение ускоряющего промежутка источника ионов [79]: 1 – анод, 2 – катод (ускоряющий электрод), 3 – отверстие для выхода пучка ионов, 4 – силовые линии магнитного поля, 5 – эквипотенциалы. а – силовые линии магнитного поля, б – конфигурация эквипотенциалей.

Таким образом, к настоящему времени разработаны многочисленные практические приложения газового разряда в магнитном поле и сформировались самостоятельные направления по изучению отдельных типов разрядов в скрещенных ЕН полях. Однако, исследования процессов возникновения разряда, законов подобия разрядов, аналогичных закону Пашена в магнитном поле, разработка общей теории плазменных систем в комбинированных ЕН полях по-прежнему являются актуальными.

Задачами экспериментальных и теоретических исследований, представленных в этом разделе, являлись:

- изучение условий возникновения и погасания планарного магнетронного разряда в однородном и неоднородном электрическом поле,
- определение параметров подобия газового разряда в магнитном поле,
- изучение механизма возникновения разряда и разработка дрейфовой модели возникновения разряда на основании феноменологической теории пробоя Таунсенда, адаптированной к разряду в магнитном поле.

1.2 Экспериментальная установка, источник ионов «Радикал», методики измерения

Экспериментальные исследования планарного магнетронного разряда проводились на установке с серийным источником ионов «Радикал» (ИИ 4-015) (рис. 1.6, 1.9), который получил широкое применение в ионно-лучевых технологиях обработки поверхности [79-81].

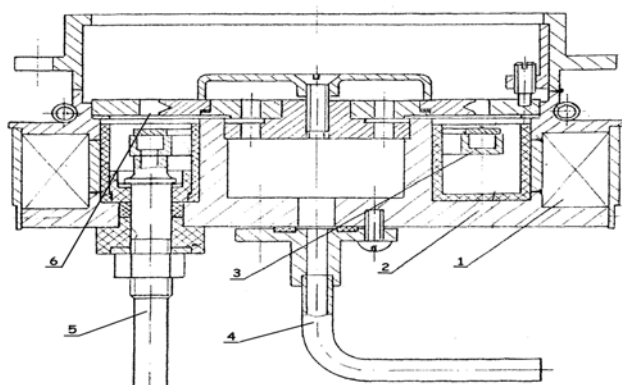


Рис.1.9 Схема ионного источника «Радикал»:

- 1) соленоид;
- 2) катод - магнитопровод;
- 3) охлаждаемый анод;
- 4) газонапуск;
- 5) подвод охлаждения анода;
- 6) разрядная ячейка.

ИИ «Радикал» относится к газоразрядным системам со скрещенными ЕН полями и холодным катодом. В таких системах реализован замкнутый дрейф электронов в скрещенных ЕН полях (замкнутый холловский ток) и ионизация рабочего газа обеспечивается высокоэнергетичными электронами, которые удерживаются в электромагнитной ловушке.

Конструкция ИИ 4-015 «Радикал» обладает рядом преимуществ для изучения планарного магнетронного разряда, что определило выбор этого экспериментального устройства для достижения поставленной задачи, а именно:

- Простота конструкции, устойчивая работа в широком диапазоне параметров.
- Незначительный уровень шумов по сравнению с цилиндрическими системами, что облегчает изучение стационарных и локальных характеристик разряда.
- Геометрия разрядной ячейки максимально отвечает приближениям одномерных моделей магнитоизолированного диода и прианодного электронного слоя в скрещенных ЕН полях.

На рис. 1.10 представлена топология СЛМП и распределение эквипотенциалей, а на рис. 1.11 – вакуумное распределение потенциала и электрического поля вдоль потока ионов в разрядной ячейке ИИ «Радикал».

Средняя по длине величина напряженности радиальной составляющей магнитного поля в разрядной ячейке до 3 кЭ соответствует сильной замагниченности электронов (ларморовский радиус электронов много меньше расстояния анод-катод), в то же время ионы практически не замагничены, ускоряются электрическим полем и свободно вылетают из разрядного промежутка, формируя трубчатый пучок.

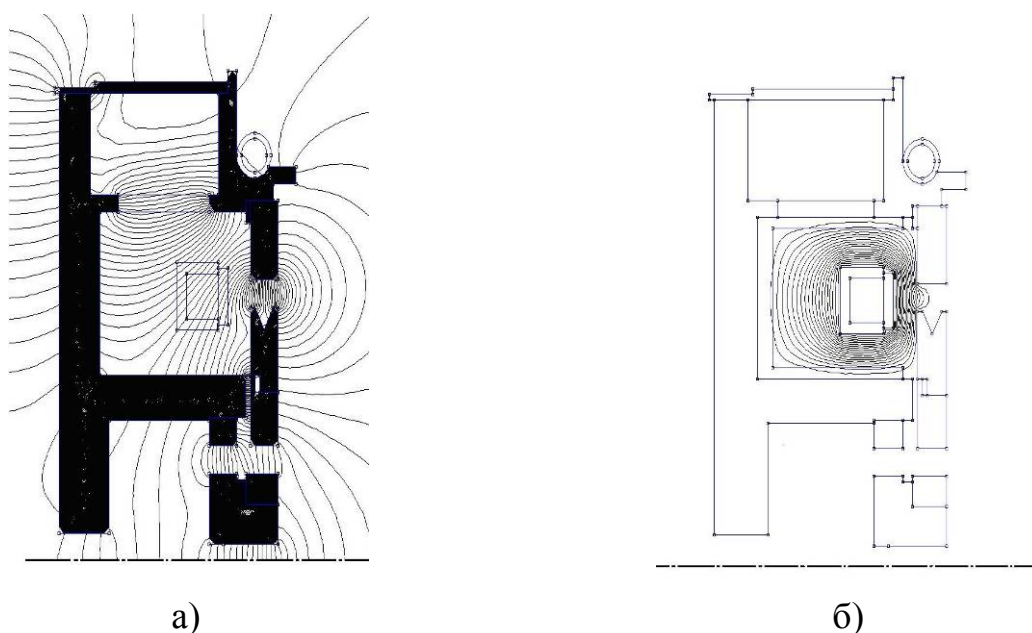


Рис. 1.10. Топология силовых линий магнитного поля (а) и эквипотенциалей (б) в разрядной ячейке ИИ «Радикал», рассчитанные с помощью программы «femm 4.0.1».

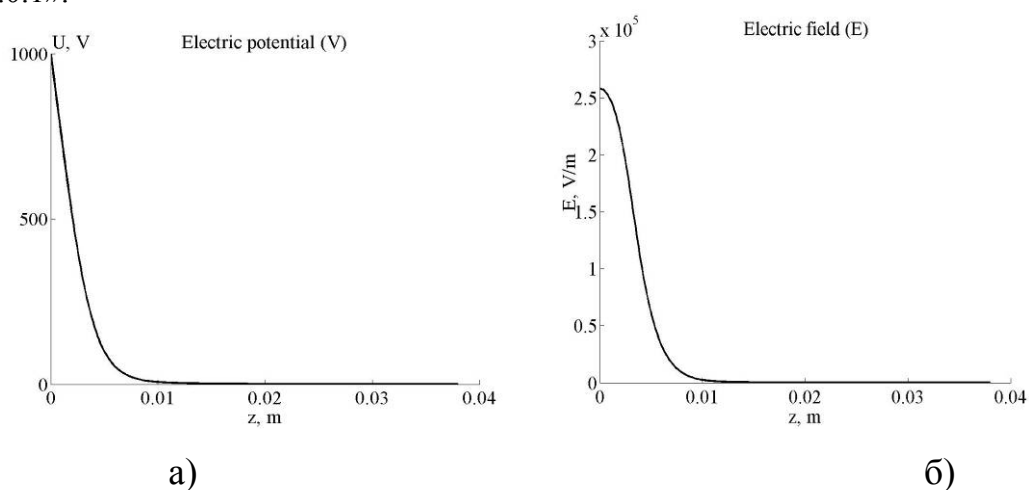


Рис. 1.11. Распределение потенциала (а) и напряженности электрического поля (б) вдоль оси z разрядной ячейки (рис. 1.10), рассчитанные с помощью программы «femm 4.0.1».

В ходе проведения экспериментов в ИИ «Радикал» на внутренней поверхности катода устанавливалась немагнитная проводящая сетка с прозрачностью 50% и размером ячеек 0,3 мм, которая позволяла формировать однородное электрическое поле в режиме пробоя разряда и ограничивала толщину прианодного слоя при измерениях разрядных характеристик (рис.1.12а,б).

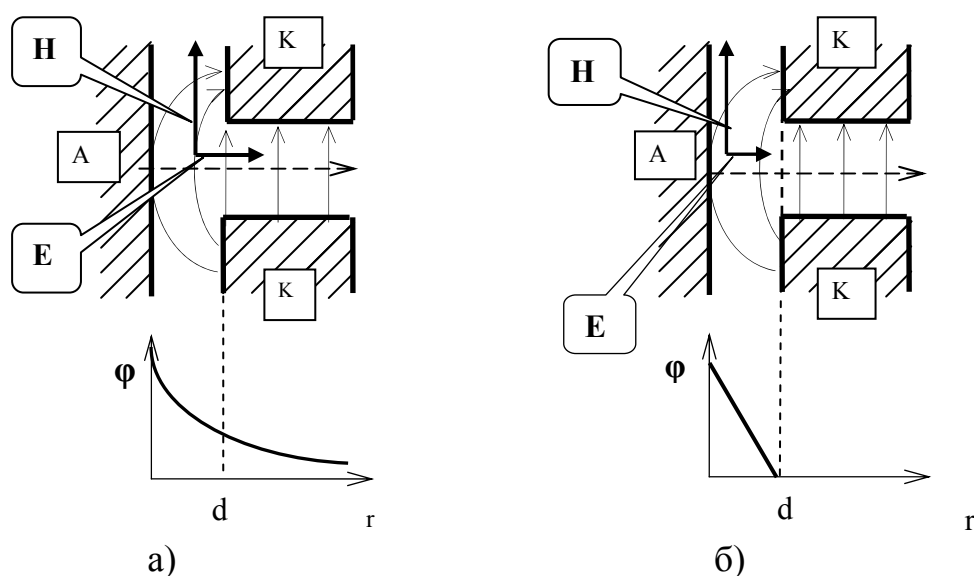


Рис. 1.12. Схема разрядной ячейки без сетки (а) и с сеткой (б) и качественное распределение потенциала вдоль потока ионов.

Принципиальная схема экспериментальной установки с диагностическим оборудованием и исследуемым источником ионов «Радикал» представлена на рис. 1.13.

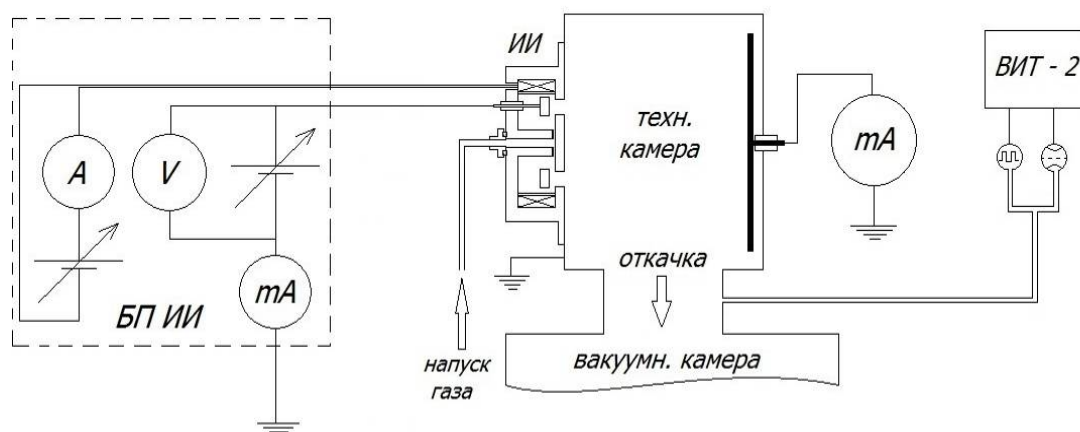


Рис. 1.13. Принципиальная схема экспериментальной установки.

Вакуумная камера, предназначенная для исследований газоразрядных характеристик источника ионов, параметров заряженных частиц и ионного пучка, была смонтирована на серийной вакуумной системе УРМЗ.036.078 для ионного травления и напыления, обеспечивающей эффективную скорость откачки 3000 л/сек в диапазоне $1 \cdot 10^{-5}$ - $2 \cdot 10^{-3}$ Торр.

ИИ «Радикал» формировал слабо расходящийся кольцевой пучок ионов рабочего газа диаметром 100 мм и шириной 5 мм. В качестве мишени-токоприемника использовался плоский проводящий электрод диаметром 140 мм, расположенный на расстоянии 150 мм от торца ИИ. Мишень была заземлена через миллиамперметр для измерения тока пучка ионов. Ниже приведены основные параметры ИПС.

- Остаточное давление 10^{-5} Торр.
- Рабочее давление $(2-10) \cdot 10^{-4}$ Торр.
- Ускоряющее напряжение до 7 кВ.
- Токи разряда до 0,5А.
- Ток питания электромагнитной катушки
источника ионов до 5А.
- Напряженность магнитного поля до 3кЭ.
- Плотность тока ионов до 20мА/см².
- Средняя энергия ионов 0,5-2 кэВ.
- Диаметр кольцевого пучка 100 мм.
- Ширина пучка 5 мм.
- Рабочие газы -инертные, химически активные.

Измерения разрядного тока I_p (тока электронов на анод) и напряжения U_p , а также тока соленоида I_c осуществлялись с помощью штатных измерительных приборов блока питания ИИ БП-24. Коэффициент пульсаций тока и напряжения не превышал 5%.

1.3 Результаты исследований пробоя, зажигания и погасания планарного магнетронного разряда

В экспериментальной части работы были измерены кривые возникновения разряда в ячейке ИИ «Радикал» - зависимости порогового значения напряжения U_{np} от напряженности магнитного поля H в середине разрядного промежутка, вольт-амперные характеристики (ВАХ) при различных H и давлениях рабочего газа в вакуумной камере p_k . Также были исследованы зависимости тока разряда I_p и тока на мишень I_m от H при различных U_p и p_k . Все перечисленные характеристики разряда были измерены для двух случаев:

- 1) без сетки, т.е. при свободной катодной границе - неоднородное вакуумное электрическое поле (рис. 1.12а);
- 2) при наличии сетки на внутренней поверхности катода - однородное вакуумное электрическое поле (рис. 1.12б).

Нагрузочная характеристика блока питания ИИ БП-94 имеет сильно «падающий» характер, т.е. напряжение на разряде U_p существенно уменьшается по величине ~ 100 В при появлении тока в цепи в несколько миллиампер. Поэтому верхняя ветвь кривой зажигания измерялась по скачку U_p при плавном увеличении H , а нижняя по моменту увеличения I_p при плавном росте U_p и фиксированном значении H .

На рис. 1.14 представлены типичные кривые возникновения и погасания разряда при наличии катодной сетки в разрядной ячейке и без нее. Как следует из рисунка, нижние ветви кривых для обоих случаев совпадают, также как и начальные участки ВАХ (рис. 1.15). Возникновение - *зажигание* - разряда при увеличении U и постоянном магнитном поле H происходит плавно, практически с нулевых значений разрядного тока в пределах чувствительности измерительной аппаратуры. При уменьшении U гистерезисных явлений не наблюдается – *зажигание* и *погасание* разряда происходит при одинаковых значениях U_{np} .

Аналогичный характер возникновения разряда наблюдается на верхней ветви кривой зажигания в отсутствие катодной сетки при увеличении напряженности магнитного поля H и $U=\text{const}$ (рис.1.16). Качественный вид кривой зажигания в этом случае аналогичен представленным на рис. 1.5 из работы [65].

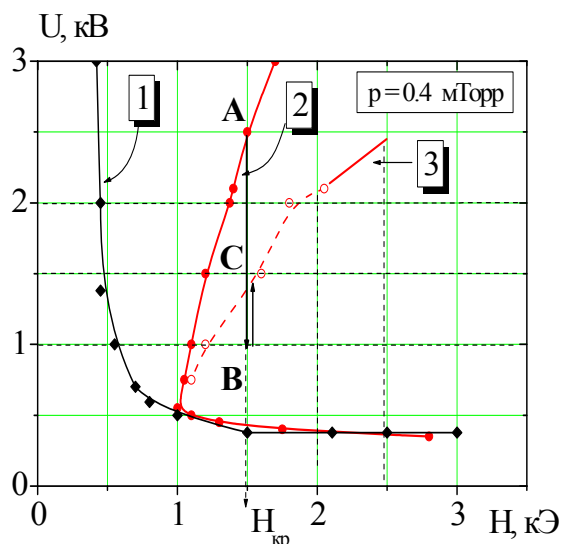
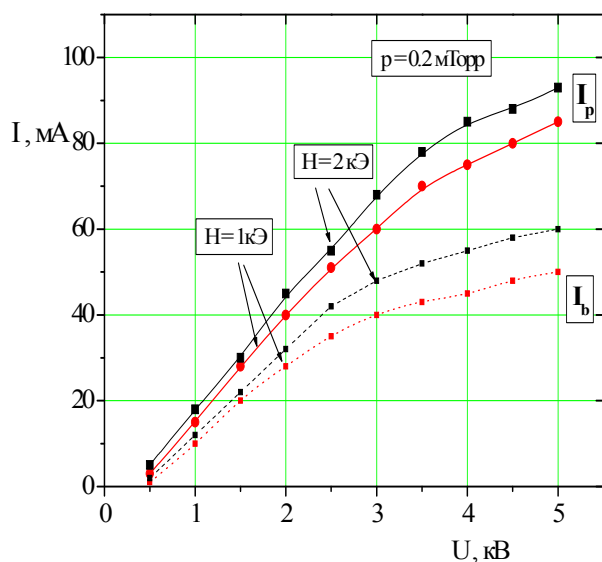
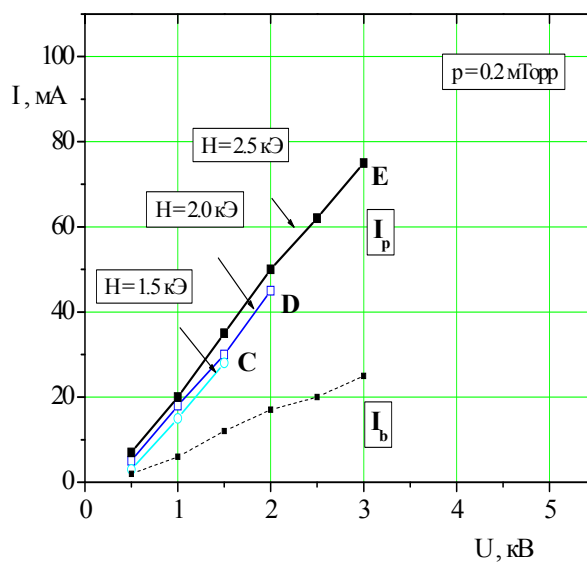


Рис.1.14. Кривые возникновения и погасания разряда при наличии катодной сетки и без нее.

1 – кривая зажигания разряда без сетки на катоде;
2 - кривая пробоя разряда с сеткой на катоде;
3 - кривая погасания разряда с сеткой на катоде при увеличении напряжения.



а)

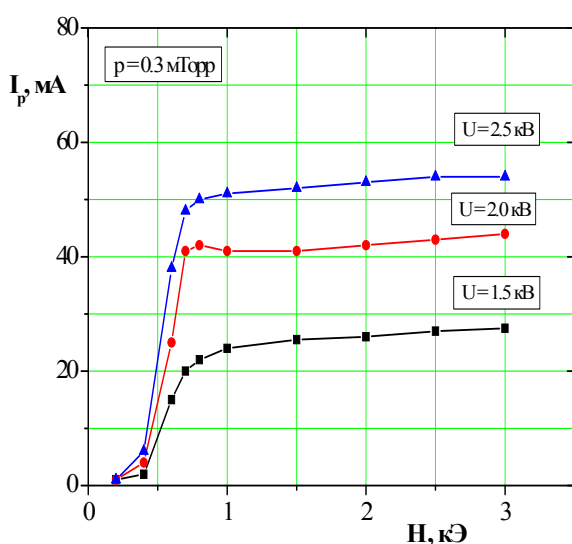


б)

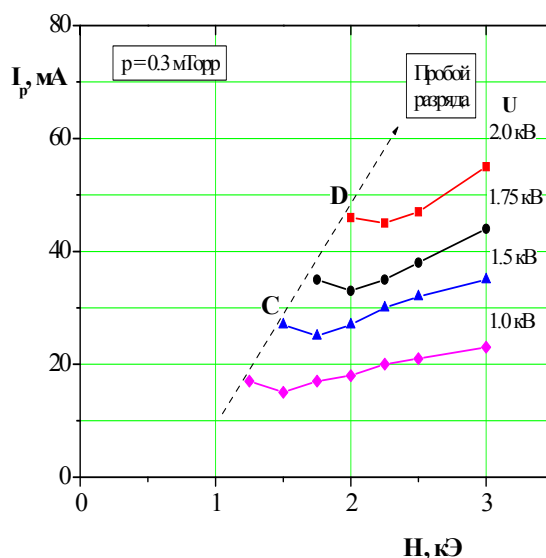
Рис. 1.15. Вольт-амперные характеристики разряда без сетки (а) и с сеткой на катоде (б). Сплошными линиями обозначен ток разряда, пунктиром – ток пучка.

Напротив, наличие катодной сетки существенно изменяет вид верхней ветки кривой и сам характер возникновения разряда:

- кривая существенно смещается в область сильного магнитного поля (график 2, рис. 1.14);
- возникновение разряда при достижении $H_{кр}$ имеет характер «пробоя» - скачкообразного падения U_p и появления I_p достаточно большой величины (участок А-В, рис. 1.14);
- появляется эффект гистерезиса: после пробоя и, соответственно, падения U_p , увеличение напряжения U_p приводит к скачкообразному погасанию разряда, напряжение пробоя не достигается (участок В-С, рис. 1.14). Аналогичный, скачкообразный характер имеют зависимости $I_p(H)$, представленные на рис. 1.16 б.



а)



б)

Рис.1.16. Зависимости разрядного тока I_p от магнитного поля H в ячейке без сетки (а) и с сеткой на катоде (б).

Зависимости кривых зажигания и пробоя от давления рабочего газа для источника с катодной сеткой и без нее представлены на рис. 1.17 а,б. Как следует из приведенных графиков, при снижении рабочего давления кривые смещаются в область более высоких значений U_p и H , их форма качественно не изменяется, в отличие от данных работы Пеннинга [65] (рис. 1.2).

Таким образом, сравнение основных характеристик источника ионов «Радикал» со «свободной» и фиксированной катодной границей

продемонстрировало их существенное отличие. Нижние ветви кривых возникновения разряда для различных граничных условий примерно совпадают и слабо зависят от H и p и имеют характер *зажигания*, т.е. плавного роста тока разряда при увеличении U .

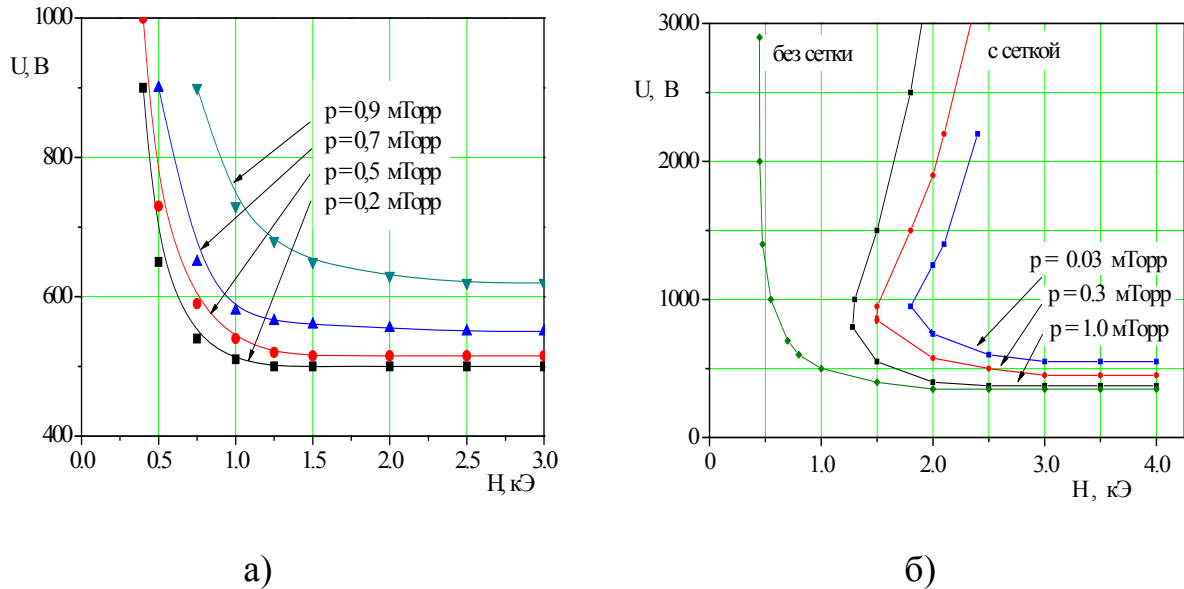


Рис.1.17. Кривые возникновения разряда в ячейке без сетки (а) и с сеткой (б) при различных давлениях рабочего газа p .

Верхняя ветвь кривой зажигания разряда со свободной границей смещена в область слабого магнитного поля ($H \approx 500$ Э) и совпадает с кривой погасания. Характер возникновения разряда плавный, т.е. имеет место монотонный рост I_p .

Напротив, наличие сетки приводит к качественным изменениям. Верхняя ветвь кривой возникновения разряда смещается в область более сильного магнитного поля ($H \approx 1300$ Э), возникновение разряда происходит скачкообразно, с резким ростом I_p , т.е. имеет место лавинообразный *пробой* разрядного промежутка. Также качественно изменяется форма кривой зажигания — появляется двузначность напряжения пробоя разряда при постоянном магнитном поле (кривые 2, 3, рис. 1.14). Принципиально изменяются ВАХ разряда — при достижении U_p критического значения $U_{кр}(H)$ разряд погасает.

1.4 Феноменологическая модель и дрейфовая теория возникновения планарного магнетронного разряда

Для описания газового разряда в магнитном поле (H) воспользуемся параметрами, которые были предложены Таунсендом при создании феноменологической теории газового разряда постоянного тока в вакуумном диоде [59, 62-64].

Основные параметры, характеризующие процесс ионизации атомов электронами в электрическом и магнитном полях.

Адекватным параметром ионизационного процесса в постоянном электрическом поле E, имеющим нелокальный характер, является первый *ионизационный коэффициент* Таунсенда α . По определению α соответствует числу ион-электронных пар, которые один электрон в среднем рождает на 1 см пути, дрейфуя в направлении $\vec{E}$:

$$\alpha = \frac{1}{l_i} = \frac{\nu_i}{v_D}, \quad (1.2)$$

где l_i – *длина ионизации* - длина пробега электрона между двумя ионизирующими соударениями, ν_i – частота ионизации, v_D - дрейфовая скорость в направлении $\vec{A}$. Для аналитического описания ионизационного коэффициента α Таунсендом была предложена эмпирическая формула:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right), \quad (1.3)$$

где p – давление рабочего газа в *мм рт. ст. (Торр)*, $A=1/pl$ и $B=I/pl$ – постоянные, которые определяются путем аппроксимации экспериментальных кривых для каждого сорта рабочего газа, I – потенциал ионизации атомов в В, l – длина свободного пробега электронов [62-64].

Для ансамбля электронов первичными величинами для определения α являются частота ионизации ν_i и дрейфовая скорость электронов в электрическом поле v_D (1.2), которые, в свою очередь, являются функциями

сечения ионизации атомов электронами $\sigma_i(v)$ и функцией распределения электронов по скоростям $f_e(v)$:

$$\vec{v}_D = \mu_e \vec{E}, \quad (1.4)$$

$$v_i = n_a \langle v \sigma_i \rangle = n_a K_i,$$

$$K_i = \langle \sigma_i(v) \cdot v \rangle = \int d^3v \cdot f_e(v) \cdot \sigma_i(v), \quad (1.5)$$

где n_a – плотность атомов рабочего газа, v – скорость электрона, K_i – скорость реакции ионизации, μ_e – подвижность электронов. Скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по энергетическому спектру электронов [84].

В общем случае для определения длины ионизации l_i необходимо знать взаимосвязь скорости дрейфа электронов v_D и средней энергии электронов $\varepsilon_e = f(E)$ с электрическим полем E на основе решения кинетического уравнения Больцмана. Однако в электрическом поле, в силу существенной неравновесности и локальности ФРЭЭ расчеты ε_e путем решения кинетического уравнения требуют численных методов и, в лучшем случае, хорошо аппроксимируются той или иной эмпирической формулой на отдельных участках величины E . Поэтому для расчета ε_e в зависимости от конкретных условий разряда широко используются два предельных случая [64]:

1. Длина свободного пробега электронов l полагается постоянной величиной ($l = \text{const}$), не зависящей от E . Тогда $\varepsilon_e \sim E$.
2. Частота столкновений ν и подвижность электронов μ_e полагаются постоянными величинами ($\nu; \mu_e = \text{const}$). Тогда $l = v_D / \nu = (\mu_e / \nu) \cdot E$; $\varepsilon_e \sim E^2$.

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов согласно этим моделям показывает, что первое приближение дает хорошее соответствие в разрядах без магнитного поля, а второе – в разрядах с магнитным полем при относительно низких давлениях рабочего газа.

Для описания ионизационного усиления в разрядах со скрещенными ЕН полями величину ионизационного коэффициента α удобно представить в

обезразмеренном виде, воспользовавшись аппроксимацией зависимости скорости реакции ионизации K_i от энергии уравнением Арениуса [84]:

$$K_i = K_0 e^{-eI/\varepsilon_e}, \quad (1.6)$$

где I – потенциал ионизации, $K_0 = \text{const}$ – максимальная скорость реакции ионизации при $\varepsilon_e \gg eI$. Тогда в соответствии с уравнениями (1.2), (1.5), (1.6) α определяется выражением:

$$\alpha = \frac{1}{l_i} = \frac{v_i}{v_D} = \frac{n_a K_0}{v_D} \cdot e^{-eI/\varepsilon_e} = \frac{1}{l_m} \cdot e^{-I/El_m}, \quad (1.7)$$

где $\varepsilon_e = eEl_m$ – средняя энергия электронов, которую они набирают на минимальной длине ионизации $l_m = v_D/n_a K_0$ при $\varepsilon_e \gg eI$, когда частота ионизации максимальна $v_i = v_{i \max} = n_a K_0$.

В первой модели при $l = \text{const}$, после введения газовых постоянных $A = 1 / pl_m$ и $B = I / pl_m$, выражение (1.7) для α принимает вид, соответствующий эмпирической формуле Таунсенда (1.3). Теперь, если ввести для обезразмеривания величину электрического поля $E_0 = I/l_m$ ($E_0/p = I/pl_m = B$), соответствующую значению потенциала ионизации на минимальной длине свободного пробега, зависимость $\alpha(E)$ (1.7) для газового разряда без магнитного поля принимает вид:

$$\alpha_T = \frac{eE_0}{I} \cdot e^{-E_0/E} = \alpha_0 \cdot e^{-E_0/E}, \quad (1.8)$$

где $\alpha_0 = 1/l_m = E_0/I$ – максимальное значение коэффициента ионизации для фиксированного давления рабочего газа.

Здесь необходимо сделать следующие уточнения. Величина l_m в уравнении (1.7) соответствует минимальной длине ионизации – длине между двумя ионизирующими соударениями при максимальной частоте $v_{i \max}$ при $\varepsilon_e \gg eI$. Учитывая, что при парных соударениях электронов с атомами вероятность ионизовать атом меньше единицы, величина l_m связана с длиной свободного пробега электронов $l = v_D/v_c$ (v_c – частота соударений) соотношением:

$$l_m = \frac{v_D}{v_{i\max}} = \frac{v_c}{v_i} \cdot \frac{v_D}{v_c} = \frac{v_c}{v_{i\max}} \cdot l,$$

что значительно больше, чем длина свободного пробега l ($v_c/v_{i\max} = 3-10 \cong \text{const}$) [62-64]. Следовательно, в определении газовых постоянных A и B в уравнении (1.3) для α необходимо учитывать вероятность ионизации $f_i = v_{i\max} / v_c < 1$. Эти уточнения отвечают выводам работы В.А. Лисовского и В.Д. Егоренкова [85].

Во второй модели, когда $v; \mu_e = \text{const}$ и $l_m = v_D/v_{i\max} = (\mu_e/v_{i\max}) \cdot E$, выражение для α имеет вид:

$$\alpha = \frac{v_{i\max}}{\mu_e E} \cdot e^{-\frac{I v_{i\max}}{e E^2 \mu_e}}. \quad (1.9)$$

В скрещенных электрическом и магнитном полях, $\vec{E} \perp \vec{H}$, взаимосвязь энергии электрона ε , набираемой на длине l_m , с электрическим полем можно найти из уравнения (1.4) и определения коэффициента классической (столкновительной) подвижности электрона $\mu_{He} = e v_c / m \omega_{He}^2$, где $\omega_{He} = eH/mc$ - электронная циклотронная частота [64]:

$$\varepsilon_e = eE \cdot l_i = eE \cdot \frac{v_D}{v_i} = eI \left(\frac{E}{E_0} \right)^2, \quad (1.10)$$

где $E_0^2 = v_i I / e \mu_{He}$ - величина электрического поля, при которой электрон на длине ионизации набирает энергию, равную потенциалу ионизации, аналогично случаю без магнитного поля. В магнитном поле величину E_0 можно представить в виде $E_0 = I r_0$, где $r_0 = (v_c e I / v_i m)^{1/2} / \omega_{He}$ - пространственный масштаб, соответствующий ларморовскому радиусу электрона с энергией, равной потенциалу ионизации атома I . Также следует отметить, что в силу изотропии рассеяния электронов при столкновениях с атомами величина скорости дрейфа v_D в уравнении (1.10) не зависит от начальной энергии электронов и, соответственно, средняя энергия электронов, которую они набирают в электрическом поле, не зависит от ФРЭЭ.

Таким образом, уравнение (1.7), определяющее коэффициент ионизации α_s в скрещенных ЕН полях, приобретает вид:

$$\alpha_s = \frac{eE_0}{I} \left(\frac{E_0}{E} \right) \cdot e^{-(E_0/E)^2}. \quad (1.11)$$

Графики зависимостей (1.8), (1.11) нормированных коэффициентов ионизации α/α_0 от нормированной напряженности электрического поля E/E_0 в линейном и логарифмическом масштабах представлены на рис. 1.18. Величина $\alpha_0 = eE_0/I = 1/l_m = 1/r_m$ соответствует минимальной длине свободного пробега, на которой электрон набирает энергию равную потенциалу ионизации I , а величина E_0 является критерием оценки величины напряженности электрического поля.

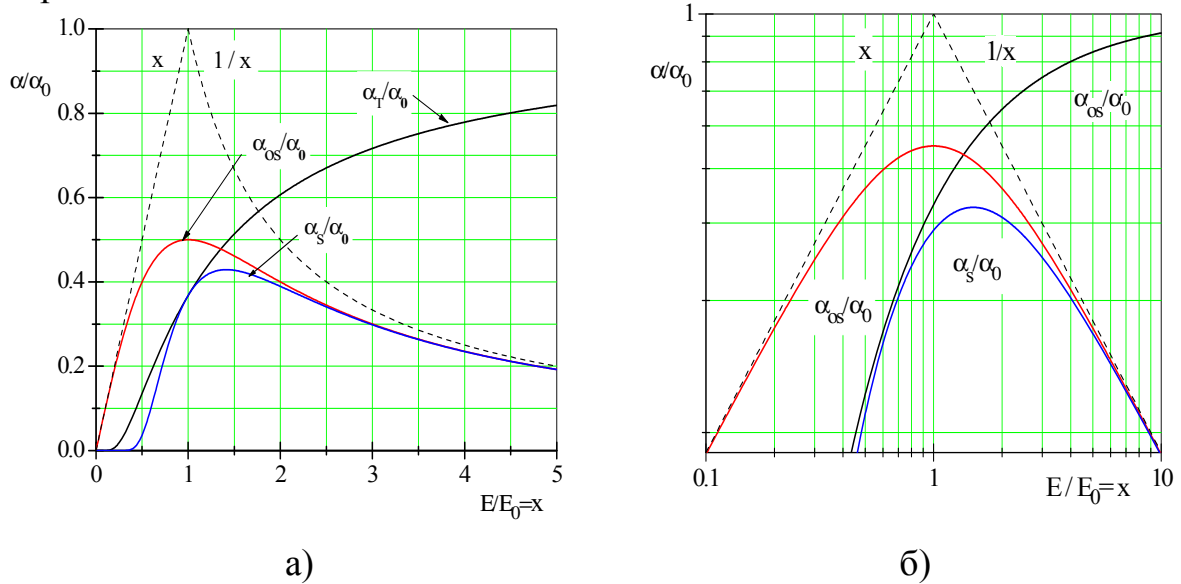


Рис. 1.18. Зависимость нормированного коэффициента ионизации α / α_0 , ($\alpha_0 = eE_0 / I$) от нормированной величины электрического поля E/E_0 ($E_0 = I / el_m$) для различных групп электронов в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

Приведенные выше результаты относятся к электронам с небольшой начальной скоростью (*s-электронов*), которые набирают основную энергию в электрическом поле. Поэтому в слабом электрическом поле, $E/E_0 \ll 1$, α_T , $\alpha_s \rightarrow 0$, потому что вся набираемая энергия уходит на возбуждение и диссоциацию атомов и молекул рабочего газа [84].

Наличие магнитного поля и существование электромагнитной ловушки для электронов допускает появление группы электронов с большими начальными скоростями – первичных γ -электронов, попавших в слой вдоль СЛМП и захваченных в электромагнитную ловушку в результате парных столкновений и коллективных процессов (*os-электронов*). Для того, чтобы определить коэффициент ионизации для *os-электронов* α_{os} , необходимо воспользоваться определением энергетической цены иона.

Энергетическая цена иона η или энергия, затраченная электроном на образование ион-электронной пары, также является важной характеристикой газового разряда, определяющей энергетический баланс. Величина η включает в себя как суммарные упругие и неупругие потери энергии электрона ε_c , сопровождающие один акт ионизации при парных соударениях электрона с атомами, так и кинетическую энергию ε_k , которую набирает электрон в электрическом поле на длине ионизации: $\eta = \varepsilon_{\tilde{n}} + \varepsilon_{\tilde{e}}$.

В электрическом поле для электронов, родившихся в объеме – *s-электронов*, величина $\eta = eEl_i$ и для ее определения можно воспользоваться уравнением (1.7). После соответствующей подстановки получаем:

$$\eta = \frac{eE}{\alpha} = eEl_m \cdot \exp\left(\frac{I}{El_m}\right) = \varepsilon \cdot \exp\left(\frac{eI}{\varepsilon}\right). \quad (1.12)$$

Для электронов с большой начальной скоростью, $\varepsilon_0 > eI$, и имеющих моноэнергетическую ФРЭЭ, суммарные неупругие потери энергии при ионизации ε_c можно определить из уравнения [86-89]:

$$\varepsilon_c = \frac{eI\sigma_i(\varepsilon) + \varepsilon_{ea}\sigma_{ea}(\varepsilon_{ea})}{\sigma_i(\varepsilon_e)}. \quad (1.13)$$

Для аргона $eI=15,8$ эВ, $\varepsilon_{ea}=12$ эВ, величину ε_c из уравнения (1.13) можно рассчитать численно и аппроксимировать эмпирической формулой:

$$\varepsilon_c = \left(1,73 + \frac{1}{(\varepsilon/eI)^2 - 1}\right) \cdot eI. \quad (1.14)$$

Зависимость ε_c / eI от нормированной энергии электрона ε_e / eI (1.14) представлена на рис. 1.19. При этом кинетическая составляющая суммарной энергетической цены иона ε_k определяется электрическим полем, $\varepsilon_k = eEl_m$.

Таким образом, суммарную энергетическую цену иона η , нормированную на eI , в зависимости от энергии электронов $\varepsilon' = \varepsilon / eI$ для s-электронов можно представить в виде:

$$\eta'_s = \frac{\eta}{I} = \varepsilon' e^{1/\varepsilon'}, \quad (1.15)$$

а для os-электронов $\eta_{os} = \varepsilon_c + \varepsilon_s$ и

$$\eta'_{os} = \frac{\eta}{I} = \varepsilon' + 1,73. \quad (1.16)$$

Графики зависимостей η'_s , η'_{os} и ε_c от ε' приведены на рис. 1.19.

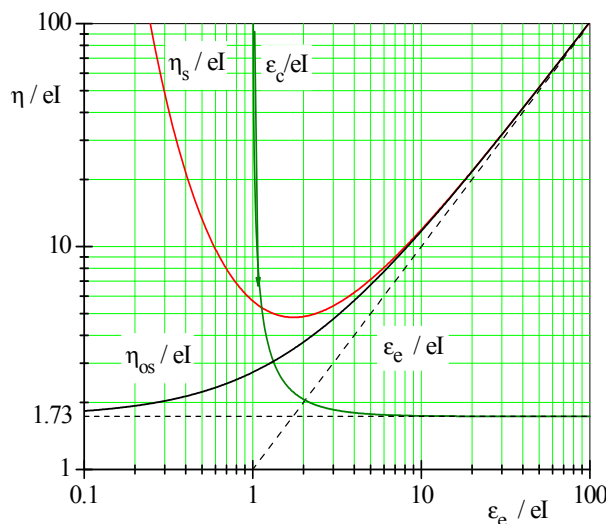


Рис.1.19. Зависимость безразмерной суммарной энергетической цены иона η/eI для s-, os-электронов и суммарные неупругие потери для γ -электронов (моноэнергетичная ФРЭЭ) от нормированной энергии электронов ε_e/eI .

Если воспользоваться уравнением (1.10), определением коэффициента ионизации через энергетическую цену иона $\alpha = eE/\eta$ и предположить, что $v_c/v_i = \text{const}$, то можно получить зависимости $\alpha(E/E_0)$ для os-электронов:

$$\alpha_{os} = (eE_0/I) \cdot \frac{(E/E_0)}{1,73 + (E/E_0)^2}. \quad (1.17)$$

Графики функции $\alpha_{os}(E/E_0)$ нормированной на величину (eE_0/I) , в линейном и логарифмическом масштабе представлены на рис. 1.18 а,б. Как видно из рисунка, величина E_0 является не только нормировкой электрического

поля, а также служит критерием оценки величины сильного и слабого E . В слабом электрическом поле $(E/E_0) < 1$: $\alpha_s \rightarrow 0$, $\alpha_{os} \rightarrow (eE_0/I) \cdot (E/E_0)$, т.е. существенной является ионизация электронами с большими начальными скоростями $\varepsilon_0 > I$. В сильном электрическом поле $(E/E_0) > 1$: $\alpha_s \approx \alpha_{os} \approx (eE_0/I) \cdot (E_0/E)$, т.е. коэффициент ионизации не зависит от начальной энергии электронов и ФРЭЭ.

Пробой и зажигание газового разряда в магнитоизолированном диоде

Феноменологическая теория пробоя и стационарных состояний ПМР, основанная на уравнении баланса тока электронов, имеет наиболее простой и физически понятный вид для модели одномерного (1-D) магнитоизолированного диода (МД). Эта модель широко используется как для расчета планарных плазменных систем (ускорители с анодным слоем (рис. 1.6) [75], планарные магнетроны (рис. 1.4) [24]), так и для случая цилиндрической геометрии электродов при сильных магнитных полях (разряд Пеннинга и ионный магнетрон (рис. 1.1) [90, 91]). На рис. 1.1, 1.12 представлена геометрия электродов, направление E и H полей и качественное распределение потенциала для различных вариантов граничных условий. Поступление первичных γ -электронов, появившихся в результате ион-электронной эмиссии, в разрядный промежуток происходит как с поверхности катода при арочной конфигурации силовых линий магнитного поля, так и вдоль СЛМП, уходящих на отражательные электроды (рис. 1.1). Соответственно, для модели ПМР, представленной на рис. 1.12, следует учитывать анизотропию поступления γ -электронов с катода и отражательных электродов.

В дрейфовой теории, для одномерного случая, уравнение баланса плотности электронов имеет вид [64]:

$$\frac{dj_{ex}}{dx} = e v_i n_e. \quad (1.18)$$

В электрическом поле E_x , когда ионизационное усиление тока электронов имеет направленный характер и определяется классической подвижностью электронов, $\mu_{He} = e v_c / m \omega_{He}^2$ выполняются соотношения $j_{ex} = e n_e v_D$, $v_D = \mu_{He} E_x$.

Воспользовавшись выражением для $\nu_i = \nu_D \cdot \alpha$ из (1.2), уравнение (1.18) можно представить в виде:

$$\frac{dj_{ex}}{dx} = \alpha \cdot j. \quad (1.19)$$

В скрещенных ЕН полях уравнение (1.19) можно рассматривать для двух предельных случаев: при сильном электрическом поле $E/E_0 > 1$ и при слабом поле $E/E_0 < 1$.

В первом случае каждый электрон, в том числе родившийся в разрядном промежутке с малыми начальными скоростями (s -электрон), набирает на длине ионизации энергию больше потенциала ионизации, и развиваются *электронные лавины*. При граничном условии $x = 0$, $E = E_0$, $j = j_{zp}$, j_{zp} – начальный ток захваченных γ -электронов, решением уравнения (1.19) для тока является уравнение *электронной лавины*:

$$j = j_{zp} \cdot \exp(\alpha_s x). \quad (1.20)$$

В случае слабого электрического поля, $E/E_0 < 1$, только ос-электроны с большими начальными скоростями $\varepsilon_0 > I$, т.е. захваченные γ -электроны, могут ионизировать рабочий газ, перемещаясь к аноду. Поэтому приращение тока dj пропорционально начальному току j_{zp} и решением уравнения (1.19) является так называемая *ионизация пучком*:

$$j(x) = (\alpha_{os} x + 1) \cdot j_{zp}. \quad (1.21)$$

Для нахождения кривых зажигания в МД воспользуемся условием пробоя Таунсенда, которое в магнитном поле имеет свои особенности.

Согласно теории Таунсенда для роста тока через разрядный промежуток во времени необходима положительная обратная связь между числом ион-электронных пар, родившихся в разрядном промежутке j_i , и начальным током электронов j_{zp} . Такой связью является вторичная ион-электронная эмиссия с поверхности катода, которую Таунсенд охарактеризовал коэффициентом $\gamma = j_{zp} / j_i$. Коэффициент γ зависит от материала мишени, энергии и сорта ионов и

для большинства материалов для условий газового разряда не превышает $(0,1 \div 0,3)$ [64]. В общем случае условие пробоя Таунсенда имеет вид:

$$j_i \gamma = \gamma(j(d) - j_{ep}) = j_{ep}, \quad (1.22)$$

где $j(d)$ – ток на анодной границе слоя толщиной d .

Присутствие магнитного поля, величина которого определяется условием $\rho_e \ll d$, где ρ_e – ларморовский радиус электрона, приводит к снижению тока вторичной ион-электронной эмиссии вследствие возврата части электронов на катод. Это явление можно охарактеризовать коэффициентом захвата χ , т.е. $\gamma_{eff} = \chi \cdot \gamma$. По оценкам величина $\chi \leq 0,5$ и зависит от давления рабочего газа, напряженности магнитного поля, конфигурации и длины магнитных силовых линий, дважды пересекающих катод, шероховатости поверхности катода [92, 93].

Таким образом, в сильном электрическом поле при развитии *электронных лавин*, когда ток электронов стремится к бесконечности, из уравнений (1.21), (1.23) условие *пробоя* можно записать в виде:

$$\alpha_s \cdot d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{eff}} \right), \text{ при } \frac{E}{E_0} > 1. \quad (1.23)$$

В слабом электрическом поле условие (1.22) отвечает стационарному значению тока электронов, а уравнение

$$\alpha_\gamma \cdot d = \frac{1}{\gamma_{eff}}, \text{ при } \frac{E}{E_0} < 1 \quad (1.24)$$

определяет условие *зажигания* разряда без электронных лавин.

В *однородном электрическом поле* $E_x = U/d = const$ уравнение (1.19) удобно использовать для описания процесса направленной ионизации электронами в ПМР. Для этого соотношение E/E_0 в уравнениях для α (1.9), (1.11), (1.17) можно выразить через разность потенциалов на электродах U :

$$\frac{E}{E_0} = \frac{U}{I} \cdot \frac{r_0}{d} = \left(\frac{\varepsilon}{I} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.25)$$

где $r_0 = \left(\frac{v_c}{v_i} \cdot \frac{eI}{m\omega_{He}^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ - максимальная длина ионизации в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля. Величины r_0 и E_0 связаны соотношением $E_0 r_0 = I$.

Теперь, подставив уравнение (1.11) для α_s в (1.23) и воспользовавшись (1.25), получим кривую *пробоя разряда* s-электронами в параметрическом виде:

$$\begin{aligned} \phi_s' &= \frac{U}{I} = x^2 e^{1/x^2} \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{eff}} \right), \\ d_s' &= \frac{d}{r_0} = x e^{1/x^2} \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{eff}} \right). \end{aligned} \quad (1.26)$$

Аналогично, подставив в (1.24) выражение для α_{os} из (1.17) и (1.25), для *кривой зажигания* разряда os-электронами получаем:

$$\begin{aligned} \phi_{os}' &= \frac{U}{I} = (1,73 + x^2) \cdot \frac{1}{\gamma_{eff}}, \\ d_{os}' &= \frac{d}{r_0} = \frac{1,73 + x^2}{x} \cdot \frac{1}{\gamma_{eff}}, \end{aligned} \quad (1.27)$$

где отношение $E/E_0 = x = \frac{U}{I} \cdot \frac{r_0}{d}$ является параметром.

Уравнения (1.26), (1.27) определяют зависимость нормированных напряжений пробоя и зажигания разряда от ширины разрядного промежутка d , нормированной на длины ионизации, пропорциональную ларморовскому радиусу электрона с энергией eI . Таким образом, безразмерные величины U/I и $d/r_0 \approx dH$ являются параметрами подобия при возникновении планарного магнетронного разряда с различными размером и сортом газа.

Также из уравнений (1.26), (1.27) следует, что коэффициент вторичной эмиссии γ_{eff} является количественным параметром, изменяющим масштаб кривых зажигания.

На рис. 1.20 а,б представлены семейства кривых зажигания и пробоя МД для разных значений параметра γ_{eff} .

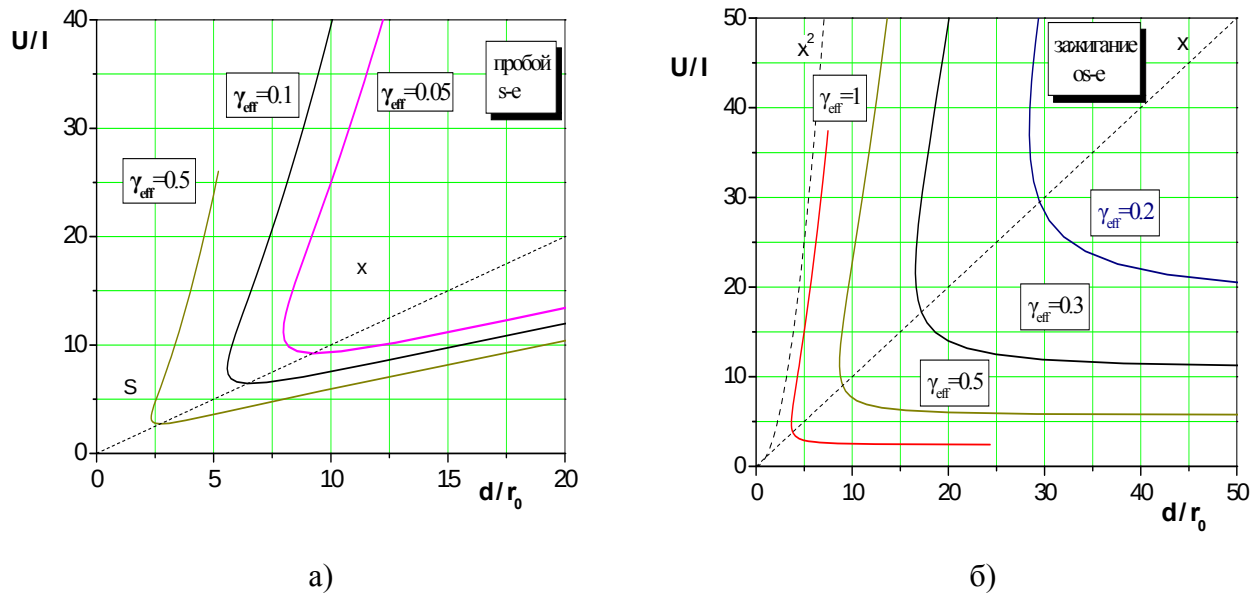


Рис. 1.20. Кривые пробоя разряда s-электронами (а) и кривые зажигания разряда ос-электронами (б) в магнитоизолированном диоде при различной величине γ_{eff} .

В неоднородном электрическом поле $E(x)$ уравнение баланса тока электронов имеет вид:

$$\frac{dj}{dx} = j \cdot \alpha(x) = j \cdot \frac{E(x)}{\eta_{os}(E(x))},$$

а условие зажигания для ос-электронов, когда $\eta_{os} = I(1,73 + (E(x)/E_0)^2)$, $j = j_{zp}$, можно представить уравнением:

$$\frac{j}{j_{\bar{a}\bar{o}}} = \frac{1}{\gamma_{eff}} = \int_0^{d_s} \frac{E(x)dx}{I(1,73 + (E(x)/E_0)^2)}. \quad (1.28)$$

Решать это уравнение можно двумя способами.

В первом случае функцию $E(x)$ можно задавать уравнением или численно для каждого частного случая конфигурации электродов, рассчитанного с помощью стандартных программ, например, как представлено на рис 1.12 а, б. При этом граница d_s определяется по заданному минимальному значению E .

Во втором случае можно применить подход, который используется в теории катодного слоя тлеющего разряда - ввести среднее по слою

электрическое поле $E(x) \approx \bar{E} = U/d_s$. Тогда уравнение (1.28) можно проинтегрировать, воспользовавшись соотношением $E(x) \cdot dx = dU$. В результате зажигание разряда в МД с неоднородным E будет определяться уравнением:

$$\frac{U}{I} = \frac{d_s}{r_0} \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{r_0}{\gamma_{eff} d_s} \right). \quad (1.29)$$

График этой функции для различных γ_{eff} представлен на рис. 1.21.

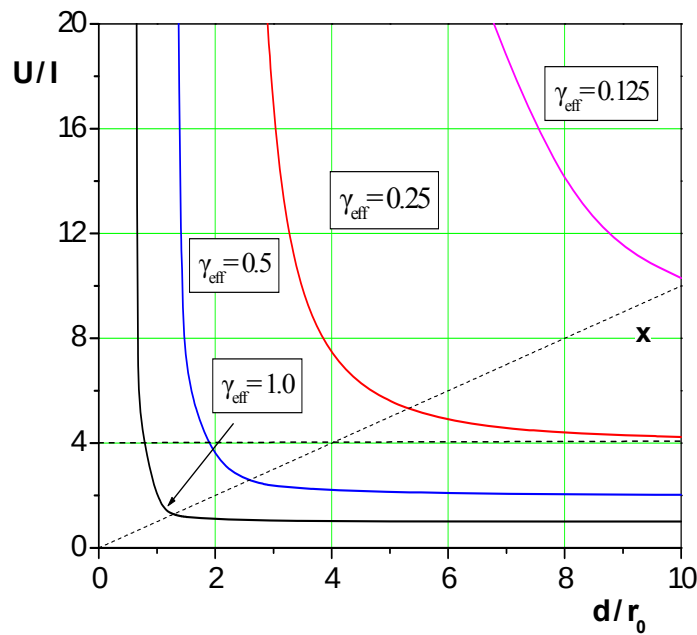


Рис.1.21. Кривые зажигания разряда в неоднородном электрическом поле согласно уравнению (1.33) $\gamma_{eff} = 0,1; 0,05$. Для сравнения на этом рисунке показана кривая пробоя разряда s-электронами в однородном поле для $\gamma_{eff} = 0,2$.

1.5 Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными

Таким образом, теоретические расчеты показывают возможность возникновения разряда в ПМР как в результате развития электронных лавин – пробоя разряда, аналогично вакуумному диоду, так и в результате зажигания – ионизации только высокоэнергетичными ос-электронами, что реализуется только при наличии электромагнитной ловушки для электронов. При этом кривые пробоя и зажигания имеют качественно различный характер при слабом электрическом поле на нижней ветке (рис. 1.20).

Также необходимо учитывать различную величину γ_{eff} для s- и ос-электронов, которая зависит от большого числа параметров газоразрядной системы: конфигурации СЛМП, геометрии и шероховатостей электродов, распределения тока ионов по поверхности катода, которые трудно оценить теоретически. При этом оба процесса могут протекать одновременно, конкурируя между собой, и фактором, определяющим тот или иной механизм возникновения разряда при изменении внешних параметров U , H и p , является минимальная величина напряжения пробоя/зажигания разряда.

На рис. 1.22 представлены кривые комбинированного пробоя и зажигания разряда в ПМР s- и ос-электронами. Прямая $U/I = d/x_0$, ($E/E_0 = 1$) на рисунке соответствует максимуму коэффициента ионизации ос-электронами $\alpha_{os} = 0,5$, а $U/I = 1,41 \cdot d/x_0$ - максимуму коэффициента ионизации s-электронами с $\alpha_s = 0,41$ (рис. 1.18). Как видно из рисунка, верхние ветви нормированных кривых зажигания и пробоя при сильных электрических полях $E/E_0 > 1$ практически совпадают: $\phi'_s = \phi'_{os} \approx (d/x_0)^2$, а нижние – существенно отличаются. При $d/r_0 > 4$ напряжение зажигания разряда ос-электронами $U \approx 1,73I/\gamma_{eff} = const$. Также на рис. 1.22 представлены кривые зажигания разряда ос-электронами в неоднородном электрическом поле в соответствии с уравнением (1.29).

Как следует из уравнений (1.26), (1.27), (1.29), параметры $\ln(1+1/\gamma_{eff})$ и $1/\gamma_{eff}$ не влияют на форму кривых, а задают масштаб величин U/I , d/r_0 и являются аналогами в магнитном поле газовых постоянных A и B , предложенных Таунсендом, которые можно определить путем аппроксимации экспериментальных данных для конкретного разрядного устройства.

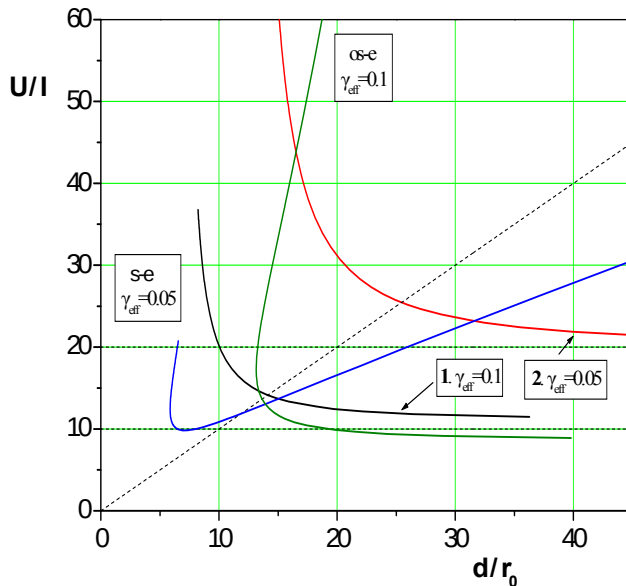


Рис. 1.22. Комбинированные кривые зажигания разряда os-электронами при различной величине параметра γ_{eff} (нижние ветки кривых) и пробоя разряда s-электронами (верхние ветки кривых) в однородном электрическом поле. Графики 1, $\gamma_{eff}=0,1$; 2, $\gamma_{eff}=0,05$ в случае неоднородного электрического поля (1.29).

Как уже отмечалось, величина γ_{eff} будет отличаться для процессов ионизационного усиления s- и os-электронов по причине анизотропного поступления в разрядный промежуток γ -электронов. В однородном магнитном поле (силовые линии параллельны поверхности катода) преимущество имеет ионизация s-электронами, а в неоднородном магнитном поле, при арочной конфигурации СЛМП, - ионизация os-электронами. Также существенным для этих процессов есть соотношение длины силовых линий и расстояния между катодом и анодом, т.е. двухмерные (2-D) эффекты.

Таким образом, разнообразие кривых возникновения разряда в магнитном поле, которое наблюдалось в экспериментах – графики на рис. 1.2, 1.3, 1.4, 1.14, определяется следующими факторами:

- существованием двух механизмов процессов ионизационного усиления тока первичных γ -электронов – развитием электронных лавин в сильном электрическом поле, ионизация высокоэнергетичными os-электронами в слабом электрическом поле;

- отличием коэффициента γ_{eff} для каждого процесса, обусловленного неоднородностью СЛ МП и 2-D эффектами;
- неоднородностью электрического поля, связанной с краевыми 2-D эффектами.

Роль этих факторов можно определить в каждом конкретном случае из экспериментальных данных по форме кривых зажигания/пробоя, а по минимальным значениям напряжения и напряженности магнитного поля при известной ширине МД оценить величину γ_{eff} .

Так на рис. 1.23, 1.24 представлены теоретические и экспериментальные кривые пробоя и зажигания разряда, полученные для ИИ «Радикал». Согласно проведенным оценкам в нашем случае $U=I/\gamma_{eff}=300$ В, $r_0=3\cdot 10^{-2}$ см ($H=1000$ Э), $d/r_0=40$ ($H=4$ кЭ), а форма кривых показывает определяющую роль механизма зажигания разряда ос-электронами.

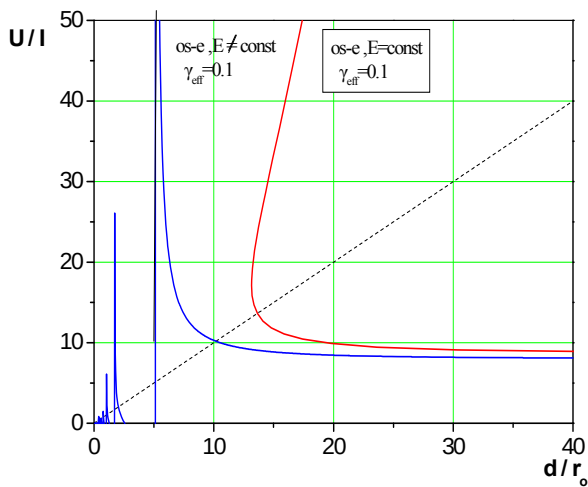


Рис.1.23. Расчетные кривые зажигания и пробоя разряда в МД с однородным и неоднородным электрическим полем

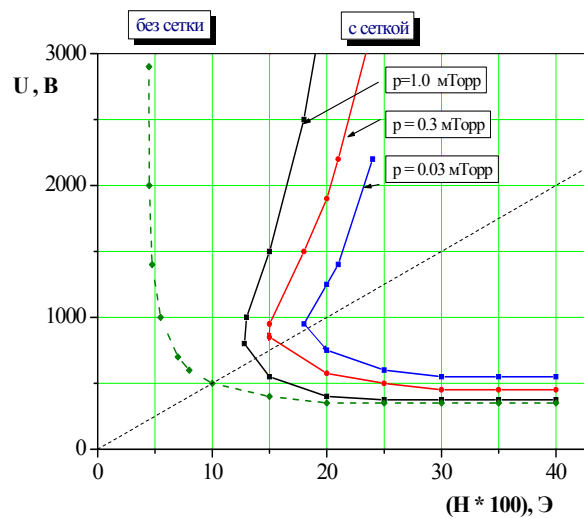


Рис.1.24. Экспериментальные кривые зажигания и пробоя разряда в МД с однородным и неоднородным электрическим полем

При наличии сетки верхняя ветвь соответствует пробую разрядного промежутка в случае развития электронных лавин. При увеличении рабочего давления p , соответственно увеличивается γ_{eff} , что приводит к уменьшению масштаба по осям напряжения U и напряженности магнитного поля H .

Выводы

1. Экспериментальные измерения кривых возникновения планарного магнетронного разряда в источнике ионов «Радикал» показали их существенное различие при изменении граничных условий:

- при свободной катодной границе (без сетки) возникновение разряда при увеличении U и H имеет непрерывный монотонный характер *зажигания*;
- при фиксированной катодной границе (с сеткой) возникновение разряда при увеличении H ($U=\text{const}$) имеет скачкообразный характер *пробоя*, а при увеличении U ($H=\text{const}$) кривая возникновения разряда имеет двузначность напряжения пробоя/зажигания.

2. Разработана феноменологическая дрейфовая теория возникновения газового разряда в магнитоизолированном диоде на основе теории Таунсенда, адаптированной к разряду в магнитном поле:

- получены аналитические выражения суммарной энергетической цены ионов для электронов с разной ФРЭЭ: s – электронов с сильно неравновесной ФРЭЭ, os – электронов с моноэнергетической ФРЭЭ;
- получены аналитические выражения для коэффициента ионизации α для s - и os -электронов в электрическом поле.

3. Теория продемонстрировала возможность реализации двух механизмов возникновения разряда:

- *лавинного пробоя* МДП при сильных электрических полях,
- *зажигания разряда при слабых* электрических полях высокоэнергетичными os -электронами (γ -электронами, захваченными в электромагнитную ловушку).

4. Основным механизмом зажигания разряда в неоднородном электрическом поле является ионизация высокоэнергетичными os -электронами, захваченными в электромагнитную ловушку.

5. Проведено сравнение теории с экспериментальными данными, которое показало их хорошее качественное и количественное соответствие для планарного магнетронного разряда в источнике ионов «Радикал».

РАЗДЕЛ 2

ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКА ИОНОВ В УСКОРИТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

Газовый разряд в системах с комбинированными ЕН полями возбуждается в широком диапазоне внешних параметров – напряжения U_a , давления рабочего газа p и напряженности магнитного поля H , величина которых зависит от геометрии и размеров электродов разрядного устройства.

За последние 50 лет были детально изучены стационарные характеристики и режимы работы газовых разрядов в скрещенных ЕН полях с различными геометрией, размерами электродов и топологии магнитного поля. Для разряда Пеннинга, цилиндрического и обращенного цилиндрического магнетронов, планарного магнетронного разряда были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) зависимости разрядного тока от давления и напряженности магнитного поля в широком диапазоне рабочих параметров. Обнаружены аномальные эффекты электронного токопереноса, возбуждения различных колебаний и неустойчивостей, разработаны различные практические приложения разрядов в магнитном поле - магниторазрядные датчики давления и высоковакуумные насосы, источники ионов, плазменные ускорители и ионные инжекторы, космические двигатели и магнетронные распылительные системы. Опубликованы многочисленные статьи, обзоры, монографии по отдельным типам разрядов в ЕН полях по технике и практическому применению газоразрядных устройств в магнитном поле [9-12, 70-73, 93].

Вместе с тем, к настоящему времени не были систематизированы и обобщены экспериментальные данные по изучению газовых разрядов в ЕН полях, а в теоретических расчетах отсутствует единый подход на основе фундаментальных положений физики газового разряда и низкотемпературной плазмы в магнитном поле.

Это обусловлено следующими причинами:

- большое разнообразие геометрии и размеров разрядных устройств;

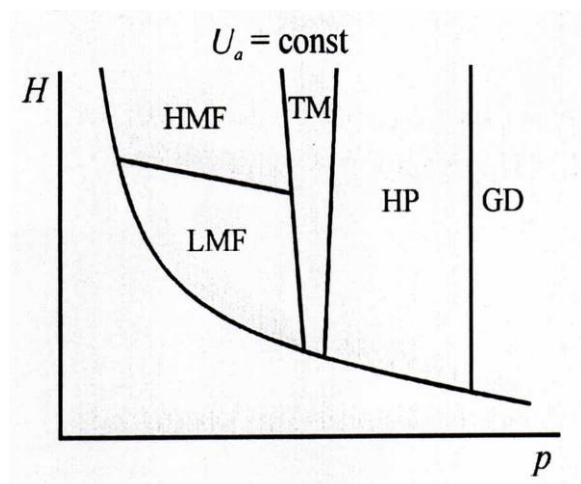
- широкий диапазон изменения рабочих параметров: давления рабочего газа ($1\text{-}10^{-10}$ Па), напряжения ($0,1\text{-}10$ кВ), разрядного тока ($10^{-6}\text{-}10^3$ А), геометрических размеров ($1\text{-}10^3$ см);
- принципиальное влияние поверхности электродов и вторично эмиссионных процессов на механизм поддержания разряда;
- сильная пространственная неоднородность электрического и магнитного полей, а также параметров заряженных частиц в большинстве газоразрядных устройств;
- разнообразие *функции распределения электронов по энергиям* (ФРЭЭ), которая может изменяться в различных областях разряда от равновесной, изотропной и изотермической в плазме до локально равновесной неизотермической в предслое и сильно неравновесной в приэлектродном слое;
- наличие многочисленных шумов, колебаний и неустойчивостей в широком диапазоне частот ($10^3\text{-}10^9$ Гц) и, как следствие, аномальная проводимость электронов поперек магнитного поля;
- нелинейные механизмы нагрева электронов (стохастические, пучково-плазменные).

В этих условиях реализуется несколько режимов разряда, отличающихся по физике протекающих процессов. Поэтому проведение дальнейших экспериментальных и теоретических исследований газоразрядных систем с комбинированными ЕН полями по-прежнему является актуальной задачей.

2.1 Обзор литературы. Классификация режимов газового разряда в скрещенных ЕН полях. Постановка задачи

Первая классификация стационарных режимов горения разряда в скрещенных ЕН полях проведена в работе Шуурмана (Schuurman W.) [94]. В ней представлена качественная диаграмма существования различных форм

разряда Пеннинга в зависимости от H и p при постоянном напряжении U_a (рис.2.1).



LMF (low magnetic field) режим со слабым H
HMF (high magnetic field) режим с сильным H
HP (high pressure) режим высокого давления
TM (transition mode) переходной режим
GD (glow discharge) режим тлеющего разряда
LMF и HMF режимы соответствуют LP (low pressure) режиму низкого давления

Рис.2.1. Диаграмма режимов разряда в скрещенных ЕН полях при постоянном анодном напряжении $U_a = \text{const}$ и изменении магнитного поля H и давления рабочего газа p [94].

При низком давлении рабочего газа $p < 10^{-3}$ Торр реализуется ускорительный режим горения (LP – low pressure), при котором плотность электронов n_e значительно превосходит плотность ионов n_i ($n_e \gg n_i$), и формируется прианодный электронный слой, в котором падает значительная часть U_a и происходит основная ионизация рабочего газа и ускорение ионов.

Для ячейки Пеннинга при низком давлении Шуурман также выделил режим со слабым магнитным полем (LMF – low magnetic field), в котором электронная плотность приблизительно однородна по всему радиусу анода, а радиальное распределение потенциала – параболическое, т.е. размер анодного слоя r_s равен радиусу анода $r_s \sim r_a$ [95]. С ростом H потенциал на оси разряда уменьшается, приближаясь к потенциалу катода, и разряд переходит в режим с сильным магнитным полем (HMF – high magnetic field) [96, 97]. В этом режиме основное падение напряжения U_a происходит в узкой цилиндрической электронной оболочке $r_s \ll r_a$, примыкающей непосредственно к аноду, а центральную область занимает квазинейтральная плазма с потенциалом, близким к потенциалу катода.

Существование электронной оболочки в разряде Пеннинга при низком давлении и сильных магнитных полях впервые экспериментально обнаружено Кнауэром (W. Knauer) в 1962г. [96], а примыкающая к аноду область с нескомпенсированным пространственным зарядом электронов получила название вакуумный анодный слой (АС) или прианодный электронный слой. С ростом давления увеличивается плотность ионов n_i и, когда она становится сравнимой по величине с плотностью электронов $n_i \approx n_e$, $p > 10^{-3}$, разряд переходит в плазменный режим, в котором основное падение потенциала происходит в прикатодном слое, или режим высокого давления НР (high pressure) согласно классификации Шуурмана. Между LP и НР ($p \sim 10^{-3}$ Торр) режимами существует переходная форма разряда ТМ (transition mode) согласно диаграмме на рис. 2.1.

Было также обнаружено, что в переходной форме разряда ТМ в зависимости от величины магнитного поля H в разрядном промежутке образуется либо область катодного падения потенциала (при слабых H), либо область анодного падения (при сильных H), либо существуют обе области (рис. 2.2) [98].

При еще большем давлении $p > (10^{-2} - 10^{-1})$ Торр, когда длина свободного пробега ионов становится соизмерима или меньше размеров системы и частота электрон-атомных соударений ν_c становится порядка электронно-циклотронной частоты ω_{ce} ($\nu_c \sim \omega_{ce}$), магнитное поле перестает играть существенное значение и разряд переходит в режим тлеющего разряда GD (glow discharge) или дуги.

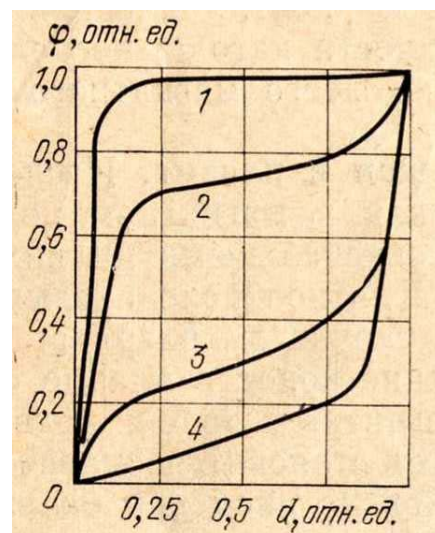


Рис. 2.2. Распределение потенциала в разрядном промежутке магнетронной распылительной системы с цилиндрическими электродами [98]. 1 — область с положительным пространственным зарядом у катода, 4 — область с отрицательным пространственным зарядом у анода, 2, 3 — одновременное существование обеих областей.

При низких давлениях, в ускорительном режиме разряда, величина магнитного поля и геометрические размеры анодного слоя (АС) d таковы, что в результате большой разности масс электроны сильно замагничены, а ионы практически не замагничены $\rho_e \ll d < \rho_i$, где ρ_e и ρ_i – соответственно ларморовские радиусы электронов и ионов.

В общем случае уравнение движения электронов в скрещенных ЕН полях имеет вид [65, 74, 75]

$$e\vec{E} + \frac{e}{c}(\vec{v} \times \vec{H}) + \frac{1}{n_e} \nabla p_e + \frac{m \vec{v}_e}{\tau_0} = 0, \quad (2.1)$$

где v_e – скорость электронов, $p_e = n_e T_e$ – давление электронов, τ_0 – время потери импульса электроном при столкновениях с атомами и ионами (время между столкновениями $\nu_c = 1/\tau_0$). Для планарной одномерной модели АС компоненты векторов $\vec{E} = E_x$, $\vec{H} = H_z$, $\vec{\nabla} = d/dx$, решениями уравнения (2.1) для x , y компонент скорости электронов являются выражениями:

$$v_{ex} = \frac{v_{ey}}{\omega_{He} \tau_0}, \quad (2.2)$$

$$v_{ey} = -\frac{c}{H} \left(E_x + \frac{\partial p_e}{\partial x} \cdot \frac{1}{en_e} \right) \frac{\omega_{He}^2 \cdot \tau_0^2}{1 + \omega_{He}^2 \tau_0^2},$$

где $\omega_{He} = eH/mc$ – электронная циклотронная частота, $\omega_{He} \tau_0$ – параметр замагниченности или параметр Холла. При низких давлениях $\omega_{He} \tau_0 \gg 1$

$$v_{ex} = \frac{e \tau_0}{m} \cdot \frac{e}{\omega_{He}^2 \tau_0^2} \left(E_x + \frac{\nabla p_e}{en_e} \right) \approx \mu_{He} E_x, \quad (2.3)$$

$$v_{ey} = \frac{e}{H} \cdot \left(E_x + \frac{\nabla p_e}{en_e} \right) \gg v_{ex},$$

где $\mu_{He} = e \nu_c / m \omega_{He}^2$ – подвижность электронов.

Соответственно, ток в направлении y , перпендикулярном $\vec{E}$ и $\vec{H}$ полям, получил название *дрейфового* или *холловского тока*: $j_{ey} = en_e v_{ey}$. Ток в направлении электрического поля пропорционален давлению рабочего газа

($j_{ex} \sim v_c \sim p$) и много меньше холловского тока $j_{ex} = en_e \mu_{He} E \ll j_{ey}$ в силу ограниченной подвижности электронов. Это приводит к существованию вблизи анода протяженной области с сильным электрическим полем в направлении x . В этой области происходит образование и ускорение ионов.

При $\rho_i > d$ движение ионов описывается уравнением

$$m \frac{d\vec{v}_i}{dt} = e\vec{E},$$

решением которого в приближении 1-D модели является

$$v_{ix}(x) = \left(\frac{2e}{M} (\phi(x') - \phi(x)) \right)^{1/2}, \quad (2.4)$$

где $\phi(x')$ - потенциал в точке рождения иона. Предельная скорость однозарядных ионов $v_i = (2e\phi_a/M)^{1/2}$.

Первая простейшая самосогласованная феноменологическая модель АС, основанная на уравнении баланса электронов, которая качественно объясняет характеристики разряда в скрещенных ЕН полях при низких давлениях, представлена в работе А.В. Жаринова и Н.А. Кервалишвили [99]. В этой работе были проведены экспериментальные исследования обращенного цилиндрического магнетрона и разработана 1-D модель АС. На рис.2.3 приведена схема экспериментального устройства, а на рис. 2.4(а,б) показаны зависимости разрядного тока от U_a и H , типичные для разрядов в скрещенных ЕН полях при низком давлении.

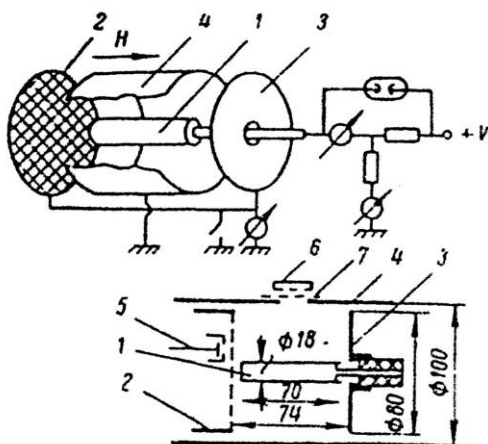


Рис.2.3. Принципиальная схема обращенного магнетрона из работы [99].

- 1 — анод,
- 2 — сетчатый катод-отражатель,
- 3 — кольцевой катод-отражатель,
- 4 — цилиндрический катод,
- 5 — плоский зонд,
- 6 — радиальный многосеточный анализатор,
- 7 — экранирующая сетка.

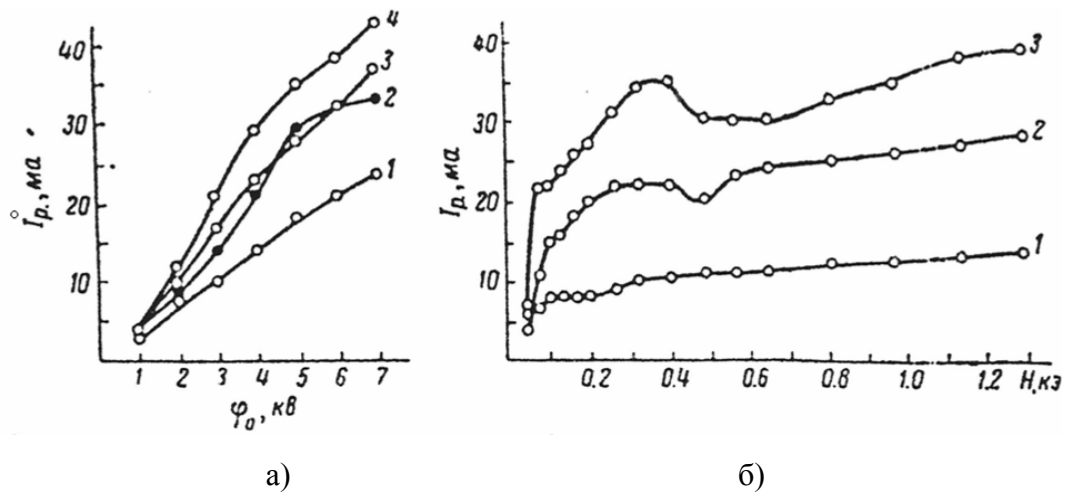


Рис.2.4. Зависимость разрядного тока от разрядного напряжения ϕ_a и напряженности магнитного поля H . $p=3 \cdot 10^{-4}$ Торр [99].

а) 1 – $H=0,1$; 2 – 0,25; 3 – 0,5; 4 – 0,75 кЭ. б) 1- $\phi_a = 2$; 2 – 4; 3 – 6 кВ.

В работе [99] также показано, что структура АС при сильных магнитных полях соответствует 1-D модели анодного слоя со свободной катодной границей, представленной на рис.2.5.

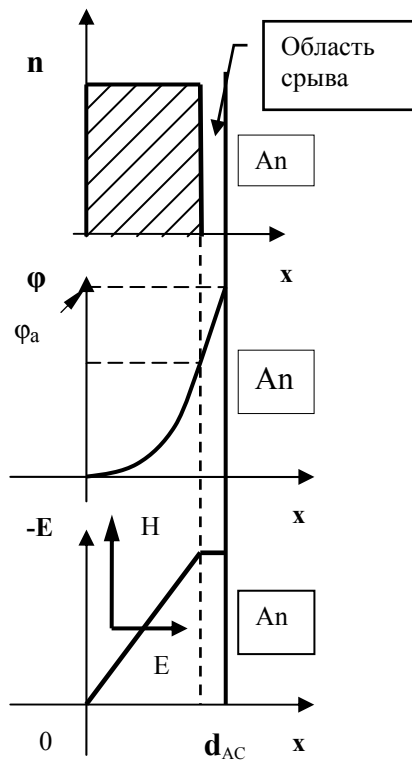


Рис. 2.5. Принципиальная схема структуры прианодного слоя электронов и динамики заряженных частиц в скрещенных ЕН полях, которые лежат в основе феноменологической 1-D модели АС А.В.Жаринова-Н.А.Кервалишвили [99].

Воспользовавшись уравнением непрерывности и уравнением Пуассона при $n_i \ll n_e$ для x компоненты разрядного тока j_{ex} , имеем:

$$\frac{dj_{ex}}{dx} = e v_i n_e,$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e n_e, \quad (2.5)$$

где v_i – эффективная частота ионизирующих соударений. При нулевых граничных условиях $x=0$, $E=0$, $\phi=0$ из уравнений (2.5) легко получить

выражения для плотности n_e и плотности тока j_{ex} электронов, а также распределения электрического поля E_x и потенциала φ :

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{v_i}{4\pi e n_e \mu_{He}} = \frac{v_i}{v_c} \cdot \frac{m \omega_{He}^2}{4\pi e^2} = const, \\ j_{ex} &= e v_i n_e x = \frac{v_i}{4\pi} E_x, \\ E_x &= 4\pi e n_e x, \\ \varphi &= 4\pi e n_e x^2 / 2. \end{aligned} \quad (2.6)$$

В результате наложения граничного условия $x=d_{AC}$, $\varphi = \varphi_a$ можно получить выражение для толщины АС:

$$d_{AC} = \rho_e(e\varphi_a) \cdot (v_c/v_i)^{1/2}, \quad (2.7)$$

где $\rho_e(e\varphi_a) = (e\varphi_a / m \omega_{He}^2)^{1/2}$ - ларморовский радиус электрона с энергией, определяемой приложенной разностью потенциалов $\varepsilon_e = e\varphi_a$.

Поскольку частоты ионизации v_i и упругого рассеяния электронов v_c пропорциональны плотности нейтральных атомов n_a , то толщина слоя d_{AC} и плотность электронов не зависят от давления рабочего газа. Это также объясняет экспериментальный факт, полученный Кнауэром [96, 97], что величина замкнутого холловского тока j_{ey} в ускорительном режиме АС не зависит от давления рабочего газа, а ток на анод j_{ex} пропорционален p .

Структура анодного слоя и динамика электронов при низких давлениях наиболее подробно исследованы в работах [100, 101]. Общий характер экспериментальных зависимостей разрядного тока от внешних параметров системы качественно согласуется с данными, которые предсказывает элементарная теория [99]. Так толщина анодного слоя d_{AC} , измеренная с помощью зондов, находится в качественном согласии с теорией (2.7): $d_c \sim (e\varphi_a)^{1/2} / H$, однако для количественного соответствия толщины слоя и

разрядного тока необходимо допустить усредненное по слою отношение частот столкновений $v_i/v_0 \approx 0,05-0,1$.

Вместе с тем, неожиданным оказался экспериментальный факт, что непосредственно перед АС в области предслоя электроны интенсивно уходят на отражательные электроды вдоль силовых линий магнитного поля, а величина электронного тока достигает $\sim 1/3 \cdot I_p$ [99]. Калориметрирование анода и торцевых дисков позволило оценить среднюю энергию уходящих электронов. Оказалось, что на анод поступает энергия $\sim (0,4-0,6)e\varphi_a$, а электроны, покидающие слой вдоль магнитного поля, имеют энергию $\sim 0,1e\varphi_a$. Средняя энергия ионов составляет $\varepsilon_i \approx (0,2 \div 0,4)e\varphi_a$ в зависимости от давления рабочего газа.

Другой важной особенностью АС является то, что модель Жаринова-Кервалишвили предсказывает линейную зависимость разрядного тока от напряженности магнитного поля, однако, как показано в работах [99,103,104], характеристики разряда в ЕН полях существенно зависят от точности ориентации поверхности анода магнитным силовым линиям. При нарушении юстировки или при наличии выступов на аноде при увеличении H наблюдается насыщение, а в некоторых случаях уменьшение разрядного тока (рис. 2.4б). При этом происходит расщепление АС и появление вблизи поверхности анода зоны с пониженной концентрацией электронов – области срыва (рис. 2.5).

Насыщение разрядного тока при больших магнитных полях является характерным свойством газового разряда в скрещенных ЕН полях с разной геометрией электродов: ячейка Пеннинга, цилиндрический и планарный магнетрон, цилиндрический обращенный магнетрон. И хотя в работе [103] показано, что в магнетронной ячейке насыщение I_p с ростом H в значительной степени связано с юстировкой анода, нельзя однозначно утверждать, что это является единственной причиной. Так в ячейке Пеннинга наблюдается уменьшение I_p с ростом H при приближении потенциала в центральной части анода к потенциалу катода [104].

Также отметим следующее важное обстоятельство. В работах [99, 100] в теоретической модели АС задавались нулевые граничные условия для электрического поля E_0 и потока электронов j_0 в начале слоя при $x=0$, $E_0=j_0=0$ (рис. 2.5). В действительности должны быть некоторые конечные значения этих физических величин, которые обеспечивают возможность «сшить» решения в слое и плазме, либо в вакууме, с монотонным распределением соответствующих параметров. Впервые это обстоятельство учтено в работе В.К. Калашникова, Ю.В. Саночкина [102], которые ввели в своей модели отличные от нуля значения E_0 и j_0 на внешней границе АС и получили более общее решение уравнений баланса и энергии электронов в параметрической форме. Однако они ограничились анализом влияния граничных условий только для случая свободной катодной границы слоя ($E \rightarrow 0$, $x \rightarrow \infty$) и оценочным сравнением теории и эксперимента.

Между анодным слоем, в котором происходит формирование ионного пучка, и поверхностью твердого тела, которая обрабатывается этим пучком, в ионно-пучковых системах расположено пространство транспортировки ионного пучка, в котором находится специфическое плазменно-пучковое образование, получившее название «ионно-пучковая плазма» (ИПП) [30]. Эта плазма, обеспечивая зарядовую и токовую компенсацию пучка, также является активной средой, которая непосредственно контактирует с обрабатываемой поверхностью. В ней также, наряду с АС, генерируются заряженные, возбужденные, химически активные частицы и электромагнитное излучение. Физические процессы, происходящие в ИПП, оказывают существенное влияние как на работу источника ионов [106], так и на результат технологической операции [106, 107]. Исследования ИПП, процесса нейтрализации широких пучков ионов низких и средних энергий позволили установить закономерности основных процессов, приводящих к нейтрализации ионного пучка, и построить феноменологическую модель автокомпенсации (раздел 6).

Колебательные свойства плазмы оказывают существенное, а иногда и решающее воздействие на протекающие в ней процессы [108-110]. Такие

важные параметры, как коэффициент диффузии электронов поперек магнитного поля, длина релаксации энергии электрона непосредственно связаны с колебательными процессами [111, 112]. Неустойчивости и колебания разряда в скрещенных ЕН полях при низких давлениях были исследованы Рейхруделем Э.М., Смирницкой Г.Б., Кнауэром В., Ридхедом П. и др. С этого времени многочисленные теоретические и экспериментальные работы были посвящены этому вопросу. Классификацию и систематизацию этих неустойчивостей, влияние колебаний на характеристики разряда и параметры заряженных частиц можно найти в работах [113, 114]. Отметим, что особенным многообразием колебательных процессов отличается разряд Пеннинга с цилиндрической геометрией электродов и вращающейся плазмой [113-115]. В планарных разрядах наиболее существенными являются диокатронная неустойчивость АС и аperiодическая электростатическая неустойчивость ионного пучка, генерируемого в АС [116-118].

Вместе с тем при относительно простой конструкции устройств планарных систем со скрещенными ЕН полями, физические процессы в них весьма нетривиальны уже в стационарных, малощумящих режимах. В настоящее время еще далеко до исчерпывающего понимания физической картины даже в этих режимах, не говоря об огромном числе нелинейных явлений, когда раскачиваются сильные колебания.

Как показали исследования по возбуждению планарного магнетронного разряда, представленные в разделе 1, условия на катоде, в частности, поступление первичных электронов в разряд, принципиально влияют на характер возникновения разряда – плавный или лавинообразный рост разрядного тока и, соответственно, зажигание или пробой разряда.

Задачами экспериментальных и теоретических исследований, представленных в этом разделе, являлись:

- изучение влияния граничных условий на стационарные интегральные характеристики планарного магнетронного разряда;

- исследования процессов формирования локальных параметров потоков заряженных частиц;
- определение тонкой структуры переходной области между АС и ионно-пучковой плазмой;
- усовершенствование феноменологической модели разряда для различных граничных условий;
- уточнение механизма разряда на основе сравнения теоретических расчетов и экспериментальных данных.

2.2 Диагностический стенд для изучения потоков заряженных частиц в источнике ионов «Радикал»

Экспериментальные исследования локальных характеристик АС в ускорительном режиме ПМР проводились в ИИ «Радикал», конструкция и разрядные характеристики которого представлены в разделе 1, рис.1.8 – 1.19. Однако, вследствие небольших размеров разрядной области (3×5 мм) для измерения распределений потоков заряженных частиц из АС на электроды потребовалось внести следующие изменения в конструкцию и схему измерения токов во внешних цепях источника ионов «Радикал». Корпус ИИ, внешнее и внутреннее катодные кольца были изолированы от вакуумной камеры, что позволило исследовать эффективность процесса генерации ионов в разрядной ячейке методом баланса токов [106]. Принципиальная схема измерений представлена на рис.2.6.

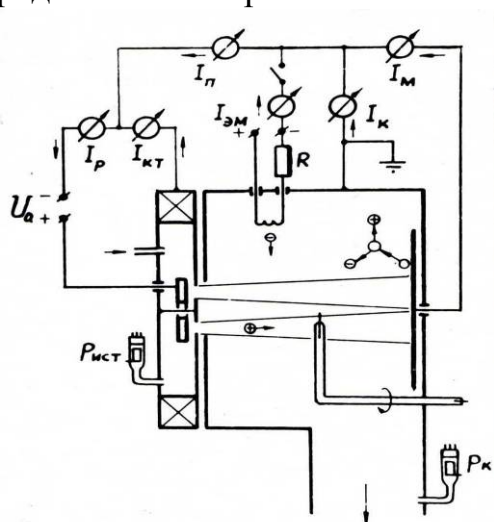


Рис. 2.6. Принципиальная схема измерений токов во внешних цепях ионно-плазменной системы с источником ионов «Радикал».

Как показали исследования, токи, измеряемые во внешних цепях разрядного устройства, характеризуют следующие процессы:

1. Ток разряда I_p соответствует току электронов на анод источника и определяют суммарную мощность, потребляемую разрядом.
2. Ток на катоды-магнитопроводы $I_{кт}$ соответствует току ионов и определяет потери мощности на нагрев и распыление катодов.
3. Ток пучка I_n отвечает положительному заряду, вытекающему из источника в рабочую камеру в единицу времени.
4. Ток на мишень I_m состоит из ионов пучка и тока электронов, выбитых с поверхности мишени.
5. Ток на поверхность вакуумной камеры I_k определяется током медленных ионов, образовавшихся в пространстве транспортировки в результате ионизации остаточного газа и перезарядки ионов пучка.
6. Ток эмиссии катода-нейтрализатора $I_{эм}$ характеризует ток термоэлектронов в пространстве транспортировки ионов.

Для тока во внешних цепях выполняются следующие соотношения:

$I_p = I_n + I_{кт}$, $I_n = I_n + I_k + I_{эм}$, а эффективность разряда в ячейке целесообразно оценивать по соотношениям I_n/I_p и I_m/I_p . Ускорительный режим разряда характеризуется высокой эффективностью генерации ионов $I_m/I_p \sim 0,8$.

Диагностический стенд позволял независимо измерять давление в разрядной щели источника ионов p_u и в рабочей камере p_k (рис.2.6). Соотношение между p_u и p_k зависит от эффективной скорости откачки рабочей камеры и вакуумного сопротивления выходного канала источника – геометрии катодной щели. Для нашей системы соотношение p_u/p_k составляло величину ~ 7 , а ускорительный режим АС реализуется при $p_k < 5 \cdot 10^{-4}$ Торр и, соответственно, $p_u < 3,5 \cdot 10^{-3}$ Торр.

Для измерения локальных характеристик АС использовалась система электрических зондов, оснащенных координатными устройствами для прецизионного перемещения вдоль аксиальной и радиальной осей системы (рис.2.7).

Система подвижных зондов монтировалась на торцевом фланце прямоугольной вакуумной камеры с размерами 120×200×200 мм и состояла из термозонда 7 (ТЗ) и одиночного цилиндрического зонда 8 (ЦЗ), которые можно было перемещать по азимуту и вдоль оси симметрии источника без нарушения вакуумных условий. Плоский неподвижный зонд (6) размерами 2×2 мм располагался на внутренней поверхности внешнего катода и позволял измерять величину и энергетический спектр электронного потока.

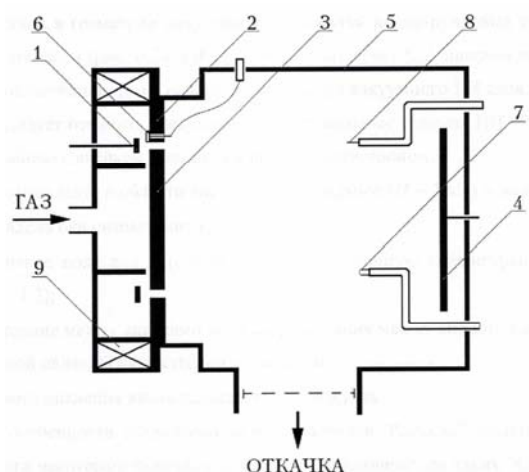


Рис.2.7. Диагностический стенд ИИ «Радикал» с системой электрических зондов.

- 1 – анод;
- 2 – внешний катод;
- 3 – центральный катод;
- 4 – мишень;
- 5 – вакуумная камера;
- 6 – плоский зонд;
- 7 – термозонд;
- 8 – одиночный цилиндрический зонд;
- 9 – соленоид магнитной системы.

Измерение термозондом проводилось в двух точках его вольт-амперной характеристики: в режиме плавающего потенциала – для измерения распределения потенциала в разряде; в режиме измерения тока эмиссии I_{em} при потенциале термозонда +5В относительно катодов, чтобы предотвратить уход термоэлектронов на катоды и при их инжекции в прианодную область.

Цилиндрический зонд диаметром 0,1 мм и длиной 1 мм монтировался на микрометрическом координатном устройстве и использовался для регистрации колебаний и измерения функции распределения электронов в разряде.

2.3 Результаты экспериментальных исследований

Интегральные характеристики ПМР в ИИ «Радикал»

Исследования параметров электронной компоненты прианодной области ПМР в ускорительном режиме необходимы для объяснения интегральных характеристик источника ионов, определения механизма разряда и основных факторов, влияющих на параметры пучка ионов.

Типичные разрядные характеристики ИИ «Радикал» представлены в разделе 1 рис. 1.15-1.17. Как видно из приведенных данных, зависимости $I_p(U_p)$, $I_p(H)$, $I_p(p)$ для ИИ «Радикал» качественно аналогичны характеристикам цилиндрических систем со скрещенными ЕН полями (рис. 2.4) – разряда Пеннинга, цилиндрических магнетронов и обращенного магнетрона [94, 99, 100]. Общими закономерностями являются:

- линейный рост разрядного тока при увеличении анодного напряжения до $U_p = (2-3)$ кВ (рис. 1.15);
- значительный рост I_p при слабых магнитных полях $H=(0,5-0,8)$ кЭ (рис. 1.16), соответствующий LMF режиму согласно диаграмме Шуурмана;
- слабая зависимость разрядного тока от H при сильных магнитных полях $H > 1$ кЭ (рис. 1.16), соответствующий HMF режиму согласно диаграмме Шуурмана (рис. 2.1);
- линейный рост разрядного тока при увеличении давления.

Вместе с тем характеристики источника ионов «Радикал» отличаются рядом особенностей. Независимые измерения токов на центральную I_{kl} и внешнюю I_{k2} части катодов источника ионов (рис. 2.6) позволили установить, что в данном устройстве имеет место значительная асимметрия: на центральную часть катода-магнитопровода преобладает ионный ток $I_{kl} > 0$, а на внешнюю – электронный $I_{k2} < 0$ (рис. 2.8, 2.9). С ростом H и U_p асимметрия катодных токов увеличивается и измерения, проведенные в широком диапазоне внешних параметров, показали, что электронный ток на внешнюю часть катода может достигать величины $(0,1-0,3) I_p$.

Также отличительной особенностью источника ионов «Радикал» является наличие существенного градиента между давлением в разрядной ячейке p_u и давлением в пространстве транспортировки ионного пучка p_k . Это обусловлено необходимостью достижения максимальных значений тока пучка ионов, ограниченного переходом разряда в сильноточный плазменный режим при давлении $p_u = 3 \cdot 10^{-3}$ Торр, и требованиям бесстолкновительного движения ионов

в пространстве транспортировки между источником ионов и мишенью $p_k < 1 \cdot 10^{-3}$ Торр.

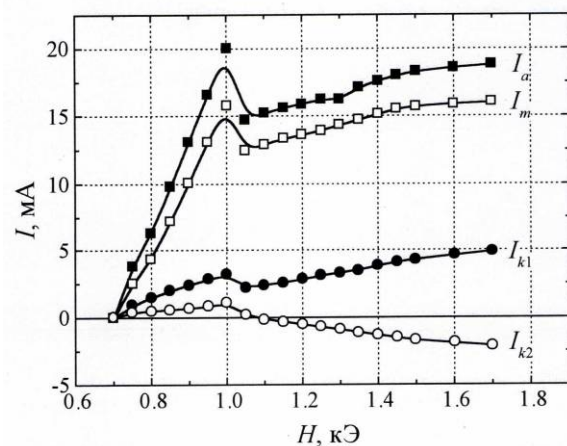


Рис.2.8. Зависимость токов на электроды системы от магнитного поля. Рабочий газ – воздух. $U_a = 1,5$ кВ, $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Торр, I_a – ток на анод, I_m – ток на мишень, I_{k1} и I_{k2} – токи на центральную и внешнюю части катода.

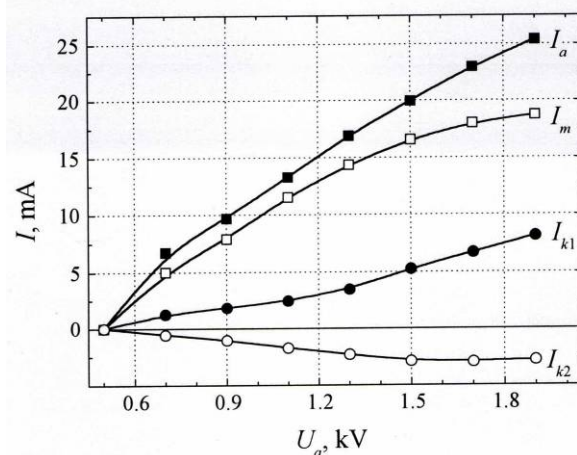


Рис.2.9. Зависимость токов на электроды системы от анодного напряжения. Рабочий газ – воздух. $H = 1,5$ кЭ, $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Торр, I_a – ток на анод, I_m – ток на мишень, I_{k1} и I_{k2} – токи на центральную и внешнюю части катода.

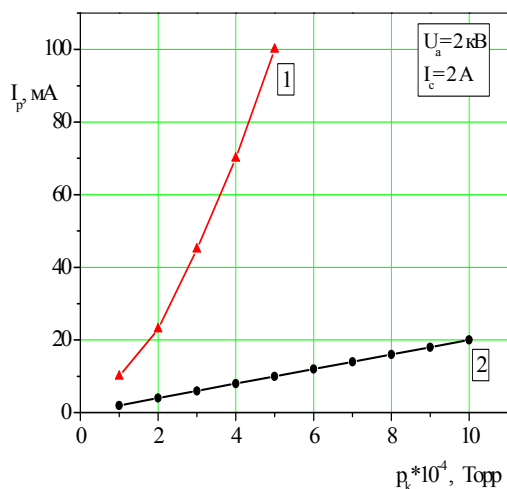


Рис.2.10. Зависимость тока разряда от давления при напуске рабочего газа в источник (1) и в рабочую камеру (2).

На рис. 2.10 представлены зависимости тока разряда от давления в рабочей камере при напуске рабочего газа в разрядную ячейку через систему отверстий, полостей и щелей (рис. 1.9), обеспечивающих равномерную подачу газа (график 1), и при напуске непосредственно в рабочую камеру (график 2). Из сопоставления этих зависимостей следует, что градиент давления составляет величину $p_u / p_k \approx 7$ и зависит от скорости откачки рабочей камеры и геометрических размеров выходного канала источника ионов.

На рис. 2.11 приведены ВАХ разряда при различном давлении p_k , а на рис. 2.12 – зависимости напряжения зажигания от давления в рабочей камере p_k . Как следует из этих графиков, переход из ускорительного в плазменный режим происходит плавно в диапазоне давлений $p_k = (5-6) \cdot 10^{-4}$ Торр, $p_u = (3,5-4,2) \cdot 10^{-3}$ Торр. Этот диапазон соответствует ТМ области на диаграмме Шуурмана (рис. 2.1).

Неожиданным оказалось поведение разрядного тока вблизи порога зажигания. На рис. 2.13 представлены ВАХ, измеренные в области небольших значений разрядного тока 1 – 10 мА и построенные в логарифмическом масштабе зависимости $U_a(I_p)$ от разрядного тока.

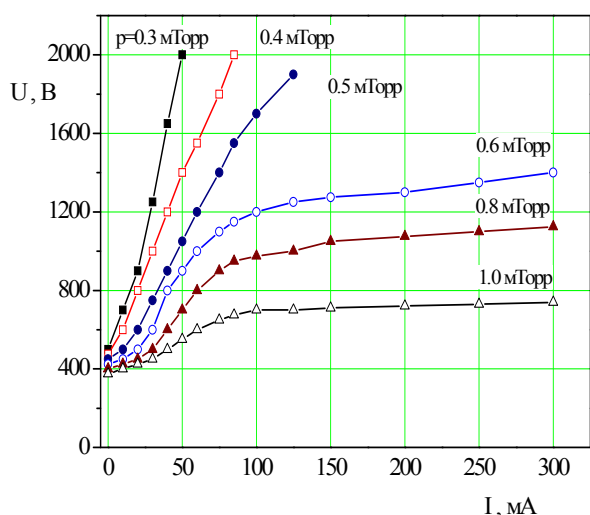


Рис.2.11. Вольт-амперные характеристики разряда при различном давлении в рабочей камере.

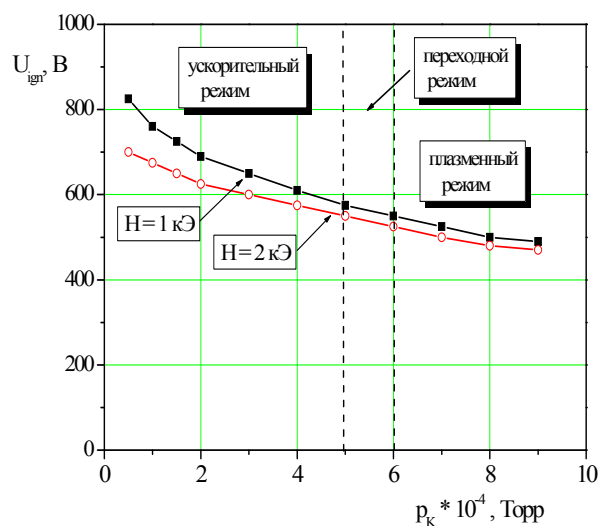


Рис.2.12. Зависимости напряжения зажигания разряда от давления в рабочей камере для $H=1; 2$ кЭ.

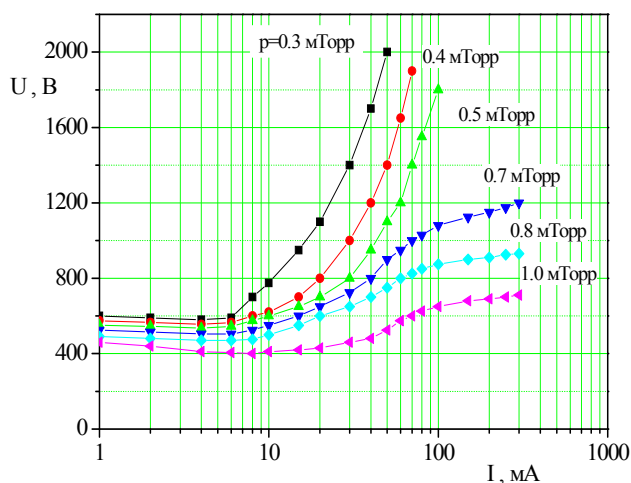


Рис.2.13. Вольт-амперные характеристики ИИ «Радикал» в полулогарифмическом масштабе при различных давлениях в рабочей камере.

Как следует из графиков, начальный участок ВАХ ($I_p=0-10$ мА) имеет стабилитронный относительно U_a характер, который качественно аналогичен в ускорительном и плазменном режимах. Это свидетельствует, что механизм начальной стадии ПМР не зависит от давления.

Исследования структуры прианодной области

Для исследования тонкой структуры разряда в скрещенных ЕН полях в ускорительном режиме был использован термозонд (ТЗ), который можно было перемещать вдоль аксиальной оси системы (рис. 2.7). В режиме «плавающего потенциала» с помощью ТЗ можно было измерять пространственное распределение потенциала плазмы φ_{pl} , а в режиме термоэлектронной эмиссии, когда на ТЗ подавался небольшой (порядка +5В) положительный относительно катодов потенциал для предотвращения ухода инжектируемых электронов на катод, можно было эмитировать первичные электроны в разные участки прианодной области.

На рис. 2.14 приведена типичная зависимость потенциала плазмы φ_{pl} от расстояния до анода, а на рис. 2.15 представлены распределения тока эмиссии на электроды разрядного устройства при различных расстояниях z между ТЗ и поверхностью анода.

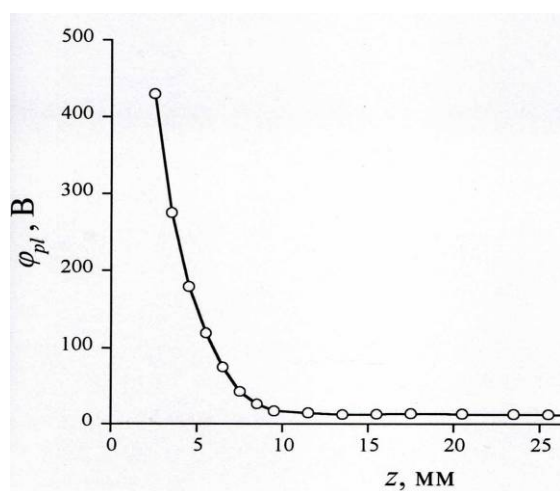


Рис. 2.14. Зависимость потенциала плазмы от расстояния до анода при $U_p=1,5$ кВ, $H=1,5$ кЭ, $p_k=4 \cdot 10^{-4}$ Торр.

При измерениях неизменными оставались давление в рабочей камере $p=4 \cdot 10^{-4}$ Тор, магнитное поле $H=1,7$ кЭ и анодное напряжение $U_a=1.5$ кВ.

Анализируя графики пространственного распределения тока эмиссии ТЗ и потенциала плазмы, представленные на рис. 2.14 и 2.15, а также аналогичные измерения для других значений H , U_a и p , разрядный промежуток ионного источника можно разделить на следующие характерные области:

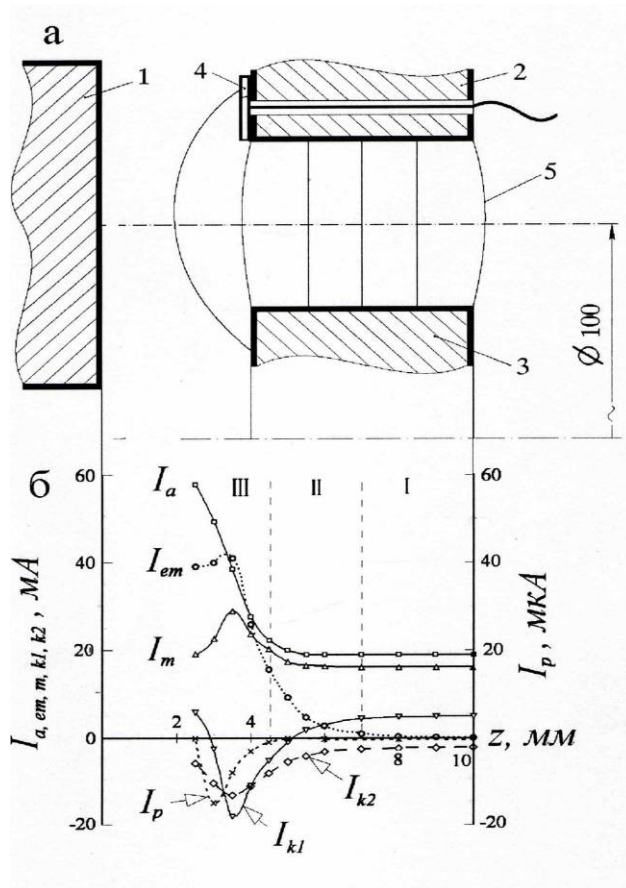


Рис. 2.15 а. Принципиальная схема разрядной ячейки ИИ «Радикал».

1 – анод,
2 – внешняя часть катода,
3 – центральная часть катода,
4 – плоский зонд,
5 – силовые линии магнитного поля.

Рис. 2.15 б. Зависимость токов на электроды при инжекции термоэлектронов с ТЗ на различном расстоянии от анода.

$U_p = 1,5$ кВ, $H = 1,5$ кЭ, $p_k = 4 \cdot 10^{-4}$ Торр.

I_a – ток на анод,
 I_m – ток на мишень,
 I_{em} – ток эмиссии ТЗ,
 I_{kl} – ток на центральный катод,
 I_{k2} – ток на внешний катод,
 I_p – ток на плоский зонд.

Область I — квазинейтральная область — ИПП в пространстве транспортировки пучка ионов. Потенциал в середине катодной щели $\phi_{pl} = 10-20$ В. Электрическое поле слабое ($E \leq 10$ В/см). Ток эмиссии $I_{em} < 0,1$ мА, т.е. инжекции термоэлектронов в АС не происходит в пределах чувствительности аппаратуры.

Область II — предслой. Потенциал ϕ_{pl} возрастает до 200-400 В, $E = 100-200$ В/см, ток эмиссии термокатода возрастает до величины $I_{em} = 10-30$ мА, при этом практически все термоэлектроны уходят на внешний и центральный катоды.

Область III — прианодный слой. В этой области сосредоточено основное падение потенциала. Электрическое поле сильно неоднородно и, по оценкам, достигает 5 кВ/см. Ток I_{em} возрастает до предельной величины ~ 100 мА. По мере

приближения ТЗ к аноду происходит перераспределение I_{em} в сторону преимущественного ухода термоэлектронов на анод. Дополнительная инжекция электронов с ТЗ приводит к усилению ионизации рабочего газа, о чем свидетельствует почти двукратный рост тока ионов на мишень I_m .

При $z < 2.5$ мм ТЗ сильно возмущает разряд, и измерения становятся некорректными.

Полученные данные свидетельствуют о том, что хорошая магнитная изоляция области прианодного слоя III, в которой происходит основная ионизация атомов рабочего газа и формирование ионного пучка, не позволяет электронам из пространства транспортировки ионного пучка (область I) достигать прианодной области и активно влиять на параметры ионного источника. Электроны эффективно захватываются и уходят на анод, начиная с границы между областями II-III (рис. 2.15б). Этой границе соответствуют магнитные силовые линии, замыкающиеся на внутреннюю поверхность катода.

Как видно из приведенных на рис. 2.15 экспериментальных данных, практически все эмиссионные электроны из области II уходят на катоды системы. Причем, как показали измерения, изменение давления рабочего газа слабо влияет на распределение тока эмиссии между анодом и катодом ИИ. Данный факт говорит о том, что за механизм выноса электронов на катоды ответственны процессы более быстрые, нежели электрон-атомные столкновения, которые приводят к диффузии электронов по направлению к аноду. Выход эмиссионных электронов на катоды в области II является макроэффектом, т.к. величина эмиссионного тока, идущего на катоды, составляет не микроамперы, как в области I, а десятки миллиампер, что сравнимо с током электронов на анод.

Из других особенностей ионно-пучковой системы на базе ИИ "Радикал", обнаруженных при исследовании тонкой структуры разряда, следует отметить аномально большие «сквозные» токи при инжекции в прианодную область III электронов термозондом, когда ток эмиссии по порядку величины сравним с анодным током.

Динамика функции распределения электронов по энергиям в прианодной области.

Как показывают изложенные ранее экспериментальные данные, в области входного канала ИИ располагается специфическое плазменное образование, в котором распространяется ионный пучок, электроны замагничены, и возможно существование достаточно больших электрических полей, которое, однако, не приводит к развитию электронных лавин и ионизационному усилению электронного тока на анод. В дальнейшем эту область разряда будем называть ионно-пучковой плазмой с замагниченными электронами или **предслоем**, которая является промежуточной областью между электронным анодным слоем (АС), в котором существует сильное электрическое поле, и ИПП в пространстве транспортировки ионного пучка, где нет ЕН полей, т. е. связывает эти относительно автономные области разряда в единое целое.

Результаты детальных экспериментальных и теоретических исследований ионно-пучковой плазмы (ИПП), возникающей при транспортировке интенсивных низкоэнергетичных ионных пучков, в системах с эквипотенциальными границами в отсутствие внешних электрических и магнитных полей представлены в разделе 3.

Сложность экспериментальных измерений локальных параметров в прианодной области неподвижным зондом обусловлена подвижностью границ электронного слоя при изменении внешних параметров системы U_a, H .

Так на рис. 2.16 приведены зависимости экспериментально измеренных при помощи цилиндрического зонда плотностей электронов и ионов от магнитного поля при фиксированном положении зонда относительно анода $z = 7$ мм. На этом же графике для сравнения изображены рассчитанные согласно модели Жаринова-Кервалишвили [99] плотность электронов в анодном слое n_{AC} и толщина слоя l_{AC} согласно формулам (2.6), (2.7).

Из приведенных зависимостей следует, что при малых H толщина анодного слоя порядка расстояния зонд-анод, плотность электронов n_e одного порядка с n_{AC} , и при $H = (0.6 - 0.8)$ кЭ зависимость n_e и n_{AC} от H качественно

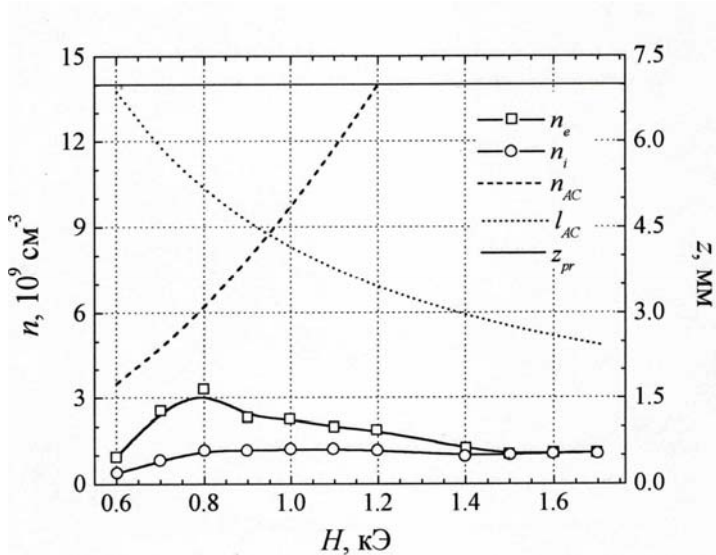


Рис.2.16. Экспериментальные зависимости плотности электронов n_e и ионов n_i , а также плотности электронов в АС n_{AC} и толщины анодного слоя l_{AC} согласно модели Жаринова-Кервалишвили [99] от напряженности магнитного поля H . $U_a=1,5$ кВ, $p=4\cdot 10^{-4}$ Торр, $z=7$ мм.

совпадают. С ростом H толщина АС уменьшается, и при $H > 1,5$ кЭ характер зависимости n_e от H такой же, как и для плотности ионов пучка. Поэтому для выявления функциональной зависимости локальных параметров плазмы от U_a и H необходимы измерения вдоль оси системы.

Для типичного режима работы ионного источника с интенсивным стоком электронов на катоды устройства в отсутствие колебаний на рис. 2.17 приведены зависимости температуры электронов T_e и потенциала плазмы ϕ_{pl} , найденные из второй производной зондового тока, от расстояния до анода z . На рис. 2.18 представлены пространственное распределение второй производной зондового тока по потенциалу зонда и нормированная на свое максимальное значение напряженность магнитного поля.

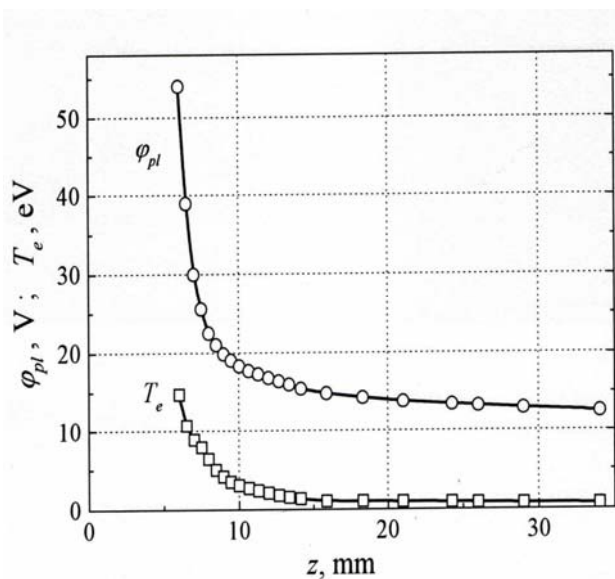


Рис.2.17. Зависимости потенциала плазмы ϕ_{pl} и температуры электронов T_e от расстояния до анода z . $H = 1,5$ кЭ, $U_a = 1,5$ кВ, $p=4\cdot 10^{-4}$ Торр.

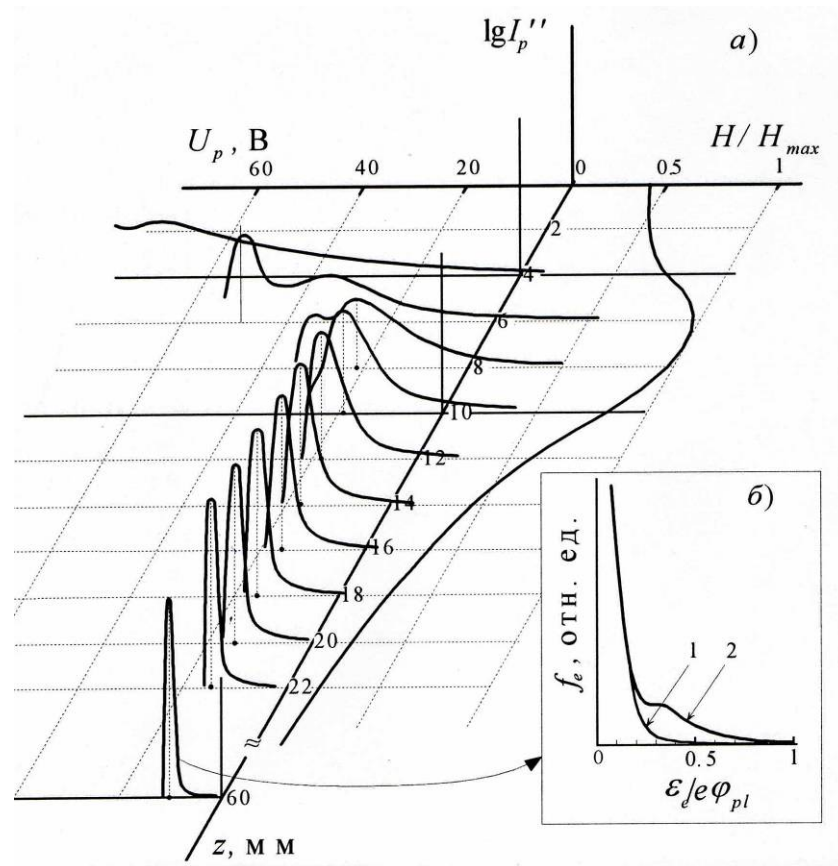


Рис. 2.18. а) Динамика зависимости второй производной зондового тока от потенциала зонда и зависимость нормированного магнитного поля H/H_{max} от расстояния до анода z ($z=0$ соответствует поверхности анода, $z=(4-10)$ мм соответствует катодному каналу).

$N = 1,5$ кЭ, $U_a = 1,5$ кВ, $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Торр.

б) Функция распределения электронов по энергиям в ионно-пучковой плазме.

1 – максвелловская ФРЭЭ,

2 – ФРЭЭ согласно экспериментальным данным.

Анализируя приведенные графики и обобщая другие аналогичные измерения, можно сделать следующее заключение о пространственной эволюции f_e , ϕ_{pl} и T_e в системе.

- В незамагниченной ИПП f_e изотропна и однородна. Кроме основной группы электронов, энергетический спектр которых близок к максвелловскому с температурой $T_e \sim (0.3 - 0.8)$ эВ, ФРЭЭ содержит незначительное количество высокоэнергетичных "нематвелловских" электронов.
- В области сильных магнитных полей приблизительно вплоть до середины катодной щели, $z = (6 - 8)$ мм, на зависимости второй производной зондового тока по потенциалу зонда $\lg I_p''$ от его потенциала U_a четко виден линейный

участок, что означает наличие максвелловского ядра в ИПП с замагниченными электронами.

- По мере приближения зонда к аноду амплитуда второй производной падает. С уменьшением z , начиная с $z \sim 10$ мм, кроме максвелловского ядра вблизи потенциала плазмы появляется группа низкоэнергетичных электронов. Выделение из энергетического спектра этой группы затруднительно из-за перекрытия энергетических спектров электронов разных групп, однако можно утверждать, что температура низкоэнергетичных электронов в несколько раз меньше, чем у основной группы. При дальнейшем уменьшении z доля "холодных" электронов увеличивается, а доля "горячих", соответственно, падает.

- Наличие в энергетическом спектре двух групп электронов (на зависимости второй производной ВАХ существуют два прямолинейных участка) наблюдается в отрицательном свечении тлеющего разряда [23], и, по аналогии, можно говорить о наличии в ИПП с замагниченными электронами двух групп электронов с максвелловскими ФРЭЭ, но с различными температурами.

- В области замагниченной ИПП по мере приближения к аноду ϕ_{pl} и T_e монотонно растут, причем приращение температуры электронов пропорционально приращению потенциала плазмы. По сравнению с незамагниченной ИПП T_e увеличивается более, чем на порядок, и достигает (10–20) эВ.

Следует отметить наличие в замагниченной ИПП электронов, энергия которых превышает потенциальный барьер, удерживающий электроны (см. рис. 2.18а). Эти электроны могут беспрепятственно уходить на катоды ИИ.

Таким образом, полученные экспериментальные данные и проведенные численные оценки непосредственно доказывают, что кинетические процессы формирования квазиравновесной функции распределения в газовых разрядах низкого давления в скрещенных ЕН полях способны приводить к наличию интенсивного потока электронов на катоды. В разрядном промежутке ионного

источника холловского типа могут быть выделены три характерные области (рис. 2.19):

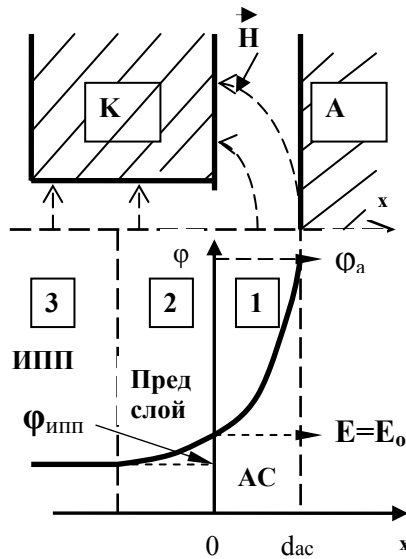


Рис.2.19. Структура прианодной области ПМР в ускорительном режиме, которая лежит в основе усовершенствованной модели АС.

1. Прианодный слой с сильным электрическим полем ($E > 100 - 200$ В/см), в котором происходит развитие электронных лавин, ФРЭЭ существенно отличается от максвелловской. Дополнительная инжекция электронов с термозонда в эту область приводит к "сквозным" токам на анод, и уход на катоды эмитированных электронов не наблюдается.
2. Промежуточная область – *предслой* (ионно-пучковая плазма с замагниченными электронами) с полем $E < (100 - 200)$ В/см, где у электронов существует локально-равновесная ФРЭЭ, близкая к максвелловской с характерной величиной электронной температуры $T_e = (5 - 40)$ эВ в зависимости от внешних параметров ионного источника и координаты. С уменьшением расстояния до анода температура электронов и потенциал плазмы монотонно растут, причем наблюдается прямая пропорциональность между приращением температуры и потенциала. Дополнительная инжекция электронов приводит к их выносу на катоды.
3. Область со слабым электрическим полем $E < 10$ В/см, переходящая в *ионно-пучковую плазму* и практически не отличающаяся от последней. Электронная температура $T_e = (1 - 3)$ эВ.

2.4 Дрейфовая теория стационарных состояний ПМР в ускорительном режиме

Для расчета самосогласованных стационарных состояний газового разряда в МДП необходимо дополнить 1-D модель АС Жаринова-Кервалишвили (рис. 2.5) [99] областью предслоя и ионно-пучковой плазмой, как представлено на рис. 2.19. Тогда в уравнении баланса тока электронов $dj_{ex}/dx = \alpha \cdot j$ необходимо учесть, что коэффициент ионизации α зависит от величины электрического поля через соотношение $\alpha(E) = eE/\eta(E)$:

$$\frac{dj_{ex}}{dx} = \frac{eE_x}{\eta(E)} \cdot j_{ex}. \quad (2.8)$$

В силу разного характера процесса ионизации решение уравнения (2.8) рассмотрим для двух случаев.

1) **Предслой.** Для слабого электрического поля $E/E_0 < 1$ (рис. 2.19), когда основная ионизация осуществляется ос-электронами, $\eta_{os} \approx 1,73eI$, уравнение (2.8) принимает вид:

$$\frac{dj_{ex}}{dx} = \frac{E_x}{1,73I} \cdot j_{ep}, \quad (2.9)$$

который означает, что приращение тока осуществляется в основном за счет инжекции и захвата в слой тока первичных γ -электронов, $j = j_{ep} = const$. Эта область разряда является *предслоем*.

Воспользовавшись соотношением $E_x = \partial\varphi/\partial x$, из (2.9) получаем связь между плотностью тока и величиной потенциала:

$$j = \frac{\varphi}{1,73I} \cdot j_{ep}, \quad (2.10)$$

при граничном условии: $j = j_{ep}$, $\varphi = 1,73 \cdot I$. Это условие означает наличие в прикатодной области электромагнитной ловушки для первичных γ -электронов, которые вдоль СЛМП набирают энергию, достаточную для ионизации рабочего газа. Захваченные в результате упругих, неупругих, кулоновских столкновений γ -электроны осциллируют вдоль СЛМП, отражаясь от поверхности катодов при арочной конфигурации СЛМП (как в нашем случае), либо от поверхности

отражательных электродов в устройствах с аксиальной симметрией и по определению авторов работы [105] представляют собой группу *осциллирующих* ос - электронов .

Используя уравнение Пуассона и выражение для тока $j = en\mu_{He}E$ из (2.10), легко получить решение для плотности тока и потенциала:

$$\begin{aligned}\frac{\varphi}{1,73I} &= \frac{1}{18} \cdot \frac{j_{zp}}{j_0} \cdot \left(\frac{x}{x_0}\right)^3, \\ \frac{j}{j_0} &= \frac{1}{18} \cdot \left(\frac{j_{zp}}{j_0}\right)^2 \cdot \left(\frac{x}{x_0}\right)^3,\end{aligned}\quad (2.11)$$

где

$$j_0 = \frac{\mu_{He}}{4\pi} \cdot \frac{I}{x_0^3} = \frac{\mu_{He}}{4\pi I} \cdot E_0^3, \quad E_0^2 = \frac{v_i I}{e\mu_{He}}, \quad x_0^2 = \frac{v_c}{v_i} \cdot \frac{I}{m\omega_{He}^2}, \quad E_0 x_0 = I \quad (2.12)$$

нормирующие параметры, аналогичные введенным в разделе 1.4 при решении задачи о зажигании разряда.

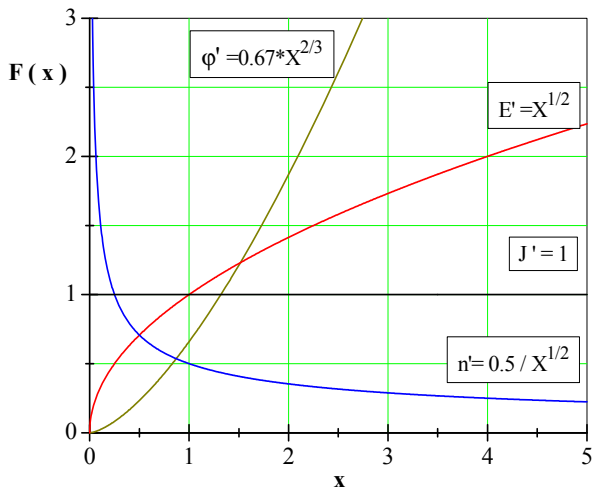
При граничных условиях $x=0$, $E=0$, $\varphi=0$ уравнение (2.11) можно представить в «размерном» виде:

$$j = \frac{9\mu_{He}}{2\pi} \cdot \frac{\varphi^2}{x^3}, \quad (2.13)$$

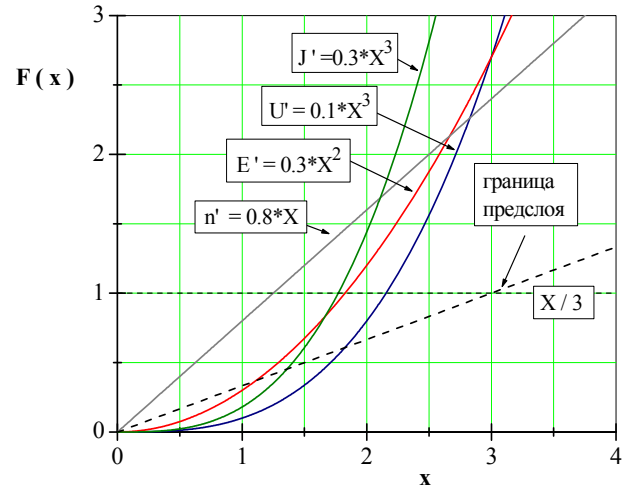
который с точностью до множителя $1/16$ аналогичен закону $(3/2)$ в столкновительном режиме движения электронов без ионизационного усиления:

$$j = \frac{9\mu_{He}}{32\pi} \cdot \frac{\varphi^2}{x^3}. \quad (2.14)$$

На рис. 2. 20 представлены распределения нормированных потенциала $\varphi(x)$, электрического поля $E(x)$ и плотности электронного тока $J'(x)$ в предслое без ионизационного усиления ($J'=J_{zp}'=\text{const}$) (а) и с ионизационным усилением ($J'/J_{zp}' = \varphi / 1,73I \sim x^3$) (б). Как видно из рисунка, несмотря на функциональную идентичность уравнений (2.13), (2.14), пространственные распределения $\varphi(x)$, $E(x)$ и $J'(x)$ в предслое с ионизационным усилением принципиально отличается.



а)



б)

Рис.2.20. Распределение нормированных потенциала, электрического поля и плотности электронного тока в предслое без ионизационного усиления (а) и с ионизационным усилением тока ос-электронов (б) (уравнение 2.11 при $j_{cp}/j_0=1$).

2) **Анодный слой.** После зажигания разряда, в области нижней ветви кривой зажигания при напряжении $U = I/\gamma_{eff}$ и $E/E_0 < 1$ (рис. 1.14) первоначально формируется предслои, который при дальнейшем увеличении напряжения замещается анодным слоем. При появлении *сильного* электрического поля $E/E_0 > 1$ и с началом развития электронных лавин: $\eta_s \approx I(E/E_0)^2$, $j = env_D = en\mu_{He}E$, уравнение (2.8) переходит в:

$$\frac{dj}{dx} \approx ev_i n, \quad (2.15)$$

которое справедливо в области, граничащей с поверхностью анода. В одномерном случае (1-D) и дрейфовом приближении система уравнений, описывающих самосогласованную динамику электронов в скрещенных EH полях, также включает уравнение для тока проводимости и уравнение Пуассона:

$$j = n_e \mu_{He} \frac{\partial \phi}{\partial x},$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi n_e, \quad (2.16)$$

где j – плотность электронного тока в направлении поля, n_e – объемная плотность заряда электронов, $\mu_{He} = e\nu_c / m\omega_{He}^2$ – классическая подвижность электронов в магнитном поле, остальные обозначения введены выше. Для корректного сопряжения решений (2.11), (2.15) для потенциала, поля и плотности тока электронов необходим выбор нормирующих величин, граничных условий, а также пространственного масштаба. За основу возьмем параметры из задачи о пробое и зажигании планарного магнетронного разряда (раздел 1). Также совместим начало координат $x=0$ с границей слой-предслой, на которой $E=E_0$, $n=n_{zp}$, $j=j_{zp}$ (рис.2.19) и введем безразмерные величины:

$$J' = \frac{j}{j_0}, \quad X = \frac{x}{x_0}, \quad \Phi = \frac{\varphi}{I}, \quad E' = \frac{E}{E_0}, \quad n' = \frac{n}{n_0}, \quad (2.17)$$

где $n_0 = \frac{\nu_i}{\nu_c} \cdot \frac{m}{4\pi e} \cdot \omega_{He}^2$, а j_0 , E_0 и x_0 определены в (2.12).

В этих переменных система уравнений (2.15), (2.16) имеет аналитическое решение в параметрическом виде:

$$\begin{aligned} J' &= J'_{zp} + E - 1, \\ X &= E' - 1 - (J'_{zp} - 1) \cdot \ln \left[\frac{E' - 1 + J'_{zp}}{J'_{zp}} \right], \\ \Phi &= \frac{1}{2} (E'^2 - 1) - (J'_{zp} - 1) \cdot X, \\ n' &= 1 + \frac{J' - 1}{E'}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где $J'_{zp} = j_{zp} / j_0 = n_{zp} / n_0 = N$ – нормированная плотность тока на границе слой–предслой. На рис. 2.21 представлены графики функций от n' , Φ и J' от координаты X , перестроенные из уравнений (2.18) при различных значениях граничного тока J'_{zp} , соответствующих разным режимам разряда:

- распределения n' , Φ и J' при $N = J'_{zp} < 0,01$ соответствуют вакуумному режиму анодного слоя при низких давлениях рабочего газа, когда поступление первичных электронов минимально и ширина АС увеличивается за счет области с постоянным электрическим полем $E=E_0$;

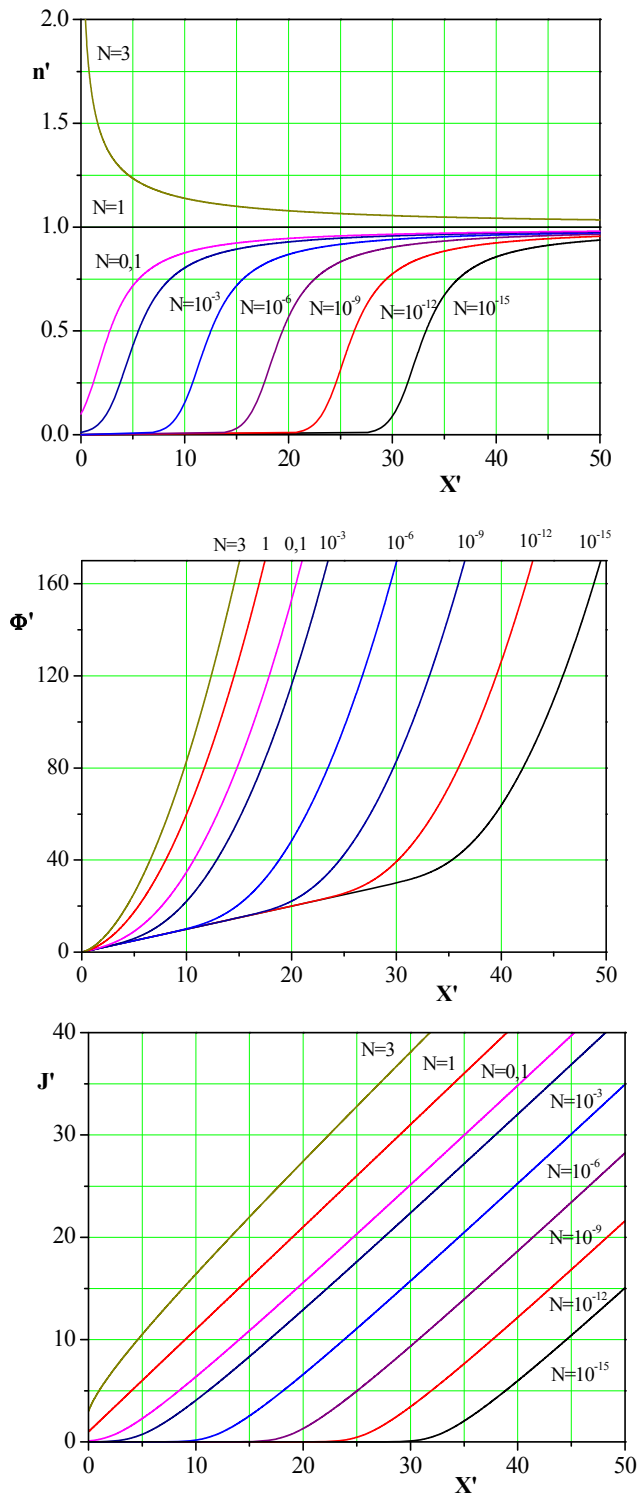


Рис. 2.21. Распределение нормированных плотности электронов n' , потенциала Φ' и плотности электронного тока J' в прианодном слое с ионизационным усилением электронными лавинами при различных граничных условиях $N=J_{ep}'$

- распределения n' , Φ и J' при $0,01 < N < 1$ отвечают режиму АС при генерации интенсивного ионного потока в предслое в диапазоне средних давлений;
- распределения n' , Φ и J' при $N > 1$ соответствуют переходу разряда из ускорительного в плазменный режим при дальнейшем увеличении давления, когда одновременно существуют АС и плазма с интенсивной ионизацией. Также этот режим может быть реализован при инжекции первичных электронов с термокатода при небольших расстояниях до анода.

Представляет интерес проанализировать распределения потенциала при стационарных режимах в сравнении с кривой зажигания разряда ос-электронами. На рис. 2.22 представлены распределения потенциала в анодном слое при различных N от параметра подобия $X=d/r_0$ и кривая зажигания разряда ос-электронами при $\gamma_{eff} = 0,1$. Как видно из рисунка, в область существования разряда,

ограниченную кривой зажигания, попадает только вакуумный режим АС при $N < 0,01$. Это означает, что для реализации режимов с интенсивной генерацией

потока ионов $N > 0,01$ необходимым условием является наличие предслоя с ионизационным усилением ос-электронов. Для формирования такой комбинированной системы предслой-АС необходимо сшить решения для $\varphi(x)$ (2.11) и (2.18) по электрическому полю при $E=E_0$.

Из уравнений (2.11) можно определить высоковольтную границу предслоя, на которой $E=E_0$ и задаются граничные значения Φ_{gp} и J'_{gp} для анодного слоя, которая определяется уравнениями:

$$\begin{aligned}\Phi'_{gp} &= 1/3 \cdot X, \\ J'_{gp} &= 1/2 \cdot 1/X.\end{aligned}\quad (2.19)$$

Величина Φ_{gp} и J'_{gp} зависит от начального тока j_{gp}/j_0 и определяется по пересечению графиков функций (2.11) и (2.19). На рис. 2.22б представлены комбинированные распределения потенциала в системе предслой-анодный слой при различных значениях граничного тока J'_{gp} , а также кривая зажигания разряда ос-электронами при $\gamma_{eff}=0,1$.

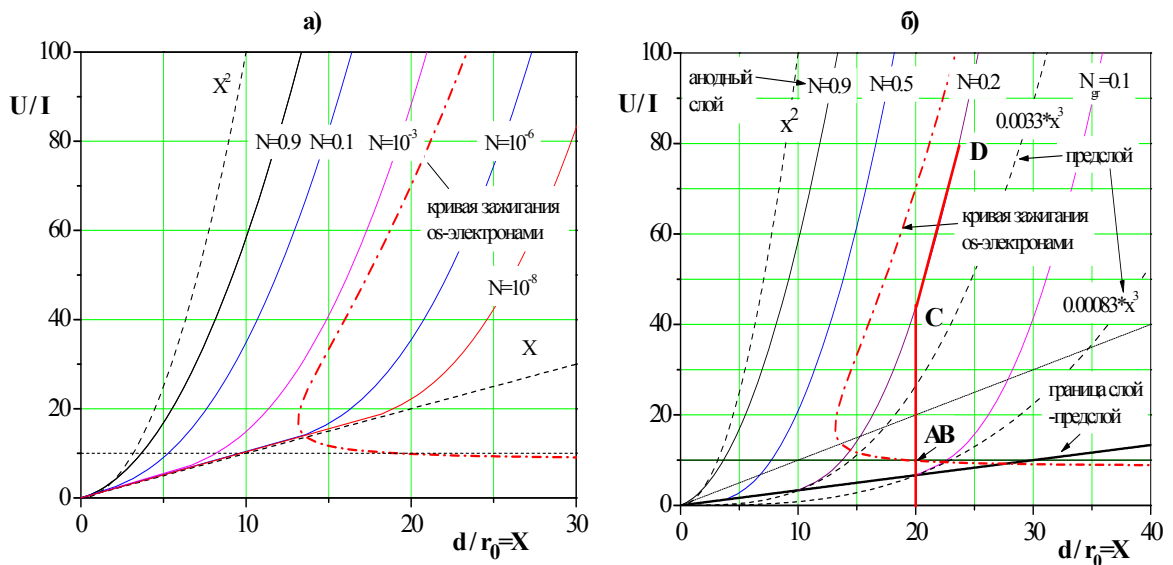


Рис.2.22. Распределение нормированного потенциала в прианодном слое с ионизационным усилением электронными лавинами (а), а также в комбинированной системе предслой-прианодный слой (б).

Как следует из приведенных графиков, существование предслоя с $E=0$ на катодной границе, позволяет реализовать режимы АС при $N < 0,2$ с интенсивной генерацией ионов.

2.5 Механизм ПМР в ускорительном режиме на основании сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными

Полученные результаты экспериментальных исследований и теоретических расчетов позволяют уточнить механизм формирования основных характеристик ПМР.

Вольт-амперная характеристика

Из системы уравнений (2.18) можно получить вольт-амперные характеристики АС при различных значениях параметра N , характеризующего граничную величину плотности тока $N = J_{ep}'$, которые представлены на рис. 2.23. Как следует из графиков, решение уравнения дает зависимость разрядного тока от напряжения $I_p \sim U^{1/2}$ при $N = const$, что не соответствует экспериментальным данным ($I_p \sim U$) (рис. 1.15, 2.9). Для получения линейной зависимости тока разряда от анодного напряжения (участок В-С на рис. 2.23) необходимо допустить, что в начальной стадии разряда нормированная толщина анодного слоя не изменяется ($X' = d/r_0 = const$), а параметр N изменяется в диапазоне $10^{-6} < N < 1/\gamma_{max} = 0,1$ и задается стационарными решениями (2.18) с заданными U_a и X (рис. 2.22, участок В-С).

Начальная стадия ВАХ, соответствующая режиму разряда с осциллирующими электронами [105], когда $E < E_0$ и электронные лавины не развиваются, имеет стабилитронный характер по напряжению $U_a = const$ (рис. 2.13) при относительно небольших значениях $I_p < 10$ мА и соответствует точке АВ на рис. 2.22б и участку А-В на рис. 2.23.

С ростом разрядного тока увеличивается плотность электронов и растет электрическое поле вблизи анода. При достижении величины $E > E_0$ начинают развиваться электронные лавины, U_a увеличивается в соответствии с уравнениями (2.18) (участок АВ-С на рис. 2.22б).

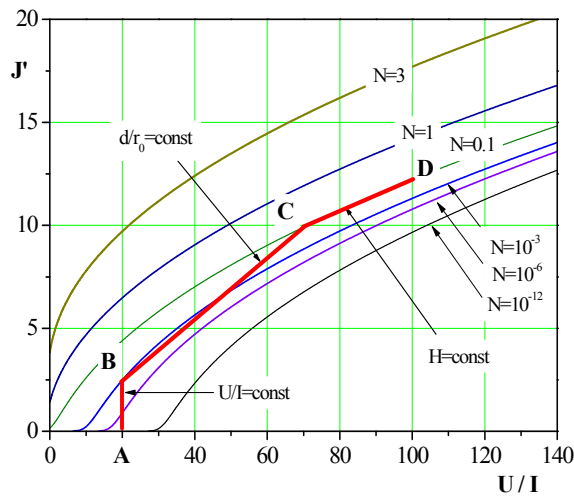


Рис.2.23. Вольтамперные характеристики АС, полученные из уравнений (2.18) для различных значений параметра $N=J_{cp}$.

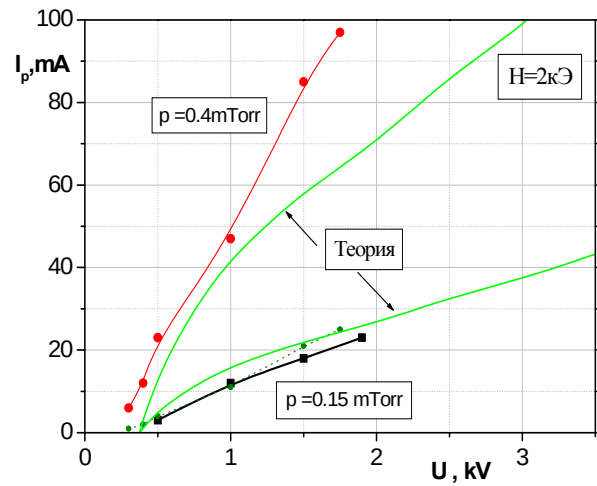


Рис.2.24. Теоретические вольт-амперные характеристики и экспериментальные ВАХ (кривые с точками) при различном давлении рабочего газа. $H=2$ кЭ

С ростом U , при достижении граничного значения $N = \gamma_{max}$ разряд гаснет в случае наличия катодной сетки (точка С на рис. 2.22б и на рис. 2.23), либо переходит в режим с подвижной катодной границей (участок С-Д на рис. 2.22б и на рис. 2.23) в случае отсутствия сетки. Отклонение от линейной зависимости $I_p(U)$ свидетельствует об увеличении толщины анодного слоя за счет искривления его катодной границы в сторону выходного канала и, как следствие, расфокусировки ионного пучка, которая наблюдалась в эксперименте. Для сравнения на рис. 2.24 представлены экспериментальные ВАХ при различном давлении в рабочей камере, а также теоретические зависимости $I_p(U_a)$, рассчитанные для $X=20$ ($H=2$ кЭ).

Зависимости тока разряда от напряженности магнитного поля

На основании решений (2.18) также можно рассчитать зависимости нормированной плотности тока J' от нормированной координаты X' при различных постоянных напряжениях $\Phi' = const$ (рис.2.25), которые позволяют построить зависимости $I_p(H)$. Для этого необходимо учитывать, что нормированный пространственный масштаб X' на рис. 2.25 является функцией магнитного поля $X' = x / x_0 \sim x \cdot H$, также как и нормированная плотность тока $J' = J / J_0 \sim J \cdot H$.

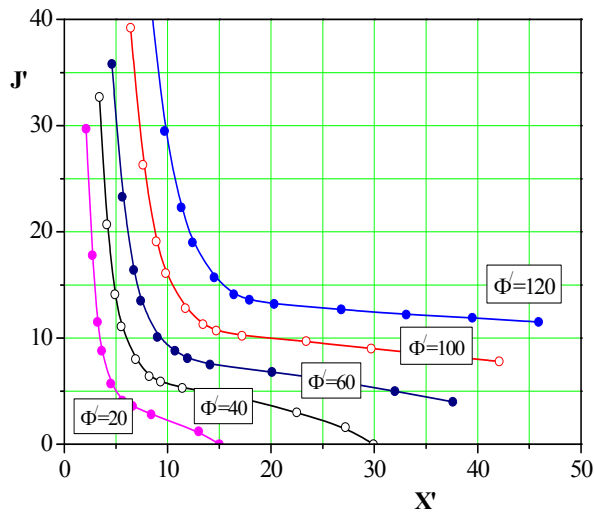


Рис.2.25. Зависимость разрядного тока от нормированной координаты X' для различных значений нормированного анодного напряжения Φ' .

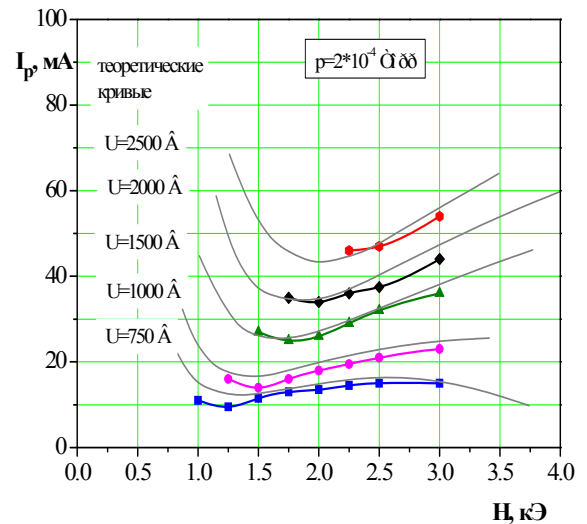


Рис.2.26. Зависимость разрядного тока от напряженности магнитного поля при давлении $2 \cdot 10^{-4}$ Торр для различных анодных напряжений. Экспериментальные зависимости – линии с точками.

На рис. 2.26 приведены теоретические и экспериментальные зависимости разрядного тока от напряженности магнитного поля, при построении которых значения $I_p(X)$ из графиков на рис. 2.25 увеличены в соответствии с ростом магнитного поля. Как следует из приведенных графиков, наблюдается хорошее соответствие результатов теоретических расчетов и экспериментальных данных.

При постоянном магнитном поле H и анодном напряжении U_a зависимости $J(X)$ на рис. 2.25 отвечают изменению разрядного тока при изменении толщины слоя и при соответствующем изменении граничного тока J'_{gr} . Как следует из графиков, уменьшение толщины АС требует увеличения J'_{gr} до величины $J'_{gr} = N > \gamma_{eff}$, что может реализоваться только при внешней инжекции тока первичных электронов. Это может объяснить существенный рост I_p и $I_{эм}$ в экспериментах с подвижным термозондом, результаты которых приведены на рис. 2.15б.

Выводы

В данном разделе представлены результаты комплексных экспериментальных и теоретических исследований характеристик ПМР в ускорительном режиме и области разряда – электронного слоя замагниченных электронов, в которой происходит генерация и ускорение ионов, формирующих пучок. Основными результатами экспериментальных исследований является следующее.

1. Экспериментально установлено принципиальное влияние граничных условий для прианодного слоя электронов (свободная или фиксированная катодная граница с электрическим полем различной величины) на интегральные характеристики ПМР: кривые зажигания, зависимости разрядного тока от анодного напряжения U , напряженности магнитного поля H .
2. При свободной границе прианодного слоя при генерации интенсивного ионного пучка экспериментально доказано существование предслоя с относительно слабым электрическим полем ($E < E_0$) и максвелловской ФРЭЭ и проведены его детальные исследования.
3. Обнаружен эффект интенсивного ухода электронов из предслоя на катоды разрядной ячейки в отсутствии колебаний и предложен кинетический механизм этого явления.
4. Установлен факт аномально большой эмиссии термоэлектронов на анод с границы предслой-прианодный слой.

Основные результаты теоретических исследований следующие.

1. На основе ионизационного баланса тока электронов получены аналитические выражения для пространственных распределений потенциала, плотности электронов и плотности тока электронов, а также электрического поля в предслое и прианодном слое.
2. Теоретически подтверждена определяющая роль граничных условий (начального тока, условий на катодной границе) на пространственные распределения U , E , J , N и, соответственно, на характеристики разряда.

3. Предложен многоступенчатый механизм формирования интегральных характеристик ПМР в ускорительном режиме.

Проведенное сравнение экспериментальных данных и аналитических расчетов показало их хорошее качественное и количественное соответствие в широком диапазоне рабочих параметров ПМР, что позволяет использовать полученные результаты для дальнейшего построения самосогласованной численно-аналитической модели ускорительного режима газоразрядных систем холловского типа при низких давлениях. Для этого необходимо учесть следующие факторы:

- ограниченность разрядной ячейки вдоль магнитного поля,
- пространственную неоднородность магнитных силовых линий,
- кинетические эффекты, колебательные процессы и неустойчивости прианодного слоя, приводящие к аномальной подвижности электронов,
- влияние положительного заряда ионов на параметры слоя,
- численный расчет элементарных процессов в объеме и на поверхности разрядной ячейки.

РАЗДЕЛ 3

ГЕНЕРАЦИЯ ПОТОКА ИОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ РЕЖИМЕ ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

Подробное изучение газового разряда в коаксиальных системах с радиальным электрическим и аксиальным магнитным полями (прямой и обращенный магнетроны) показало, что разряд низкого давления непрерывно или скачком переходит в *плазменный* сильноточный режим с интенсивным образованием ионов при увеличении давления выше некоторого критического значения (НР-режим на диаграмме Шуурмана рис. 2.1) [94]. Пионерские работы Пеннинга [65-67, 69] продемонстрировали, что эти системы, в частности, цилиндрический стержневой магнетрон (рис. 1.1б) в плазменном режиме, могут быть эффективно использованы для распыления различных материалов и получения пленочных покрытий.

Цилиндрический магнетрон явился прообразом первых магнетронных распылительных систем (МРС), которые произвели революцию в развитии плазменных методов получения пленок [24-26, 74, 93]. С появлением планарного магнетронного разряда исследования МРС превратились в самостоятельное направление физики газового разряда и низкотемпературной плазмы.

«Разработка конструкции планарного магнетронного распылительного устройства являет собой пример ошеломляюще очевидного решения технологической проблемы, которая не поддавалась решению и осуществлению в течении более 30 лет», - написал Р. Вэйтс в обзоре в 1978 г. [77].

К настоящему времени МРС неоднократно рассматривались в научно-технической литературе (см., например, обзоры и монографии [25, 26, 74, 93, 119, 127]). Опубликовано неизмеримое количество статей по физике и применению этих систем в технологии. Однако эта область науки и техники находится в состоянии постоянного развития, и следует отметить, что практическое применение МРС значительно определило разработку теории их работы и методику расчета параметров [148-160].

В основе современных МРС лежит магнетронный газовый разряд с цилиндрическими или планарными электродами в плазменном (низковольтном, сильноточном) режиме. Поэтому ниже рассматриваются экспериментальные данные об основных процессах, стационарных и переходных режимах, а также физические модели магнетронного разряда с различной геометрией электродов, опубликованные разными авторами.

3.1 Обзор литературы по исследованиям магнетронных распылительных систем. Постановка задачи

Физический механизм и структура разряда

В результате исследований магнетронных систем с конусообразной и плоской мишенями в области магнитных полей (0,03-0,13) Т и давления (0,1-10) Па, используемых в промышленных вакуумных высокопроизводительных установках для нанесения тонких пленок, в работах Б.С. Данилина и В.К. Сырчина была разработана физическая модель планарного магнетронного разряда (ПМР), получено аналитическое выражение для вольт-амперной характеристики (ВАХ) и предложена методика расчета, связывающая скорость распыления с конструктивными и рабочими параметрами системы [24, 128, 129].

Схема планарной МРС показана на рис. 3.1 [24]. Высокая скорость распыления, характерная для этих систем, достигается увеличением плотности ионного тока за счет локализации плазмы у распыляемой поверхности мишени (1) с помощью сильного поперечного магнитного поля (7). Основными элементами устройства являются катод-мишень (1), анод (4) и магнитная

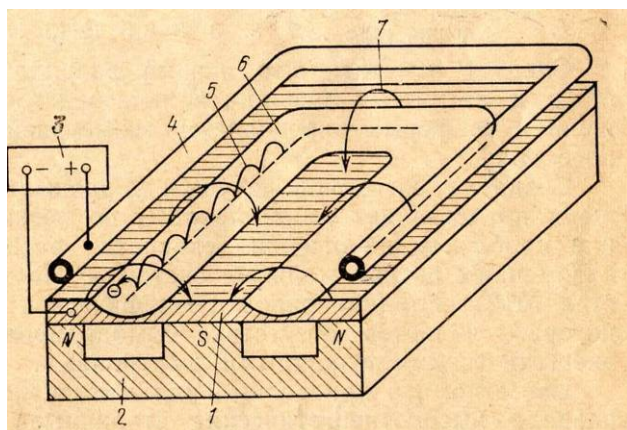


Рис. 3.1. Схема магнетронной распылительной системы с плоской мишенью [24].

- 1 – катод-мишень,
- 2 – магнитная система,
- 3 – источник питания,
- 4 – анод,
- 5 – траектория движения электрона,
- 6 – зона распыления,
- 7 – силовые линии магнитного поля.

система (2). Силовые линии магнитного поля (СЛМП) (7) замыкаются между полюсами магнитной системы (2). Поверхность мишени (6), расположенная между местами входа и выхода силовых линий магнитного поля, интенсивно распыляется и имеет вид замкнутой дорожки, геометрия которой определяется формой полюсов магнитной системы.

Качественную картину основных процессов в плазменном режиме ПМР можно представить следующим образом. При подаче постоянного напряжения между мишенью-катодом и анодом и соответствующих условиях возбуждается разряд. Наличие магнитного поля у катода позволяет локализовать плазму разряда непосредственно у мишени. Эмитированные с катода под действием ионной бомбардировки электроны (первичные γ -электроны) в результате столкновений с атомами рабочего газа захватываются магнитным полем и совершают сложное циклотронное движение по замкнутым траекториям у поверхности мишени. Часть γ -электронов оказываются в *электромагнитной ловушке*, создаваемой с одной стороны магнитным полем, возвращающим электроны на катод, а с другой стороны – поверхностью мишени, электростатически отталкивающей электроны. Электроны циклируют в этой ловушке до тех пор, пока не произойдет несколько ионизирующих столкновений с атомами рабочего газа, в результате которых электрон теряет полученную от электрического поля энергию. Таким образом, большая часть энергии электрона, прежде чем он попадет на анод, расходуется на неупругие столкновения с атомами, что значительно увеличивает эффективность процесса ионизации и приводит к возрастанию концентрации положительных ионов у поверхности мишени. Это в свою очередь обуславливает увеличение интенсивности ионной бомбардировки и значительный рост скорости распыления, а, следовательно, и скорости осаждения пленки.

Основные рабочие характеристики МРС – напряжение на электродах U_p , ток разряда I_p , плотность тока ионов j_i и удельная мощность, величина индукции магнитного поля B и рабочее давление p . От величины и стабильности перечисленных параметров, которые взаимно связаны между

собой, зависит стабильность разряда и воспроизводимость процесса нанесения пленок.

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал о характеристиках МРС в широком диапазоне внешних параметров:

- геометрические размеры катода-мишени, см 1 – 2000,
- вкладываемая мощность, кВт 0,01 – 100,
- напряжение питания, В 200 – 1000,
- напряженность магнитного поля, Э 100 – 3000,
- ток разряда, А 0,01 – 100,
- рабочее давление, Торр (Па) $10^{-2} - 10^{-4}$ ($1 - 10^{-2}$).

Приведем типичные экспериментальные данные об основных характеристиках планарного магнетронного разряда.

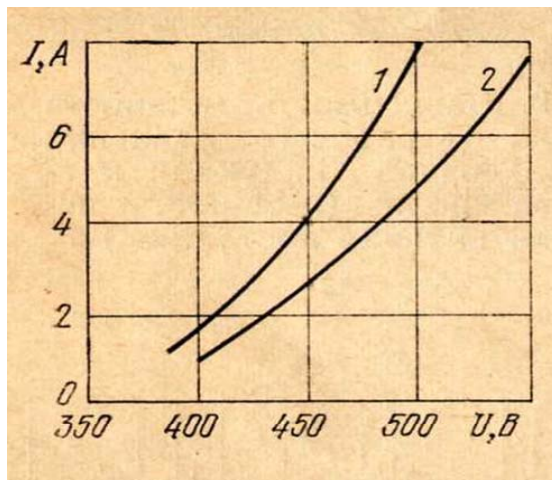
Вольт-амперная характеристика магнетронного разряда в плазменном режим

Для выбора технологических режимов и оперативного контроля процесса нанесения покрытий в МРС наиболее простыми и удобными являются вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда [24, 130]. Также ВАХ несут наиболее полную информацию о механизме разряда, чувствительны к составу и давлению рабочего газа, величине и топологии магнитного поля и являются удобной характеристикой для выбора режимов и контроля технологических процессов. К настоящему времени имеется большое количество работ, посвященных экспериментальному и теоретическому изучению ВАХ магнетронного разряда.

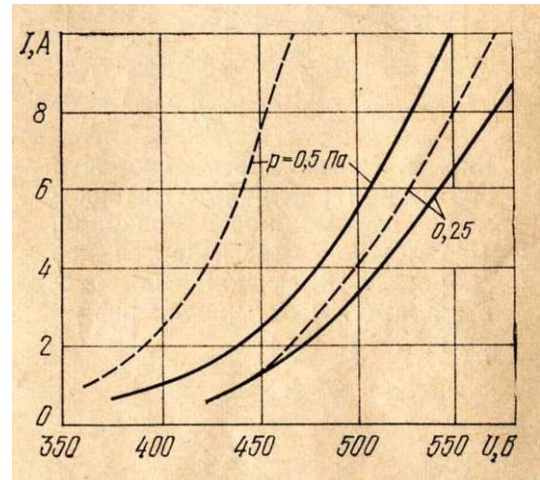
На рис. 3.2 представлены семейства ВАХ МРС с плоской мишенью в начальной стадии разряда при относительно небольших разрядных токах ($I_p < 10$ А) и различных параметрах системы [128, 129].

Как видно из рисунка, существенное влияние на нее оказывают рабочее давление p и индукция магнитного поля B , материал мишени и ее форма, которая видоизменяется по мере распыления материалов. С уменьшением p

ВАХ сдвигается в область больших рабочих напряжений (рис.3.3б). Аналогичным образом влияет и увеличение индукции магнитного поля.



а)



б)

Рис. 3.2. Вольт-амперные характеристики МРС с плоской мишенью при постоянном давлении 0,5 Па и индукции магнитного поля 0,08 Т (1 – мишень из алюминия, 2 – из меди) (а), при различном давлении рабочего газа с новой (сплошные линии) и эродированной (штриховые линии) мишенями (б) ($H=0,06T$) [128, 129].

В работе [131] путем создания квазистационарных импульсных разрядов были измерены ВАХ ПМР до величины $I_p \sim 2\text{ кА}$. На рис.1.4 представлена конструкция экспериментального устройства, а на рис. 3.3 его основные характеристики. При $p > 0,4$ Па для аргона в устройстве горит сильноточный разряд, который не срывается в дугу вплоть до 2 кА. Как следует из рис. 3.3а, для сильноточного разряда характерно увеличение разрядного напряжения U_p с ростом тока до 50 А. При $I_p > 50$ А разрядное напряжение U_p практически не зависит от разрядного тока вплоть до 2 кА. При этом напряжение разряда слабо зависит от давления и уменьшается с увеличением B (рис. 3.3б).

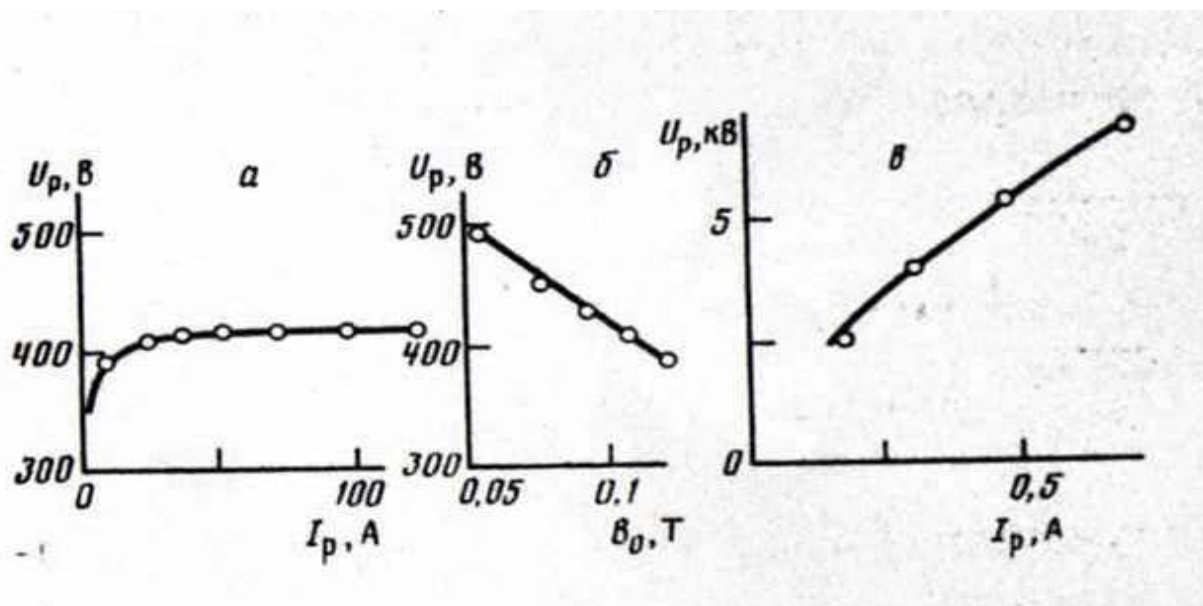


Рис. 3.3. а – вольт-амперная характеристика сильноточного разряда в аргоне при $p=0,7$ Па, $B_0=0,11$ Т, б – зависимость напряжения разряда U_p от величины индукции магнитного поля B_0 для сильноточного разряда в аргоне при $p=0,7$ Па, $I_p=24$ А, в – вольт-амперная характеристика высоковольтного разряда в аргоне при $p=0,07$ Па, $B_0=0,11$ Т [131].

Важным фактором, влияющим на ВАХ МР, является геометрия электродов – катода-мишени и анода, их размеры и взаиморасположение. На рис. 3.4 приведены ВАХ различных распылительных систем в логарифмическом масштабе тока и напряжения [77]. Как следует из приведенных графиков, в интервале разрядного тока $I_p = 1-10$ А ВАХ может быть аппроксимирована эмпирическими формулами $I=kU^n$, $I=k(U-U_z)^n$, где I, U – соответственно ток и напряжение разряда, U_z – напряжение зажигания, k – коэффициент пропорциональности, $n=2\div 9$ – показатель, зависящий от эффективности улавливания электронов магнитной ловушкой [122]. Этот показатель тем выше, чем эффективней удерживаются электроны в области разряда.

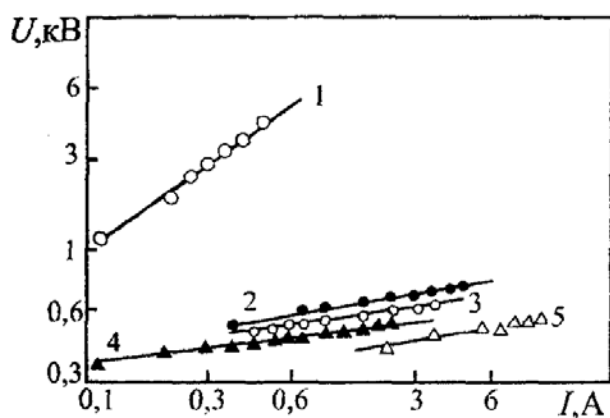


Рис. 3.4. Вольт-амперные характеристики различных распылительных систем [77]. 1 – плоскопараллельная диодная система без магнитного поля, 2 – цилиндрический стержневой магнетрон, 3 – круглый планарный магнетрон, 4 – цилиндрический обращенный магнетрон, 5 – прямоугольный планарный магнетрон. Давление аргона (Па): 1 – 6,5; 4-5 – 0,13.

Кривые зажигания магнетронного разряда. Зависимость от давления рабочего газа

Исследования [128,129] показали, что зависимости напряжения зажигания U_z от давления аргона p и индукции магнитного поля B аналогичны (рис. 3.5). На кривых условно можно выделить 3 области: 1) $p > 0,3$ Па, $B > 0,08$ Т: U_z не зависит от p и B ; 2) $0,1 < p < 0,3$ Па, $0,04 < B < 0,08$ Т: наблюдается заметное возрастание U_z ; 3) $p < 0,1$ Па, $B < 0,4$ Т: U_z резко растет и быстро достигает значения, соответствующего максимальному напряжению источника питания, после чего разряд не зажигается.

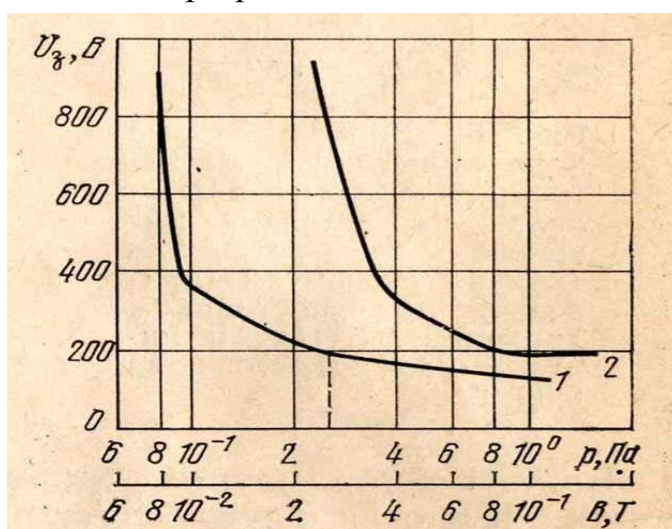


Рис. 3.5. Зависимости напряжения зажигания от давления при постоянной индукции магнитного поля 0,06 Т (кривая 1) и индукции магнитного поля при постоянном давлении 0,25 Па (кривая 2) [128].

Аналогичные зависимости для напряжения, необходимого для поддержания разряда при постоянной мощности, от давления аргона и кислорода были получены в работе [132] (рис. 3.6). Экспериментальным устройством являлся протяженный планарный магнетрон с мишенями из различных материалов.

Несмотря на внешнюю аналогию зависимостей $U_z(B)$ и $U_z(p)$ с кривыми зажигания Пашена при низких давлениях, на которую указывалось в работах [132, 133], необходимо отметить следующее. Как показали исследования [98, 99] и данные, представленные в разделе 1, поведение магнетронного разряда при снижении давления существенно зависит не только от величины B , а также от топологии силовых линий магнитного поля и месторасположения и формы анода.

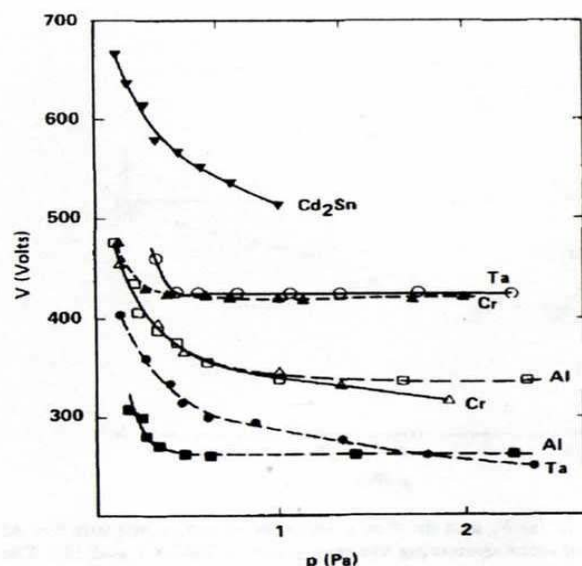


Рис. 3.6. Зависимости напряжения, необходимого для поддержания постоянной мощности 1000 Вт в магнетронном разряде с мишенями из тантала и алюминия, от давления рабочего газа. Рабочий газ – аргон (точки), кислород (кривые с полыми точками) [132].

При наличии магнитных поверхностей, параллельных аноду, и напряженности магнитного поля вблизи анода, соответствующей кривой зажигания $U_3(B)$, при достижении $p_{кр}$ магнетронный разряд не гаснет, а переходит в высоковольтный, ускорительный режим, проходя промежуточную стадию (рис. 2.2, 2.11, 2.12). Это справедливо для магнетронного разряда с коаксиальными электродами, для планарного магнетронного разряда типа магнитоизолированного диода и источника ионов «Радикал» (рис. 2.10-2.12) [69, 70, 77, 78]. Как следует из этих графиков, при вышеперечисленных условиях переход из плазменного в ускорительный режим происходит плавно, без скачков тока и напряжения. Это следует как из поведения нижней ветви кривой зажигания $U_3(B)$ (рис. 2.12), так и ВАХ (рис. 2.10, 2.12).

Топология силовых линий магнитного поля и погасание магнетронного разряда при низких давлениях

Впервые детальные исследования топологии силовых линий магнитного поля (СЛМП) и ее влияния на потоки заряженных частиц в планарном магнетроне были проведены в работе [133]. При одинаковой геометрии и размерах магнитной системы на постоянных магнитах были изучены семь конфигураций СЛМП в зависимости от соотношения напряженности магнитного поля центрального, цилиндрического, и внешнего, кольцевого, магнитов и установлены три основных типа (рис. 3.7).

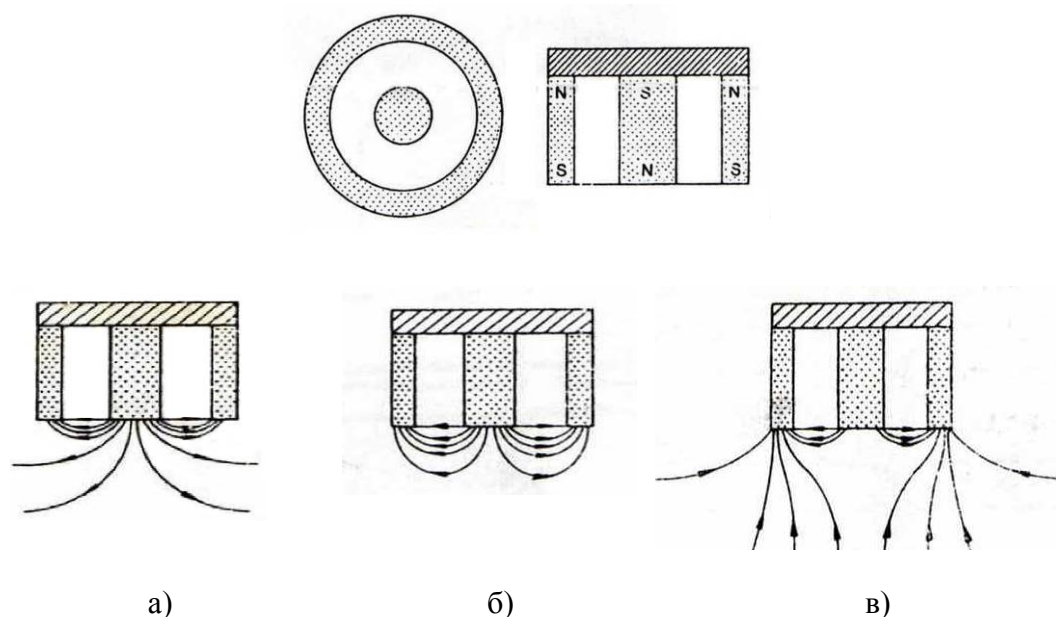


Рис. 3.7. Схема магнитной системы (верхний рисунок). Три типа конфигураций силовых линий магнитного поля: тип I (а), промежуточный тип (б), тип II (в) [133].

Было продемонстрировано, что для планарного магнетрона реализуется три основных типа конфигураций СЛМП: сбалансированная магнитная система, когда все силовые линии дважды пересекают катод (рис. 3.7б), и несбалансированная магнитная система типа I и II. Тип I (рис. 3.7а), с сильным центральным магнитом, дает относительно слабые потоки ионов и электронов на образец и низкую величину самосогласованного потенциала. Несбалансированная магнитная система типа II (рис. 3.7в), с сильным внешним магнитом, дает большие ионные и электронные потоки на образец и большое значение отрицательного плавающего потенциала, который сильно меняется по радиусу. Таким образом, было установлено, что изменяя конфигурацию СЛМП, можно регулировать ионную бомбардировку растущей пленки, что имеет принципиальное значение для технологий реактивного ионно-плазменного синтеза и модификации структуры покрытий.

Влияние конфигурации СЛМП на минимальное рабочее давление ПМР в плазменном режиме было изучено в работах Дж. Мусила [134, 135]. Конструкция круглого, планарного магнетрона с двумя соленоидами, использованного в этой работе для определения оптимальной конфигурации

СЛМП, представлена на рис. 3.8, а на рис. 3.9 – топология СЛМП для трех значений I_2/I_1 , соответствующая классификации Виндоу и Саввидеса [133].

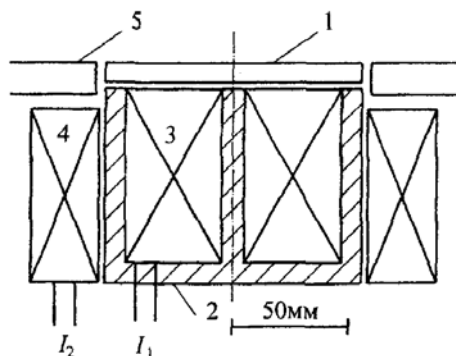


Рис. 3.8. Конструкция круглого магнетрона с двумя катушками для определения оптимальной конфигурации магнитного поля [134].

1 – дисковая мишень, толщина - 6 мм, диаметр - 124 мм; 2 - стальной магнитопровод; 3 – внутренняя катушка, 1660 витков; 4 – наружная катушка, 470 витков; 5 – стенка камеры.

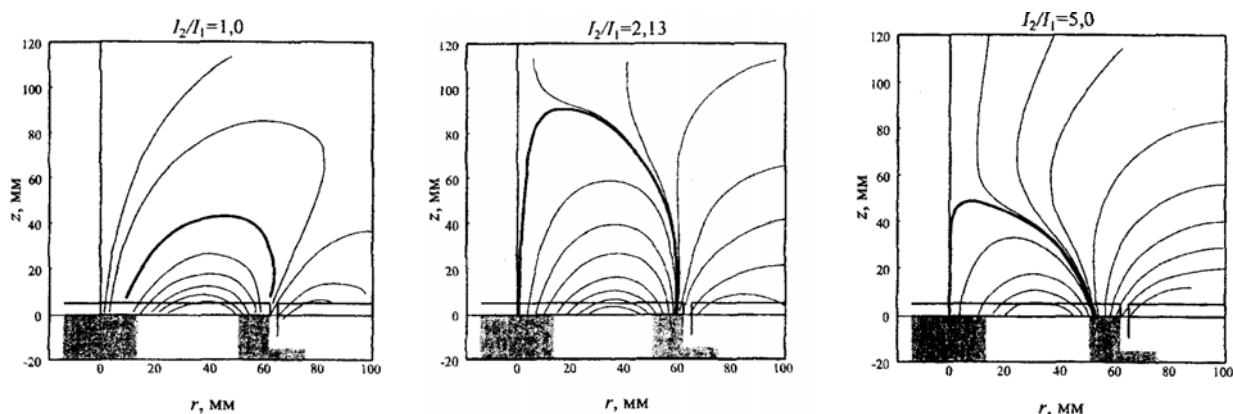


Рис. 3.9. Картины силовых линий магнитного поля для трех значений отношения I_2/I_1 [134]. Толстые кривые являются силовыми линиями, которые дважды пересекают поверхность мишени и максимально удалены от нее. Координата r – радиус относительно оси магнетрона, координата z отсчитывается от верхней плоскости магнитопровода 2 (рис. 3.8).

Мусилом было обнаружено, что минимальное рабочее давление аргона зависит от отношения токов I_2/I_1 , т.е. от конфигурации СЛМП в гораздо большей степени, чем от абсолютной величины B . На рис. 3.10 приведена зависимость давления погасания разряда p_n (давления, при котором разряд самопроизвольно гаснет) от величины отношения токов I_2/I_1 . Кривая зависимости давления зажигания разряда $p_z(I_2/I_1)$ аналогична, но величина давления p_z в 1,82 раза выше минимального значения p_n . Как следует из рис.3.10, область II минимума давления погасания ($I_2/I_1=2,13$) соответствует конфигурации СЛМП сбалансированного магнетрона, когда практически все силовые линии первой катушки, выходящие из центральной части

магнитопровода, пересекают поверхность мишени и при этом под арками магнитного поля оказывается значительная часть поверхности мишени.

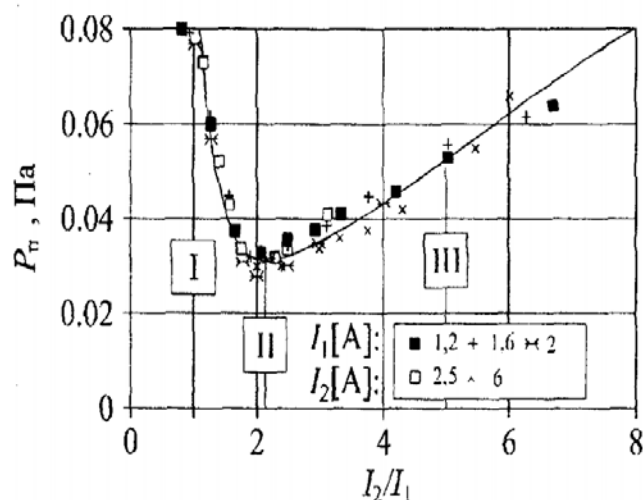


Рис. 3.10. Зависимость давления аргона, при котором гаснет разряд, от отношения токов I_2/I_1 [134]. Данные получены либо при изменении I_2 и постоянном I_1 (1,2; 1,6 и 2,0 А), либо при изменении I_1 и постоянном I_2 (2,5 и 6 А).

Физические модели планарного магнетронного разряда

Разработка физических моделей происходящих в разряде магнетронной распылительной системы процессов и аналитическое их описание дают возможность объяснить наблюдаемые явления и выбрать конструктивные и рабочие характеристики этих систем. При построении моделей таких сложных объектов, как МРС, необходимо определить основные явления и диапазон внешних параметров, которые определяют границы ее применимости. Для МРС такими внешними параметрами являются:

- геометрия и размеры электродов;
- величина магнитной индукции B и напряжение на разряде U_p ;
- давление p и сорт рабочего газа,

а основные процессы в разрядном промежутке, которые определяют характеристики разряда – ВАХ, $I_p(B, p)$:

- динамика заряженных частиц (уравнение движения);
- элементарные процессы в объеме разряда и на поверхности электрода;
- формирование пространственных распределений потенциала, электрического поля, плотности тока ионов и электронов.

Распространенным подходом в моделировании является проведение аналогий и выявление отличий с газовыми разрядами других типов, имеющих

более простую или уже хорошо изученную структуру. Для ПМР аналогом, который широко используется, является аномальный тлеющий разряд с катодным слоем положительного пространственного заряда и геометрией электродов, отвечающих магнитоизолированному диоду.

На рис. 3.11 приведена схема разрядного промежутка планарного магнетрона и движения заряженных частиц при наличии разряда тлеющего типа [24]. Полагается, что выполнено условие отсечки для электронов, а плотность газа достаточно низкая, так что положительный столб отсутствует, но имеются части присущие катодной области тлеющего разряда – катодный слой, плазма отрицательного свечения и фарадеево темное пространство [62, 63]. Также полагается, что внутри плазмы электрическое поле настолько слабое, что им можно пренебречь, а ее потенциал равен анодному.

Из-за неоднородности электрического и магнитного полей траектория электронов, эмитированных с катода, не является циклоидальной. Однако для удобства аналитического описания в первом приближении можно считать ее близкой к циклоиде. Как показано на рис. 3.11, электрон, ускоряясь в области темного катодного пространства (ТКП) шириной d_k по траектории, близкой к циклоидальной, удаляется от катода на расстояние d_i и попадает в область плазмы. В общем случае $d_i > d_k$. Реально ширину d_k ТКП можно приблизительно выразить через плотность ионного тока по известной формуле Чайлда-Ленгмюра.

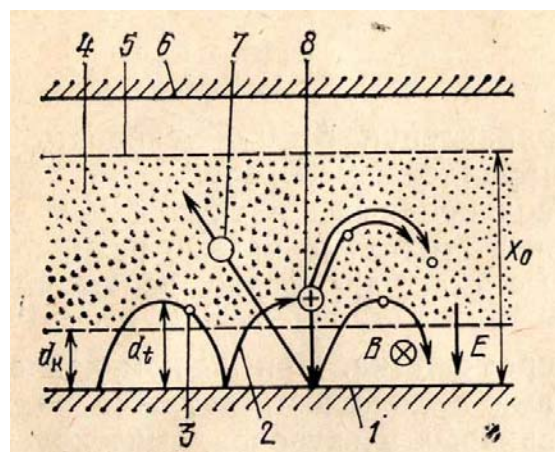


Рис. 3.11. Схема разрядного промежутка планарной МРС [24]. 1 – катод-мишень, 2 – траектория вторичного электрона, 3 – электрон, 4 – плазма, 5 – условный анод, 6 – анод, 7 – распыленный атом, 8 – ион.

Если электрон не столкнется на своем пути с другой частицей, то он возвращается к катоду и может быть обратно захвачен им. Вероятность захвата довольно велика, поскольку длина свободного пробега электронов значительно

больше длины циклоиды. Однако из-за волновых процессов в плазме и неоднородности магнитного и электрического полей вероятность захвата уменьшается и считается, что она составляет 0,5 [93].

Электроны, которые попадают в магнитную ловушку и не возвращаются на катод, начинают совершать столкновения в плазме, в результате которых (а также колебаний в плазме) перемещаются в сторону анода. Совершив несколько ионизирующих столкновений, электрон теряет энергию и диффундирует к аноду. Область, в пределах которой электрон теряет энергию, является областью существования плазмы. Границы этой области в разряде магнетронной системы по существу есть условный анод.

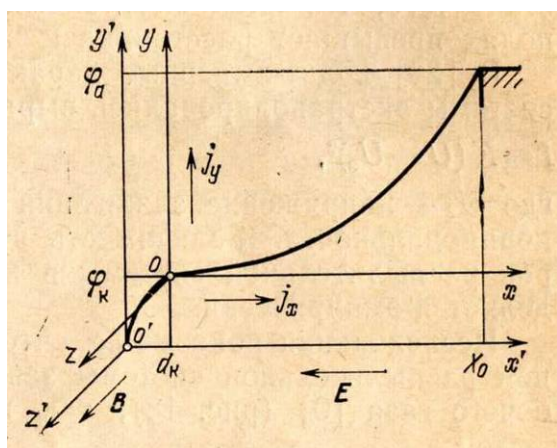


Рис. 3.12. Распределение потенциала в разрядном промежутке МРС, принятое при выводе ее вольт-амперных характеристик [128, 129].

В модели разряда, предложенной в работах [128, 129], полагается, что в области ТКП происходит сравнительно небольшое падение напряжения, обусловленное необходимостью разгона вторичных электронов с мишени до энергий, при которых начинается эффективная ионизация рабочего газа; остальное напряжение падает в прианодной области (вблизи условного анода) рис. 3.12. Благодаря наличию достаточно сильного поперечного магнитного поля,

происходит накопление отрицательного заряда в прианодной области, в результате чего сильное электрическое поле возникает как в прикатодной, так и в прианодной областях, где и происходит в основном процессы ионизации атомов рабочего газа.

В рамках предложенной модели были получены формулы для приближенной оценки положения условного анода в разряде с преимущественным анодным падением потенциала и проанализирована прианодная область для плоского слоя. В предположении классической поперечной подвижности электронов из системы уравнений (2.5), (2.6), приведенных в разделе 2, было получено выражение для ВАХ:

$$I = C(U^2 - 1,5U \cdot U_0 + 0,5U_0)^2,$$

где U_0 – минимальный потенциал, при котором существует разряд, зависящий от давления рабочего газа и величины индукции магнитного поля, C – коэффициент, определяемый площадью распыляемой поверхности катода, координатой условного анода и подвижностью электронов. В результате аппроксимации параметров U_0 и C из экспериментальных ВАХ, было получено хорошее соответствие теории и эксперимента при малых давлениях и больших магнитных полях.

В цикле работ [137-140] проведены расчеты параметров плазмы магнетронного разряда – распределений плотности и температуры электронов, плотности ионов, электрического потенциала для плоской одномерной модели

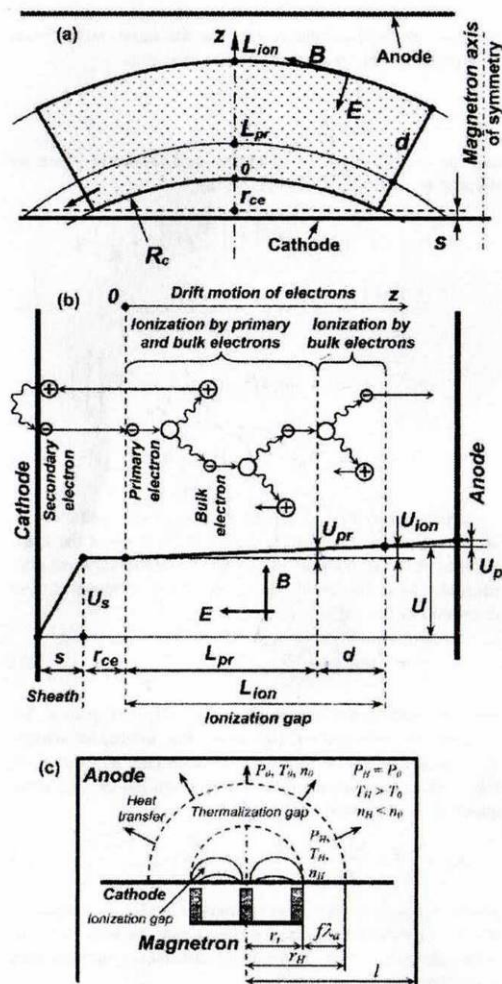


Рис. 3.13. Модель планарного магнетронного разряда с учетом арочной конфигурации силовых линий магнитного поля [89].

разрядного промежутка с учетом существования предлоя и определяющей роли Бомовской диффузии электронов. Продемонстрирована возможность формирования сильных градиентов плотности и температуры электронов вблизи катода и проведено сравнение с экспериментальными данными.

Модель планарного магнетронного разряда с учетом арочной конфигурации СЛМП представлена в работе [89] (рис. 3.13). Как видно из рисунка, в разрядном промежутке предполагается существование двух областей – *ионизационной ловушки*, в которой основная ионизация рабочего газа осуществляется первичными γ -электронами, и *термолизованной области*, в которой ионизация происходит за счет вторичных, плазменных электронов. В работе рассматривается уравнение непрерывности для

тока электронов в цилиндрической геометрии с учетом аномальной Бомовской проводимости электронов. В результате численных расчетов были получены ВАХ магнетронного разряда в широком диапазоне внешних параметров B и p , которые показали хорошее соответствие экспериментальным данным.

Из приведенного обзора следует, что большинство теоретических моделей объясняет характер ВАХ ПМР на основе расчетов пространственного распределения потенциала, плотности и токов заряженных частиц в плазме МР по аналогии с отрицательным свечением и положительным столбом тлеющего разряда в аномальном режиме. Вместе с тем, экспериментальные данные указывают, что при низких давлениях, вблизи порога погасания, потенциал плазмы практически постоянный и близок к потенциалу заземленного анода, а электронный токоперенос обеспечивается за счет аномальной Бомовской диффузии и ограничен скоростью ухода ионов из плазмы [141]. Поэтому представляет интерес дальнейшее развитие пространственно усредненной модели МР с учетом разных групп электронов. Для разрядов с объемной ионизацией, в частности ВЧ индукционного разряда, пространственно усредненные модели дают наглядную интерпретацию интегральных характеристик – зависимости разрядного тока мощности, давления рабочего газа и геометрических размеров [84].

Задачами проведенных исследований являлось:

- определение физических причин перехода ПМР из ускорительного в плазменный режим,
- развитие пространственно усредненной модели МР с учетом существования в плазме двух групп электронов - os - и p -электронов, для которых существенно отличается энергетическая цена иона (раздел 1).

3.2 Порог погасания магнетронного разряда при снижении давления рабочего газа

Одновременное снижение рабочего давления и повышение удельной мощности распыления мишени позволяет уменьшить количество примесей, формировать пленки с сжимающими напряжениями из частично ионизованного материала мишени и проводить технологический процесс в бесстолкновительном режиме движения частиц на больших расстояниях от магнетрона (более 30 см) и, соответственно, на большие площади [135].

Как показали исследования, снизить рабочее давление МРС можно несколькими способами [135, 136]:

- увеличивать напряженность магнитного поля,
- улучшать удержание плазмы, оптимизируя конфигурацию магнитных силовых линий,
- увеличивать геометрический размер области активной ионизации рабочего газа,
- использовать мишень с канавками либо в форме полого катода,
- использовать МРС с двумя либо четырьмя магнетронами, формирующими в рабочей камере замкнутую магнитную конфигурацию.

Вместе с тем, в настоящее время нет полной ясности в вопросе о физических причинах и общих закономерностях существования порога погасания магнетронного разряда (МР) либо перехода в режим с анодным слоем при низких давлениях.

В настоящем подразделе проведены комплексные экспериментальные исследования порогов погасания магнетронного разряда с управляемым по величине и топологии магнитным полем при различном расстоянии между анодом и катодом. Предложено объяснение полученных результатов на основании пространственно-усредненной модели газового разряда с объемной ионизацией [84], адаптированной для магнетронного разряда.

Экспериментальная установка и результаты измерений

Исследования проводились на экспериментальной технологической установке, предназначенной для реактивного ионно-плазменного синтеза сложнокомпозиционных соединений. Фотография и принципиальная схема установки представлены на рис. 3.12, 3.13. Установка состоит из цилиндрической вакуумной камеры (10) диаметром 700 мм и длиной 700 мм, которая откачивалась диффузионным и механическим насосами до остаточного давления $1 \cdot 10^{-5}$ Торр. Рабочий газ (во всех экспериментах – аргон) напускался в рабочую камеру.

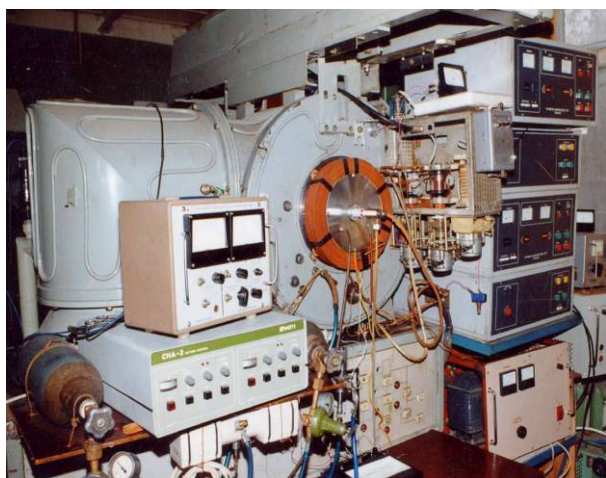


Рис. 3.12. Ионно-плазменная система для реактивного магнетронного синтеза оксида алюминия на базе несбалансированного магнетрона низкого давления и ВЧ индукционного источника плазмы.

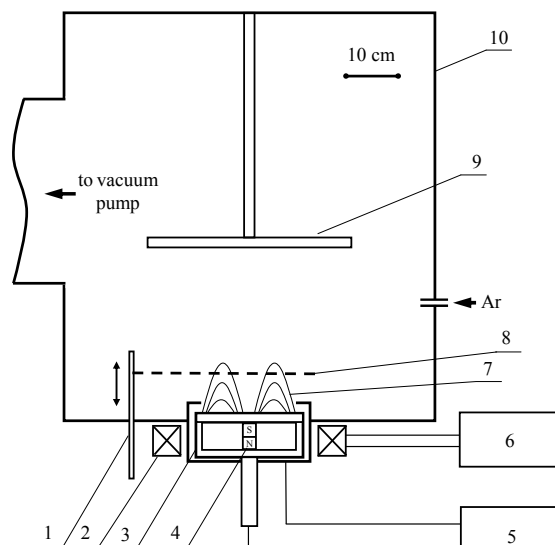


Рис. 3.13. Принципиальная схема экспериментальной установки.

1 – подвижный анод, 2 – соленоид внешнего магнитного поля, 3 – магнетрон, 4 – постоянный магнит, 5 – блок питания магнетрона, 6 – блок питания соленоида, 7 – силовые линии магнитного поля, 8 – сетка анода, 9 – столик для образцов, 10 – вакуумная камера.

Планарный магнетрон 3 с алюминиевой мишенью – катодом диаметром 170 мм и толщиной 10 мм был смонтирован на торце вакуумной камеры 10. Анодом магнетрона являлся кольцевой неподвижный электрод, прикрепленный к вакуумной камере, либо вспомогательный подвижный электрод 1 диаметром 300 мм, изготовленный из нержавеющей сетки 8 с размером ячейки 1 мм и прозрачностью 70%. Электропитание магнетрона осуществлялось от блока питания постоянного тока 5 мощностью 6 кВт, оснащенного системой дугогашения, либо высоковольтного блока питания мощностью 1 кВт для изучения переходных режимов.

Магнитная система магнетрона состояла из внешнего соленоида 2 и центральных сменных постоянных магнитов 4 с напряженностью магнитного поля $H=(1000, 1500)$ Э на поверхности мишени. Ток соленоида изменялся в пределах $I_c=(0-10)$ А.

В зависимости от конфигурации силовых линий магнитного поля 7 (рис. 3.13), определяемой соотношением напряженности магнитного поля, создаваемого центральным магнитом и внешним соленоидом, которые представлены на рис. 3.14, реализуется три типа магнетронного разряда [133]:

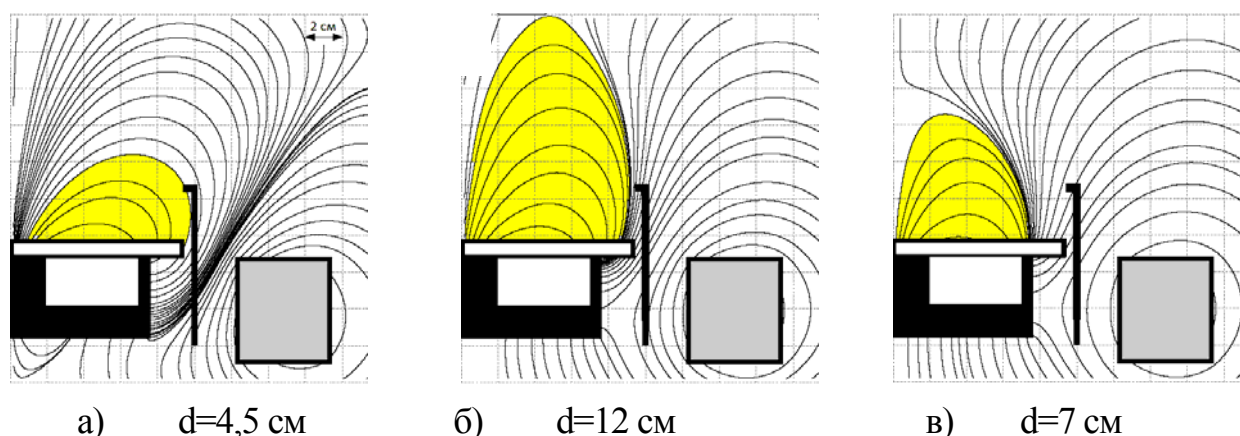


Рис. 3.14. Топология силовых линий магнитного поля, рассчитанная с помощью программы «Mag CAD 2.3.4».

а – несбалансированный магнетрон первого типа ($I_c=1,5$ А), б – сбалансированный магнетрон ($I_c=4,5$ А), в – несбалансированный магнетрон второго типа ($I_c=9,5$ А).

- В первом случае, рис. 3.14а, $H=1000$ Э, $I_c < 2$ А, реализуется несбалансированный магнетрон I типа, когда значительная часть СЛМП, стартующих из центра мишени, упираются в анод либо стенки вакуумной камеры.
- Во втором случае, рис. 3.14б, $H=1000$ Э, $I_c=(2,5-3)$ А, когда почти все СЛМП, стартующие из центра мишени – катода, также уходят на катод, имеет место сбалансированный магнетрон.
- В третьем случае, рис. 3.14в, $H=1000$ Э, $I_c > 3$ А, реализуется несбалансированный магнетронный разряд второго типа, когда значительная часть СЛМП, стартующих с периферии мишени, упирается в столик для образцов (8) либо в стенки рабочей камеры (9).

Как показали эксперименты, при изменении топологии СЛМП и напряженности магнитного поля существенно изменяются основные характеристики магнетронного разряда – вольт-амперные характеристики (ВАХ) и минимальное давление существования магнетронного разряда p_{ign} .

На рис. 3.15 представлены ВАХ сбалансированного магнетрона с алюминиевой мишенью при различных давлениях рабочего газа, а на рис. 3.16 приведены зависимости напряжения разряда U при разрядном токе $I_p=4; 8$ А сбалансированного магнетрона от давления рабочего газа.

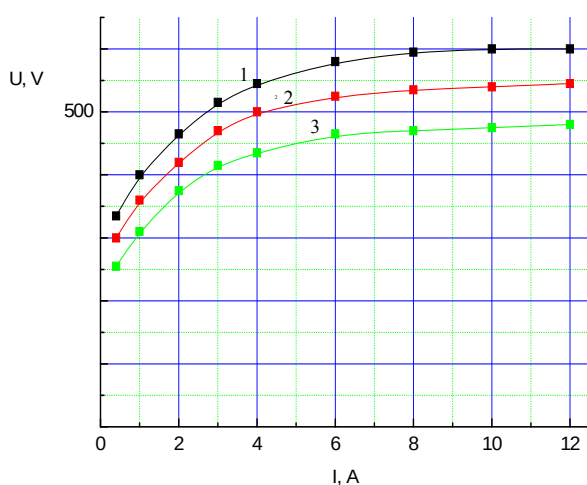


Рис. 3.15. ВАХ магнетронного разряда при различных давлениях аргона:

- 1 - $p=5 \cdot 10^{-4}$ Торр,
- 2 - $p=6 \cdot 10^{-4}$ Торр,
- 3 - $p=7 \cdot 10^{-4}$ Торр.

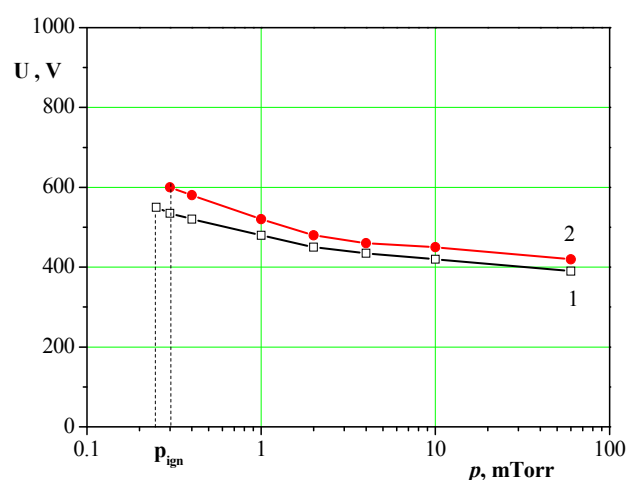


Рис.3.16. Зависимость напряжения на разряде U , от давления рабочего газа при различных токах разряда:

- 1 - $I_p=4$ А,
- 2 - $I_p=8$ А.

Как следует из графиков на рис. 3.15, при снижении давления напряжение на разряде растет и при давлении ниже некоторого предельного значения p_{ign} магнетронный разряд существовать не может (рис. 3.16). Эксперименты показали, что p_{ign} существенно зависит от топологии СЛМП при изменении тока соленоида.

На рис. 3.17 представлена зависимость p_{ign} от тока внешнего соленоида I_c для двух значений напряженности магнитного поля центрального магнита. Минимальное p_{ign} наблюдалось для сбалансированного магнетрона (рис. 3.14б) и понижалось с ростом напряженности поля центрального постоянного магнита.

Полученная зависимость аналогична данным работы [134] для магнетронного разряда с двумя соленоидами.

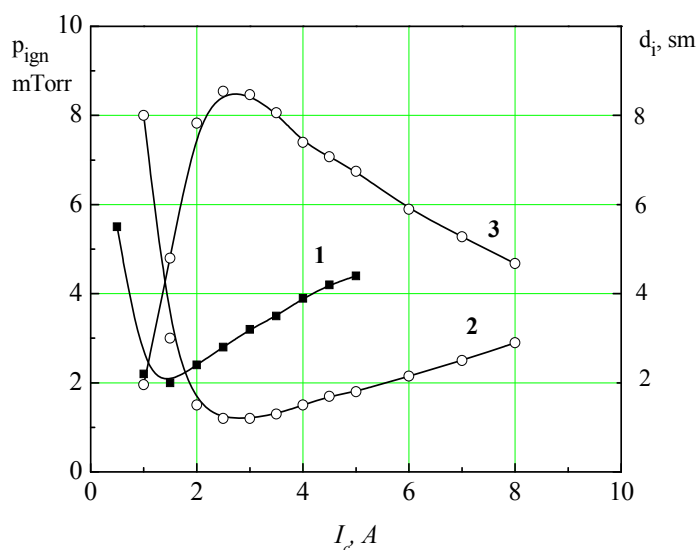


Рис. 3.17. Зависимость давления зажигания p_{ign} магнетронного разряда (1, 2) и высоты арки d_i СЛМП (3), рассчитанных с помощью программы «Mag CAD 2.3.4», от тока внешнего соленоида I_c при различной напряженности магнитного поля центрального магнита:

1. $H_{pm} = 1,0$ кЭ,

2, 3. $H_{pm} = 1,5$ кЭ.

Как видно из рисунка, изменение топологии СЛМП по сравнению с топологией сбалансированного магнетрона ($I_c = 2,25$ А, $H_{pm} = 1,5$ кЭ) приводит к существенному росту минимального давления существования магнетронного разряда p_{ign} . Для того чтобы разобраться в физических причинах этого явления, будем использовать, аналогично работе [89], понятие ионизационной ловушки, ограниченной арками силовых линий магнитного поля дважды пересекающих катод, причем напряженность магнитного поля должна отвечать условию замагниченности электронов $\rho_L < h$, где ρ_L — ларморовский радиус электронов, h — расстояние до анода.

Анализ показывает, что для сбалансированного магнетрона высота ионизационной ловушки d_i (рис. 3.14) максимальна и уменьшается как при увеличении, так и при уменьшении тока соленоида. Это позволяет сделать предположение, что именно размер области ионизации определяет минимальное давление существования магнетронного разряда.

Для проверки альтернативным способом влияния размера ионизационной ловушки на давление погасания магнетронного разряда были проведены следующие эксперименты. В рабочей камере установки был смонтирован подвижный анод 1, изготовленный из нержавеющей сетки диаметром 300 мм и ограничивающий расстояние катод — анод-сетка без искажения топологии

магнитного поля (рис. 3.13). Для сбалансированного магнетрона были проведены измерения p_{ign} при изменении величины d .

Результаты измерений $p_{ign}(d)$ при уменьшении расстояния катод-сетка d в логарифмическом масштабе представлены на рис. 3.18 (графики 1-3). На этом же рисунке показаны аналогичные результаты, демонстрирующие взаимосвязь минимального давления существования магнетронного разряда от топологии СЛ МП – высоты арок d_i (график 4). При этом давление p_{ign} измерялось экспериментально (см. рис. 3.17), а размер ионизационной ловушки d определялся при помощи математического моделирования пространственного распределения магнитного поля (см. рис. 3.14). Как видно из рисунка, все представленные точки достаточно хорошо ложатся на прямую, соответствующую соотношению $p_{ign} \cdot d = 3 \pm 0,6$ мТорр·см.

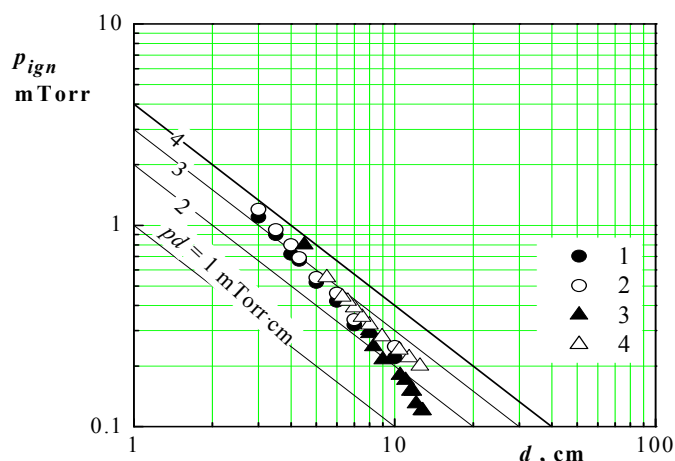


Рис. 3.18. Зависимость давления погасания магнетронного разряда от расстояния мишень-сетка:

1 – $I_p=1$ А,

2 – $I_p=2$ А,

3 – $I_p=3$ А,

и от высоты арок СЛМП согласно расчетам (4).

Отметим, что при наличии анода-сетки на расстоянии d меньше 5 см и понижении давления меньше p_{ign} , разряд не гас, а переходил в высоковольтный слаботочный режим с анодным слоем, в котором основное падение потенциала сосредоточено вблизи анода (рис. 3.19). В рассматриваемом экспериментальном устройстве при наличии анода-сетки переход магнетронного разряда в режим с прианодным слоем происходил скачкообразно при $pd \approx 3$ мТорр·см. Во всех остальных случаях при давлениях ниже p_{ign} разряд не горел ни при каких напряжениях.

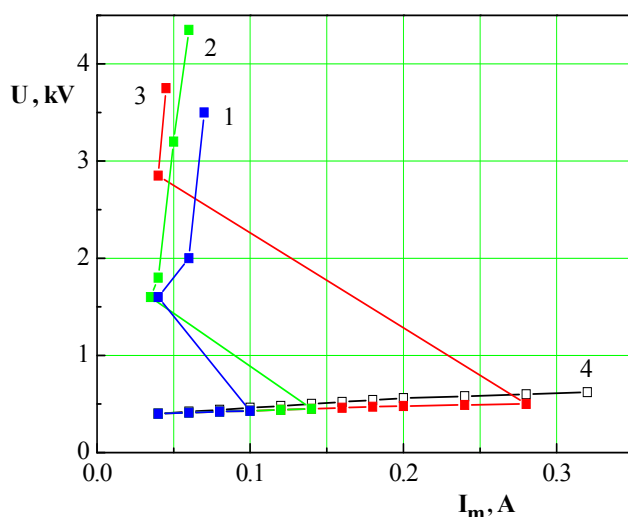


Рис. 3.19. ВАХ магнетронного разряда с анодом-сеткой ($d=4$ см) в переходных режимах при различных давлениях аргона:

1 - $p=6 \cdot 10^{-4}$ Торр,
 2 - $p=7 \cdot 10^{-4}$ Торр,
 3 - $p=8 \cdot 10^{-4}$ Торр,
 4 - $p=9 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Пространственно-усредненная модель планарного магнетронного разряда

Таким образом, результаты экспериментов показывают, что порог погасания магнетронного разряда по давлению рабочего газа p_{ign} зависит от напряженности магнитного поля и конфигурации СЛМП. Эти факторы можно объединить одним параметром – высотой ионизационной ловушки, ограниченной арками силовых линий магнитного поля d_i , дважды пересекающих катод (рис. 3.14), причем напряженность магнитного поля отвечает условию замагниченности электронов $\rho_L < h$, где ρ_L – ларморовский радиус электронов, h – расстояние до анода.

Для объяснения экспериментальных данных погасания МР или перехода в ускорительный режим при снижении давления рабочего газа была разработана пространственно-усредненная модель плазмы в магнитном поле. По основным приближениям модель близка «глобальной» модели ВЧ-индукционного разряда при низких давлениях [84] и модели магнетронного разряда, представленной в работе [89]. На рис. 3.20 приведена принципиальная схема структуры ПМР.

Основными положениями модели являются:

- Ионизация рабочего газа осуществляется преимущественно в квазинейтральной плазме в области ионизационной ловушки 4 плазменными р-электронами с равновесной максвелловской функцией распределения по энергиям (ФРЭЭ) и, соответственно, температурой T_e .

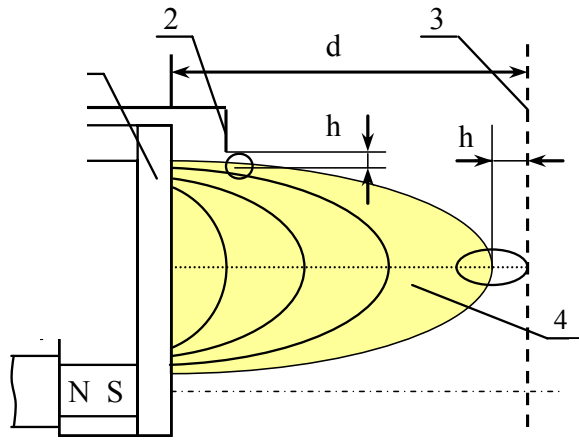


Рис.3.20. Принципиальная схема планарного магнетронного разряда.

1 – катод-мишень,
 2 – неподвижный анод,
 3 – подвижная анод-сетка,
 4 – ионизационная ловушка.
 $h = \rho_L$ – ларморовский радиус электронов,
 d – расстояние катод-сетка.
 ионизационная ловушка – закрашена.

- Первичные, высокоэнергетичные γ -электроны, выбитые с поверхности мишени ионами и ускоренные в прианодном слое, обеспечивают нагрев р-электронов в результате кулоновских столкновений и развития пучково-плазменных неустойчивостей [143], что справедливо при высокой плотности р-электронов, т.е. относительно больших разрядных токах.
- Объем ионизационной ловушки V ограничен катодом-мишенью площадью S_i , на которую уходят все ионы, и арками силовых линий магнитного поля (СЛМП) высотой d_i , дважды пересекающими катод, т.е. $V \approx S_i \cdot d_i$. Максимальное значение d_i ограничено СЛМП, находящимися от анода на расстоянии менее ρ_L .
- В области ионизационной ловушки температура T_e р-электронов полагается постоянной.
- В плазме имеет место аномальная подвижность и диффузия электронов в магнитном поле. Поэтому скорость ухода электронов из плазмы v_e ограничена скоростью ухода ионов и соответствует критерию Бома $v_e \approx v_i \approx (T_e/M_i)^{1/2}$ [141].
- Частота ионизации электронами $\nu_i = n_a \cdot K_i$, где K_i – скорость реакции ионизации атомов р-электронами, n_a – концентрация рабочего газа:

$$K_i(T) = \langle \sigma(v)v \rangle = \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma(v) \cdot v \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2KT} \right) 4\pi v^2 dv. \quad (3.1)$$

При вышеперечисленных условиях уравнение баланса ионов (уравнение непрерывности) в интегральной форме имеет вид:

$$\oint_{S_i} en_i v_i dS = en_a \oint_V K_i n_e dV. \quad (3.2)$$

После пространственного усреднения при постоянных v_i , T_e , K_0 из уравнения (3.1) получается:

$$h(T_e/M)^{1/2} = n_a d_i K_i, \quad (3.3)$$

где $d_i = V / S_i$, $h = n_{i\text{зр}} / n_{\text{еср}}$ – параметр, учитывающий неоднородность распределения плотности плазмы, $n_{i\text{зр}}$ – плотность ионов вблизи катода, $n_{\text{еср}}$ – средняя плотность электронов по объему [146].

Следует рассмотреть следующие возможности определения скорости реакции ионизации при различной аппроксимации сечения ионизации $\sigma_i(\varepsilon)$.

1) K_i задается уравнением Аррениуса [146]:

$$K_i = K_0 \exp(-eI/T_e),$$

где I – потенциал ионизации атома, K_0 – постоянная величина. Тогда температура плазменных электронов при $h=1$ определяется из уравнения:

$$(n_a d_i) = \left(\frac{T_e}{eI} \right)^{1/2} e^{I/T_e} \left(\frac{(eI/M)^{1/2}}{K_0} \right). \quad (3.4)$$

2) При относительно небольшой температуре электронов $T_e < eI$ сечение ионизации аппроксимируется линейной функцией $\sigma_i(\varepsilon) = \sigma_0(\varepsilon/eI - 1)$ и для максвелловской ФРЭЭ [64]:

$$K_i = \sigma_0 \bar{v} (1 + 2T_e/eI) \exp(-eI/T_e), \quad (3.5)$$

где $\bar{v} = (8T_e/\pi m)^{1/2}$ – средняя арифметическая скорость. В этом случае температура р-электронов определяется из уравнения:

$$(n_a d_i) = \left(\frac{\pi m}{8M} \right)^{1/2} e^{eI/T_e} \frac{1}{\sigma_0 (1 + 2T_e/eI)}. \quad (3.6)$$

3) Для выбранного сорта газа сечение ионизации $\sigma(\varepsilon)$ задается численно в диапазоне энергий (0-150) эВ и, соответственно, уравнение (3.1) численно интегрируется.

На рис. 3.21 представлены зависимости константы скорости ионизации при различных аппроксимациях, а на рис. 3.22 – нормированной электронной температуры T_e/eI от безразмерного параметра:

$$(n_a d_i)' = \frac{n_a d_i}{(eI/M)^{1/2} / K_0}, \quad (3.7)$$

рассчитанные согласно уравнениям (3.4), (3.6) для аргона ($K_0=5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, $I=15,6 \text{ эВ}$, $M=40$ [146]). Там же приведена зависимость T_e/I от $(n_a d_i)'$ (график 1), полученная в результате численного интегрирования уравнения (3.1) согласно данным сечения ионизации аргона из [147].

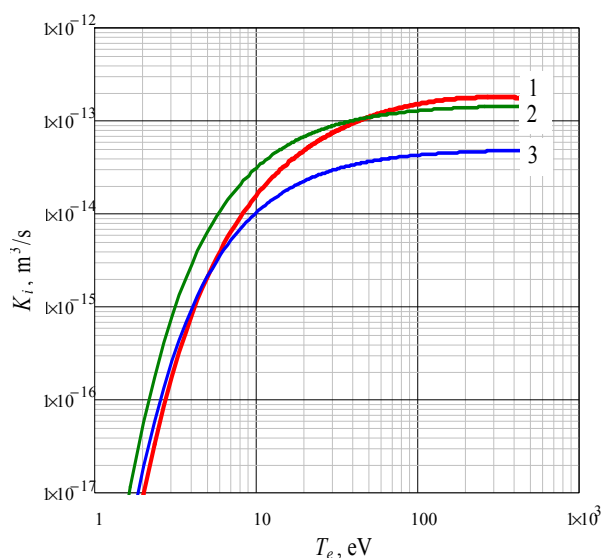


Рис. 3.21. Константа скорости ионизации рассчитанная из сечения ионизации аргона:
1 – при максвелловской функции распределения электронов,
2 – по уравнению Аррениуса с $K_{i0} = 15 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$,
3 – по уравнению Аррениуса с $K_{i0} = 5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$.

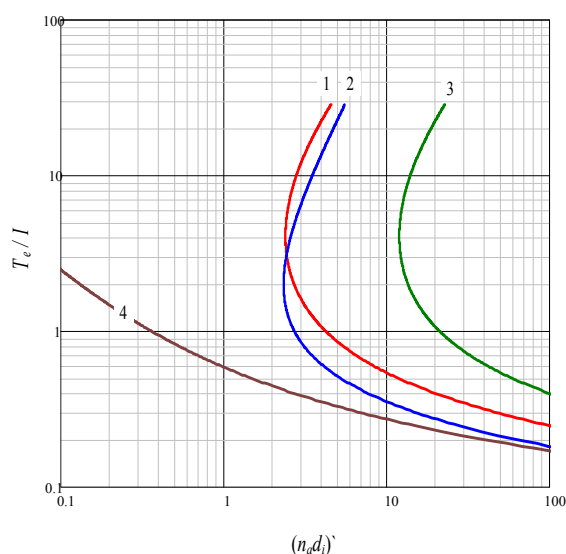


Рис. 3.22. Зависимость нормированной электронной температуры от параметра подобия $(n_a d_i)'$.

1 – точное решение для модели постоянной плотности при численном интегрировании с $h = 1$, $h = n_{i\text{эп}}/n_{\text{еср}}$,
2 – по уравнению Аррениуса с $K_{i0} = 15 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ для модели постоянной плотности,
3 – решение для неоднородной модели с $h = 5$,
4 – при линейной аппроксимации сечения ионизации.

Как видно из рисунка, существует минимальное значение параметра $(n_a d_i)'_{min}$, при котором реализуется ионизационное равновесие в плазме, определяющее согласно уравнению (3.3) равновесную электронную температуру T_e . Величина $(n_a d_i)'_{min}$ определяется максимальным значением скорости реакции ионизации K_0 . При линейной аппроксимации сечения ионизации максимальное значение K_i отсутствует (3.5) и исчезает $(n_a d_i)'_{min}$ (график 4 рис. 3.22). Пространственная неоднородность плазмы вблизи катода приводит к существенному увеличению порога погасания $(n_a d_i)'_{min}$ планарного магнетронного разряда по давлению рабочего газа ($h > 1$).

Сравнение экспериментальных данных с теорией.

Обсуждение результатов

Проведенные исследования показали, что параметром подобия МР по давлению рабочего газа p и геометрическим размерам d , определяющим порог погасания и переходные режимы, является произведение $pd \sim n_a d_i$ аналогично тлеющему разряду постоянного тока [62-64, 84, 85]. Однако пространственный масштаб имеет иной физический смысл: d не является расстоянием между анодом и катодом, а соответствует характерному размеру области ионизационной ловушки $d = d_i = V / S_i$.

В экспериментах были использованы две методики. В первом случае изменялась высота арок магнитного поля d за счет изменения топологии СЛМП в результате воздействия магнитного поля внешнего соленоида. Во втором случае для изменения максимальной высоты арок d был использован подвижный анод-сетка. Обе методики дали одинаковое значение $(pd_i)_{min} \approx 3$ мТорр·см.

Для того чтобы понять физические причины существования минимального давления существования магнетронного разряда, следует проанализировать взаимосвязь между давлением газа и равновесной температурой электронов, необходимой для поддержания магнетронного разряда при этом давлении. Рис. 3.22 демонстрирует, что существует

минимальное значение параметра $(n_a d_i)'_{min}$, ниже которого баланс частиц не может выполняться ни при каких температурах электронов. На рис. 3.23 представлена эта же зависимость температуры электронов от давления, перестроенная в размерных величинах для случая ионизации только р-электронами. Этот случай реализуется при больших разрядных токах, когда р-электроны, обладающие высокой плотностью, обеспечивают основной вклад в ионизацию. На этом же рисунке вертикальной линией показан экспериментально установленный предел существования магнетронного разряда по давлению p_{ign} .

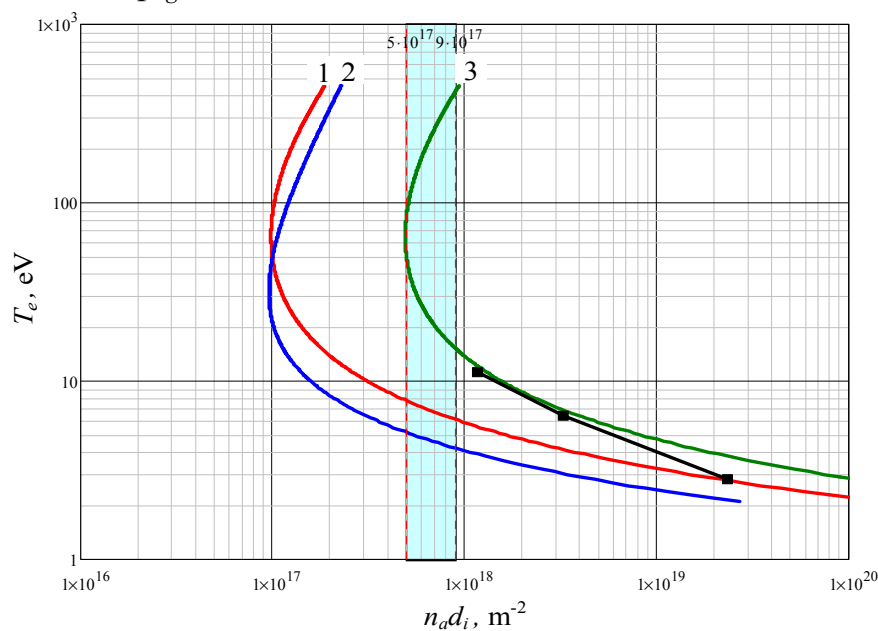


Рис. 3.23. Зависимость равновесной температуры от параметра подобия $n_a d_i$:

1 – точное решение для модели, рассчитанной из сечения ионизации аргона при максвелловской ФРЭЭ,

2 – решение для модели с постоянной плотностью плазмы, рассчитанное в приближении скорости ионизации по Аррениусу с $K_{i0} = 15 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$,

3 – решение для неоднородной модели с $h = 5$, $h = n_{i2p}/n_{exp}$.

Точками показаны значения электронной температуры из эксперимента. Заштрихованная область соответствует порогу погасания магнетронного разряда согласно экспериментам.

Причиной существования $(pd_i)_{min}$ является ограничение скорости ионизации электронами K_i при росте температуры электронов. Сравнение экспериментальных данных с расчетными подтверждает это утверждение. Отметим, что при использовании линейной аппроксимации сечения ионизации порог погасания разряда отсутствует.

3.3 Феноменологическая модель и дрейфовая теория ПМР в плазменном режиме

Простейшая модель магнетронного разряда, основанная на уравнении баланса энергий первичных γ -электронов, выбитых с поверхности катода в результате ионной бомбардировки, представлена в книге Либермана [146]. Согласно модели ионизация рабочего газа осуществляется только γ -электронами, и напряжение на разряде U определяется выражением

$$U = \frac{\varepsilon_{c\gamma}}{e\gamma_{eff}}, \quad (3.8)$$

где $\varepsilon_{c\gamma}$ - неупругие потери γ -электронов при образовании ион-электронной пары, γ_{eff} - эффективный коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии, учитывающий, что часть γ -электронов возвращается на катод вдоль магнитных силовых линий, $\gamma_{ef} = \gamma\chi$, где γ - коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии, определяемый материалом мишени, а $\chi < 0,5$ - коэффициент захвата γ -электронов в плазме, зависящий от давления, напряженности магнитного поля, конфигурации СЛМП, шероховатости поверхности катода [92, 93].

В рамках этой модели ВАХ магнетронного разряда имеет стабилитронный характер, т.е. напряжение на разряде U не зависит от разрядного тока I_p . Вместе с тем эксперименты показывают (см. рис. 3.15), что тенденции к насыщению ВАХ наблюдаются только при относительно больших разрядных токах (для выбранного экспериментального устройства $I_p > 8$ А). В начальной стадии разряда U существенно зависит от разрядного тока.

Для уточнения этой зависимости вблизи порога зажигания при малых разрядных токах были проведены дополнительные исследования начального участка ВАХ, используя стабилизированный, маломощный ($I_p < 1$ А) источник питания. На рис. 3.24 представлены результаты проведенных измерений в режимах МР, аналогичных ВАХ на рис. 3.15 для мишени из алюминия. Для сопряжения с сильноточным режимом ВАХ построены в полулогарифмическом масштабе.

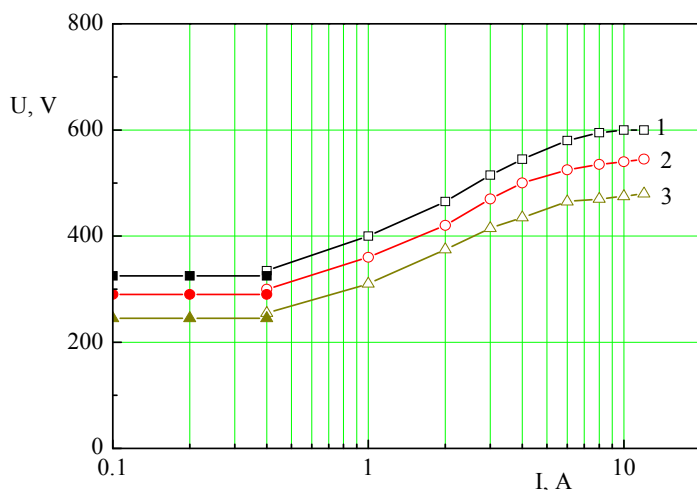


Рис. 3.24. ВАХ магнетронного разряда в логарифмическом масштабе тока разряда I_p при различных давлениях аргона:

- 1 - $p=5 \cdot 10^{-4}$ Торр,
- 2 - $p=6 \cdot 10^{-4}$ Торр,
- 3 - $p=7 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Как следует из рис. 3.24 характер ВАХ при $I_p < 1$ А также имеет «стабилитронный» характер. При $0,8 \text{ А} < I_p < 8 \text{ А}$ существует переходной участок, когда $U=f(I_p)$, а при $I_p > 8 \text{ А}$ напряжение на разряде стремится к насыщению. При снижении рабочего давления U растет, а форма ВАХ качественно не изменяется.

Усовершенствованная пространственно-усредненная модель ПМР

Для объяснения этих экспериментальных данных пространственно-усредненная модель магнетронного разряда, представленная в разделе 3.2, была усовершенствована. Принципиально новым в модели является утверждение, что ионизация рабочего газа в МР осуществляется как первичными высокоэнергетичными γ -электронами ($\varepsilon_\gamma > I$), захваченными в ионизационную ловушку (4), рис. 3.20, и осциллирующими вдоль магнитных силовых линий (os-электронами), так и вторичными низкоэнергетичными плазменными электронами (р-электронами), родившимися в объеме плазмы. Основными положениями модели являются следующие:

- Объем плазмы ионизационной ловушки V ограничен катодом-мишенью площадью S_i , которая бомбардируется ионами, и арками СЛМП высотой d_i , дважды пересекающими катод, $V \approx S_i \cdot d_i$. Максимальное значение $d_i = d$ соответствует СЛМП, с которых электроны уходят на анод (рис. 3.20).
- Длина свободного пробега ионов λ_i больше характерных размеров ионизационной ловушки $\lambda_i > d_i$, что определяет верхний предел

применимости модели по давлению рабочего газа.

- Функция распределения по энергиям р-электронов полагается максвелловской, с соответствующей равновесной электронной температурой T_e . Энергия ос-электронов $\varepsilon_{os} \approx e \cdot U_k \gg eI$, где U_k – прикатодное падение потенциала, I – потенциал ионизации рабочего газа.
- Плотности ос-электронов n_{os} и р-электронов n_p предполагаются однородными, а плотность ионов $n_i \leq n_{os} + n_p$.
- В плазме имеет место аномальная подвижность электронов в магнитном поле. Поэтому скорость ухода электронов из плазмы v_e ограничивается скоростью ухода ионов v_i , которая соответствует критерию Бома: $v_e = v_i \approx (T_e/M_i)^{1/2}$ [64].
- Скорость ионизации электронами K_i аппроксимируется уравнением Аррениуса $K_i = K_0 \cdot \exp(-I/\varepsilon_e)$, где $K_0 = \text{const}$. Для р-электронов $\varepsilon_e = T_e$, а для ос-электронов ($\varepsilon_{os} \gg I$) скорость ионизации определяется K_0 [84].

По основным приближениям представленная модель близка к «глобальной» пространственно усредненной модели ВЧ индукционного разряда и модели магнетронного разряда, представленным в работах [86, 89], однако, в предлагаемой модели электроны разделены на две группы с различными свойствами. Причиной учета в модели двух групп электронов является существенное различие в энергетической цене иона для р- и ос-электронов.

Энергетическая цена иона является интегральной характеристикой плазмы, зависящей от функции распределения электронов по энергиям, и суммируется из потерь энергии первичного электрона при неупругих и упругих столкновениях с атомами при образовании одного иона ε_c и затрат энергии ε_k на вынос образовавшейся ион-электронной пары на границу плазмы [86].

В модели используются нормированные энергия $\varepsilon' = \varepsilon/eI$ и температура электронов $\tau = T_e/eI$, а также учитываются:

а) неупругие потери энергии р-электронов, $\varepsilon_{cp}' = \varepsilon_{cp}/eI$, которые аппроксимированы эмпирической формулой [87]:

$$\varepsilon_{cp}' = 1,73 \cdot \exp(0,16/\tau);$$

б) неупругие потери энергии при ионизации os-электронами $\varepsilon_{cos}' = \varepsilon_{cos}/eI$, рассчитанные для моноэнергетического спектра при энергии $\varepsilon \gg eI$:

$$\varepsilon_{cos}' = 1,73;$$

в) затраты энергии для ухода ион-электронной пары на границу плазмы в соответствии с пространственно усредненной моделью:

$$\varepsilon_k' = \tau = T_e/eI.$$

Следовательно, суммарная энергетическая цена иона при ионизации p- и γ -электронами определяется следующими выражениями:

$$\eta_{os}' = \varepsilon_{cos}' + \varepsilon_k' = 1,73 + \tau, \quad \eta_p' = \varepsilon_{cp}' + \varepsilon_k' = 1,73 \cdot \exp(0,16/\tau) + \tau.$$

На рис. 3.25 представлены графики величины затрат энергии на образование и вынос ион-электронной пары η_{os}' , η_p' в зависимости от электронной температуры, используемые в модели. Все величины приведены к безразмерному виду путем нормирования энергии и температуры на энергию ионизации.

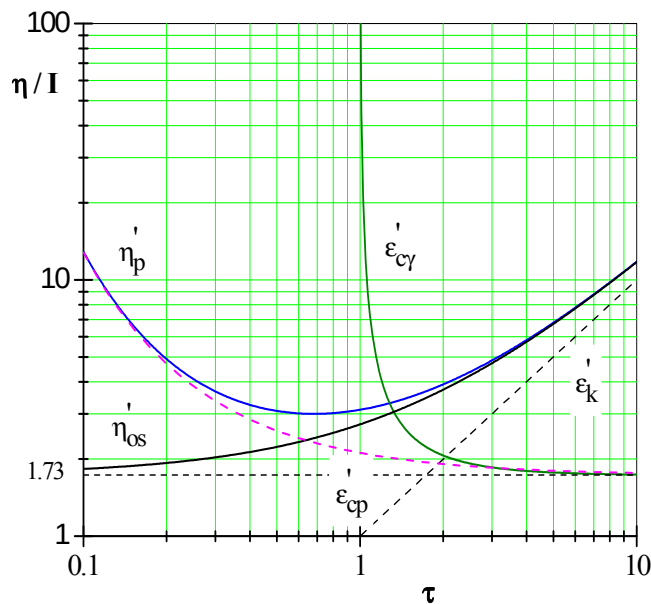


Рис. 3.25. Нормированные неупругие потери энергии, а также суммарные энергетические потери η при ионизации γ -, p-, os-электронами в зависимости от нормированной электронной температуры $\tau = T_e/eI$.

Ионизационный баланс при наличии р- и ос-электронов

Уравнение баланса ионов на границе плазмы с учетом ионизации ос- и р-электронами в интегральной форме имеет вид:

$$\oint_{S_i} en_i v_i dS = en_a \oint_V (K_i n_p + K_0 n_{os}) dV, \quad (3.9)$$

где n_a — плотность атомов нейтрального газа. При постоянных v_i , T_e , n_p , n_{os} , n_i из уравнения (3.9) получаем:

$$n_i (T_e / M)^{1/2} = n_a d_i \cdot K_0 (e^{-I/T_e} n_p + n_{os}), \quad (3.10)$$

где $d_i = V / S_i$.

Введя параметр $\delta = n_{os} / n_i$, определяющий относительную долю ос-электронов в плазме, и полагая $n_i \approx n_p$ (для $\delta \leq 0,1$), можно привести уравнение (3.10) к виду:

$$(n_a d_i) = \frac{t^{1/2} e^{1/\tau}}{1 + \delta \cdot e^{1/\tau}} \cdot \frac{(I/M)^{1/2}}{K_0},$$

или в безразмерной форме:

$$(n_a d_i)' = \frac{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}{1 + \delta \cdot e^{1/\tau}}, \quad (3.11)$$

где $(n_a d_i)' = \xi$ — параметр подобия $n_a d$, нормированный на величину $(n_a d)_0 = (I/M_i)^{1/2} / K_0$. Согласно [84] для аргона $K_0 = 5 \cdot 10^{-8}$ см³/с, $I = 15,6$ В, следовательно, значение $(n_a d)_0 = 1,6 \cdot 10^{13}$ см⁻². Рассчитанные при помощи выражения (3.11) зависимости параметра ξ от температуры электронов при различных δ представлены на рис. 3.26.

Из рисунка видно, что учет в модели двух групп электронов привел к появлению широкого спектра решений по сравнению с однозначной взаимосвязью между электронной температурой и давлением, характерной для максвелловской плазмы ($\delta = 0$).

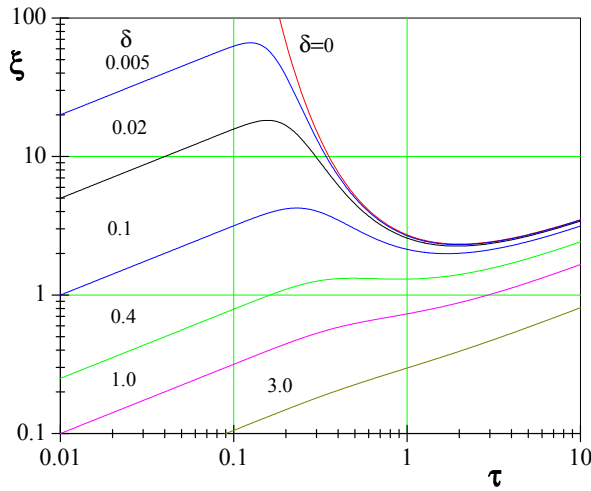


Рис. 3.26. Зависимости нормированной электронной температуры $\tau = T_e / eI$ от параметра подобия $\xi = (n_a d)'$ при различной концентрации ос-электронов $\delta = n_{os} / n_i$.

Для того, чтобы оценить соотношение вкладов в ионизацию p - и ос-электронов можно представить уравнение (3.10) в виде

$$j_{\Sigma} = j_p + j_{os}, \quad (3.12)$$

где j_p и j_{os} — плотности токов ионов на катод, создаваемых, соответственно, p - и ос-электронами, j_{Σ} — суммарная плотность тока ионов, генерируемого в ионизационной ловушке. Из уравнения (3.10) можно получить выражения для относительного вклада в ионизацию рабочего газа ос- и p -электронов:

$$\frac{j_p}{j_{\Sigma}} = \frac{(n_a d_i)'}{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}, \quad \frac{j_{os}}{j_{\Sigma}} = 1 - \frac{(n_a d_i)'}{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}. \quad (3.13)$$

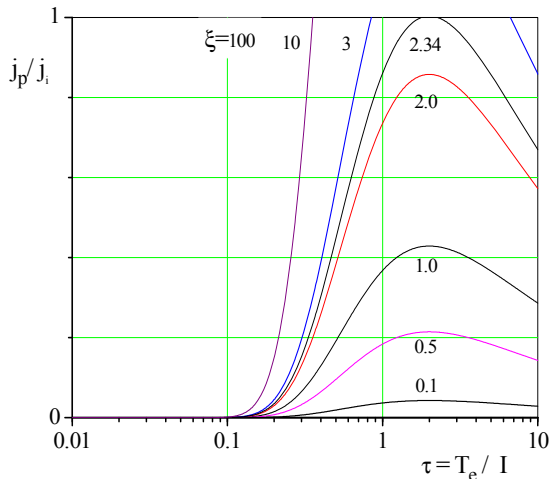


Рис. 3.27. Относительный вклад в ионизацию рабочего газа p -электронов j_p / j_i от нормированной электронной температуры $\tau = T_e / eI$ при различных значениях параметра подобия $(n_a d)' = \xi$.

Графики зависимостей j_p / j_{Σ} от τ при различных значениях параметра ξ представлен на рис. 3.27. Видно, что при низких температурах p -электронов и низких давлениях $\xi < 2,34$ существенна ионизация только ос-электронами ($j_p / j_{\Sigma} \ll 1$), при $j_p / j_{\Sigma} = 1$ ($\delta = 0$) имеет место ионизация только p -электронами, а область $j_p / j_{\Sigma} > 1$ не имеет физического смысла. Данная зависимость важна для изучения энергобаланса и вольт-амперных характеристик разряда.

Энергетический баланс ПМР при наличии ос-электронов

Энергобаланс системы с учетом одновременной ионизации ос- и р-электронами согласно модели определяется уравнением:

$$P = I_{\Sigma}U = UI_i + \gamma_{eff}UI_i = UI_i + \varepsilon_{cos}I_{os} + \varepsilon_{\kappa}I_e + \varepsilon_{ep}I_p + \gamma_{eff}I\varepsilon_{\kappa}, \quad (3.14)$$

где U – напряжение на разряде,

I_{Σ} – ток во внешней цепи разряда,

$I_i = I_e$ – токи ионов и электронов, родившихся в плазме,

I_{os} – ток ионов, родившихся при ионизации ос-электронами,

I_p – ток ионов, родившихся при ионизации р-электронами ($I_i = I_{os} + I_p$),

$I_e\varepsilon_{\kappa}$ и $\gamma_{eff}I\varepsilon_{\kappa}$ – мощность, выносимая р- и ос-электронами на анод.

Это уравнение позволяет определить разрядное напряжение:

$$eU = \eta_{\Sigma} / \gamma_{eff} + \varepsilon_{\kappa}, \quad (3.15)$$

где η_{Σ} – суммарная энергетическая цена иона с учетом одновременной ионизации γ - и р-электронами:

$$\eta_{\Sigma}' = \eta_{os}' \cdot \frac{I_{os}}{I_{\Sigma}} + \eta_p' \cdot \frac{I_p}{I_{\Sigma}}. \quad (3.16)$$

Подставляя в (3.16) значения η_{os}' , η_p' и выражение (3.13) с учетом того, что плотности токов частиц пропорциональны токам, получим в безразмерном виде:

$$\eta_{\Sigma}' = 1,73 + \tau + \frac{1,73 \cdot (e^{0,2/\tau} - 1) \cdot (n_a d_i)'}{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}. \quad (3.17)$$

Функция η_{Σ}' при различных значениях параметра $(n_a d_i)'$ представлена семейством графиков на рис. 3.28. Очевидно, что значения $\eta_{\Sigma}' > \eta_p'$ не имеют физического смысла.

В соответствии с уравнением (3.15) величина η_{Σ} определяет напряжение на разряде $U = \eta_{\Sigma} / \gamma_{eff}$ с точностью до малого члена ε_{κ} и зависит от температуры р-электронов и параметра подобия ξ . Влияние этих факторов на вольт-амперную характеристику МР обсуждается в следующем подразделе.

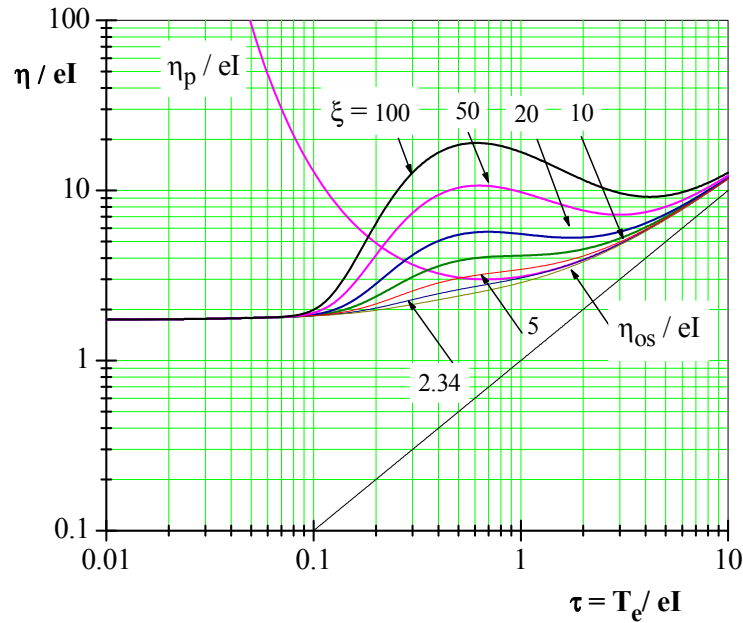


Рис. 3.28. Суммарная нормированная энергетическая цена иона η_{Σ}' с учетом одновременной ионизации os- и p-электронами согласно модели в зависимости от нормированной электронной температуры τ при различных значениях параметра подобия $(n_a d_i)' = \xi$.

В соответствии с уравнением баланса энергии (3.15) напряжение на разряде, без учета ε_{κ} , определяется суммарной энергетической ценой иона η_{Σ} и эффективным коэффициентом вторичной ион-электронной эмиссии γ_{eff} : $eU = \eta_{\Sigma} / \gamma_{eff}$. В предельных режимах ионизации только os-электронами $eU = \eta_{os} / \gamma_{\phi} = 1,73 eI / \gamma_{eff}$, а при ионизации только p-электронами $eU = \eta_p / \gamma_{eff} = f(\tau)$ (рис. 3.28).

В переходном режиме увеличение U определяется изменением η_{Σ} от η_{os} до η_p при увеличении электронной температуры T_e , задаваемой ростом разрядного тока I_p . Для расчета вольт-амперной характеристики разряда необходимо знать функциональную зависимость $T_e(I_p)$, нахождение которой представляет собой отдельную задачу. Измерения функции распределения электронов по энергиям проводились неоднократно [142] и показали, что основная группа электронов имеет равновесную, близкую к максвелловской ФРЭЭ с температурой электронов 2-7 эВ, которая имеет сильную пространственную неоднородность. Также было установлено существование высокоэнергетичных, немаксвелловских «хвостов» ФРЭЭ, которые существенно трансформируются при изменении параметров системы – давления и месторасположения анода. Эта функция является результатом кулоновского

взаимодействия ос- и р-электронов, а также нелинейных и коллективных эффектов при пучково-плазменном нагреве плазмы ос-электронами [143], и для ее определения необходимы дополнительные исследования.

3.4 Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными

Исследования ВАХ магнетронного разряда были проведены на экспериментальной технологической установке, описанной в подразделе 3.2, которая была переоборудована (рис. 3.29). На основе результатов исследований,

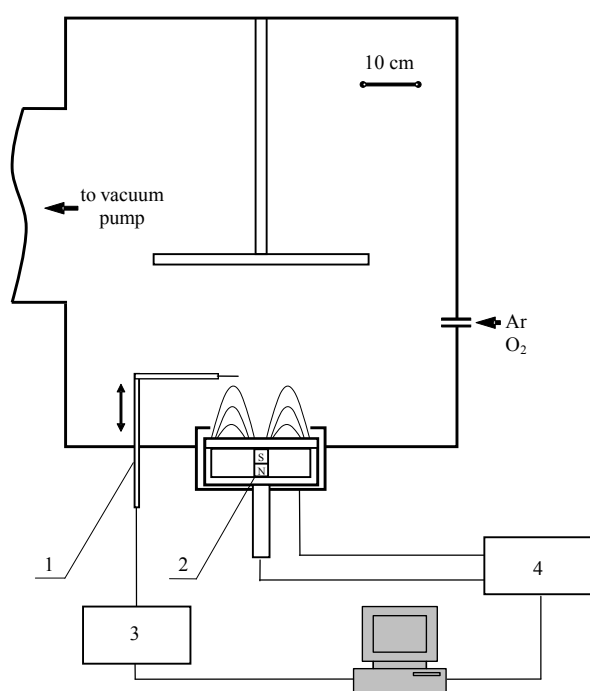


Рис. 3.29. Принципиальная схема установки, оборудованной зондовым измерительным комплексом «Плазмометр».

1 – подвижный одиночный ленгмюровский зонд, 2 – магнетрон, 3 – «Плазмометр», 4 – блок питания, оснащенный платой сопряжения с ПК.

приведенных в подразделе 3.2 был изготовлен планарный магнетрон низкого давления с постоянными магнитами – внешним, кольцевым, и центральным – стержневым, формирующими несбалансированную топологию СЛМП второго типа (рис. 3.14). На рис. 3.30 представлены конструкция магнетрона (а), конфигурация СЛМП (б), а на рис. 3.31 приведены фотографии внешнего вида магнетрона (а) и магнетронного разряда (б).

Для автоматизированного измерения характеристик разряда к блоку питания (4) магнетрона через плату сопряжения был подключен персональный компьютер (ПК), а в область ионизационной ловушки был

введен подвижный ленгмюровский зонд (1), который мог перемещаться в плоскости на расстояние 50 мм от катода-мишени магнетрона (2).

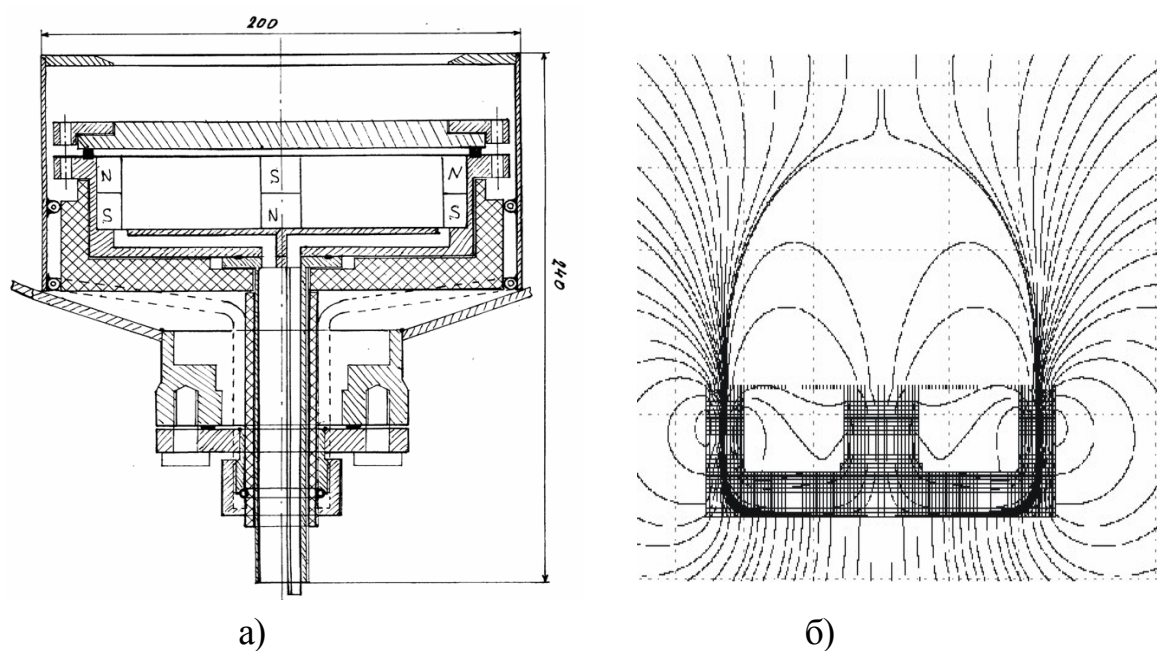


Рис. 3.30. Конструкция магнетрона на постоянных магнитах (а) и конфигурация силовых линий магнитного поля (б).



а)



б)

Рис. 3.31. Фотографии и внешнего вида магнетрона (а) и магнетронного разряда (б).

Измерение и обработка зондовых характеристик проводились с помощью универсального измерителя параметров газоразрядной плазмы «Плазмометр 3» (рис. 3.29) [144, 145], предназначенного для автоматизированного измерения стационарных параметров плазмы и их пространственных распределений. Измеряемыми параметрами были: потенциал плазмы, плавающий потенциал, плотность электронов и положительных ионов, температура и энергетический

спектр электронов. Прибор работал под управлением компьютера, оснащенного сервисным программным обеспечением, позволяющим полностью автоматизировать процесс измерения и обработки информации. В основу «Плазмометра» положен метод ленгмюровского зонда с комбинированной электронной и численной обработкой зондового сигнала. Данными, снимаемыми с зонда электронным контроллером, являются ВАХ и зависимости производных зондового тока от потенциала зонда, измеряемые по усовершенствованной модуляционной методике, позволяющей достигать высокой чувствительности

На рис. 3.32 представлены основные характеристики этого магнетрона – ВАХ в линейном и полулогарифмическом масштабах, на рис. 3.33 - зависимости напряжения МР при зажигании и токе 10 А от давления рабочего газа.

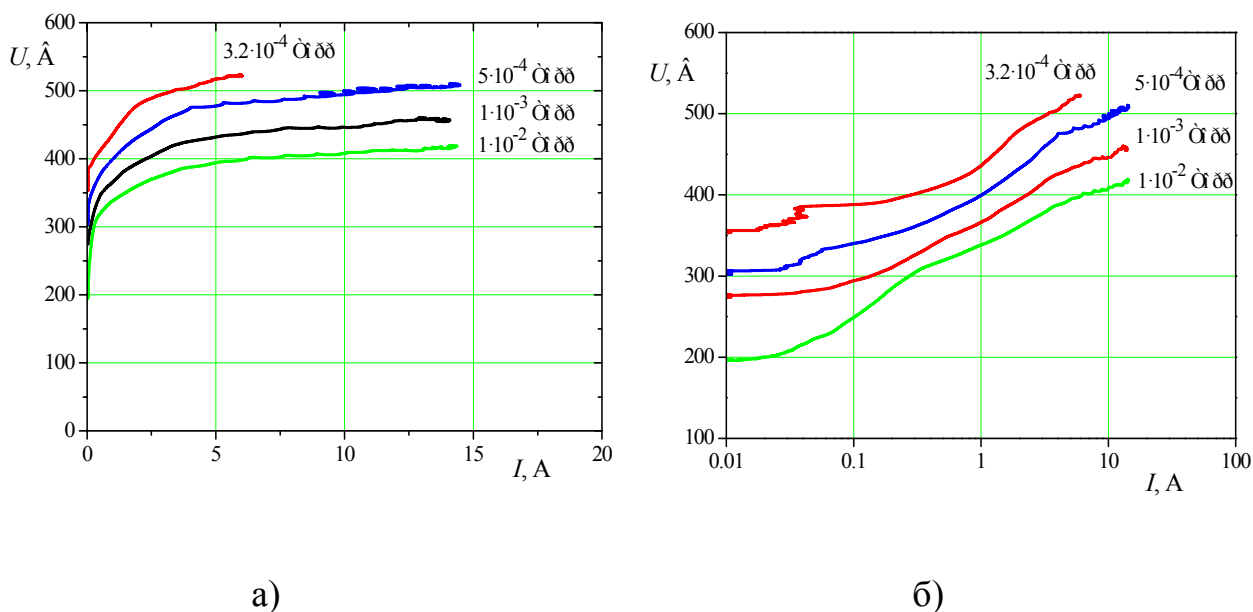


Рис. 3.32. ВАХ магнетронного разряда при различных давлениях рабочего газа в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабе.

На рис. 3.34 приведена зависимость нормированного напряжения $U_p/U_0=f(p)$, перестроенная из экспериментальных данных рис. 3.33, и зависимость, рассчитанная теоретически, из данных рис. 3.28.

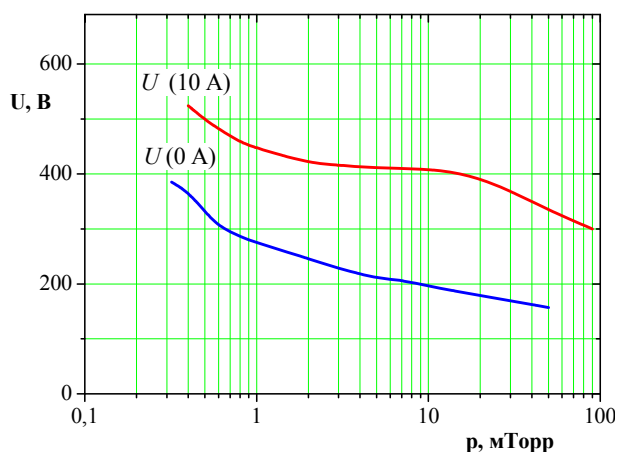


Рис. 3.33. Зависимости напряжения на РМР при разряде 10 А от давления рабочего газа.

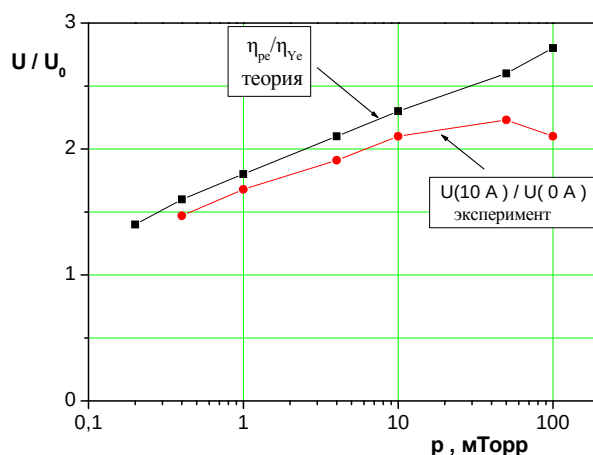
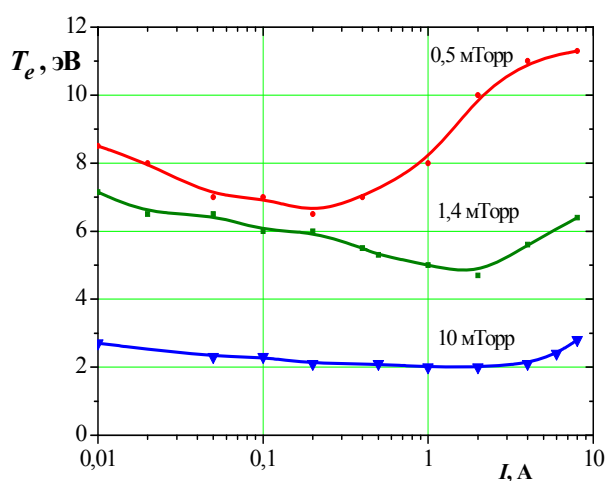
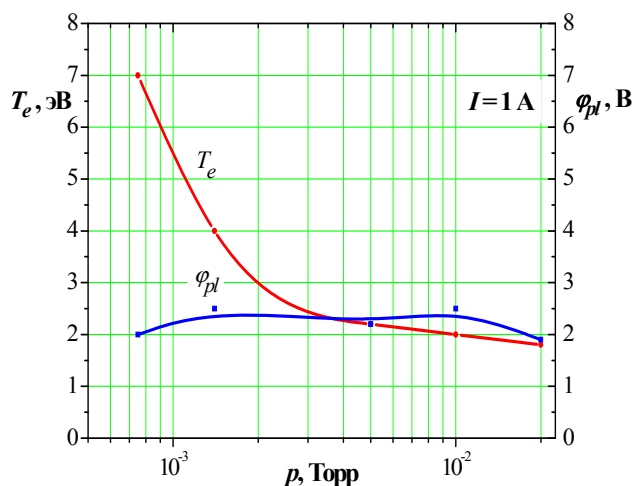


Рис. 3.34. Экспериментальная и теоретическая зависимости нормированного напряжения ФР/У от давления рабочего газа p (аргон).



а)



б)

Рис. 3.35. Зависимость электронной температуры от разрядного тока в полулогарифмическом масштабе (а) и зависимости температуры электронов и потенциала плазмы от давления рабочего газа при токе разряда 1 А (б).

При измерениях ФРЭЭ было установлено наличие «горячей» группы электронов со средней энергией 7-15 эВ, которая, как видно из рисунка, существенно зависит от давления рабочего газа и разрядного тока. Эти данные соответствуют результатам работы [142]. Однако, присутствие сильных «шумов» и микропробоев в разряде сильно снижает точность измерений.

Поэтому для окончательных выводов требуются специальные исследования с использованием стабилизированного источника питания и катода-мишени, не подверженной пассивации.

В соответствии с уравнением (3.15) абсолютное значение U_p в значительной мере определяется величиной коэффициента γ_{eff} , который трудно оценить или определить экспериментально, т.к. γ_{eff} зависит от давления, напряженности магнитного поля и конфигурации СЛМП, а также коллективных процессов в плазме [143]. Однако для качественного сравнения данных эксперимента и теории можно воспользоваться функциональными зависимостями нормированной величины $U_p / U_0 = \eta_\Sigma / \eta_{os}$ (U_0 – напряжение зажигания разряда) от I_p и p , которые можно построить из данных, приведенных на рис. 3.32б, 3.33.

Для расчета нормированных ВАХ необходимо численно перестроить функциональную зависимость энергетической цены иона η'_Σ , приведенную на рис. 3.28, $U_p / U_0 = \eta_\Sigma / eI$ и воспользоваться зависимостью $T_e(I_p)/eI$, полученной из экспериментальных данных. Эти вспомогательные функции представлены на рис. 3.36, 3.37.

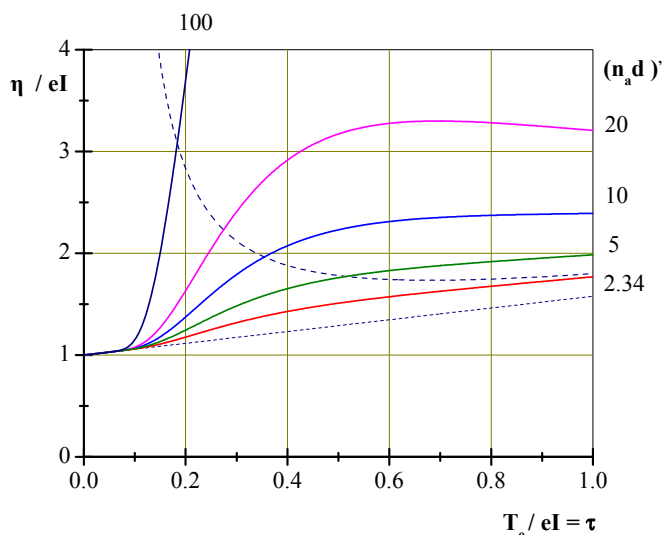


Рис. 3.36. Зависимости η'_Σ от нормированной электронной температуры $\tau = T_e/eI$ при различных значениях параметра подобия $(n_a d)'$ в линейном масштабе.

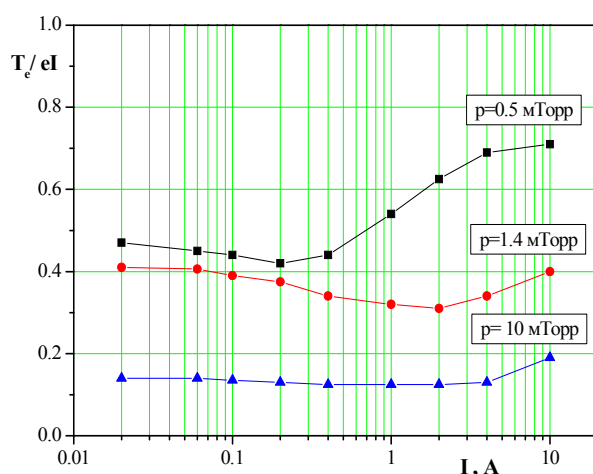


Рис. 3.37. Зависимости нормированной электронной температуры T_e/eI от разрядного тока при различном давлении рабочего газа.

нормированного напряжения $U_p/U_0 = f(I)$ от разрядного тока (нормированная ВАХ) при различных давлениях рабочего газа. На рис. 3.39 приведены

нормированные ВАХ при различных давлениях рабочего газа, рассчитанные согласно данным, приведенным на рис. 3.36, 3.37.

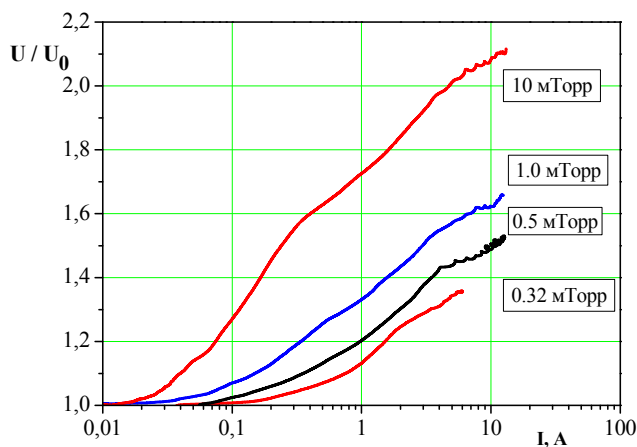


Рис. 3.38. Нормированная ВАХ $U_p/U_0 = f(I_p)$ при различных давлениях рабочего газа согласно экспериментам.

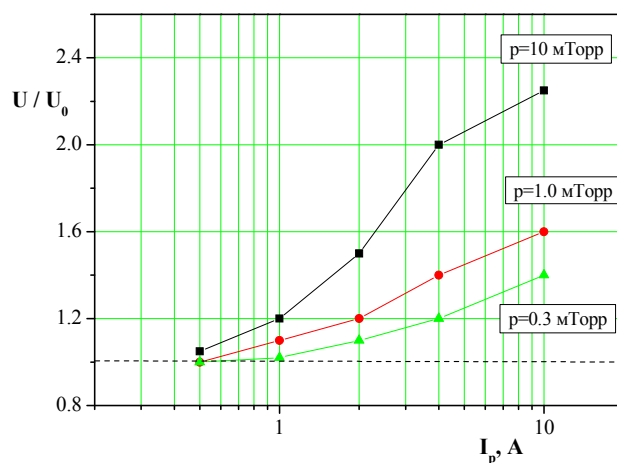


Рис. 3.39. Зависимости нормированного напряжения на разряде $U_p/U_0 = \eta_\Sigma / \eta_\gamma (\tau)$ от разрядного тока при различных давлениях рабочего газа, рассчитанная согласно данным рис. 3.38, 3.39.

Как следует из приведенных графиков, основные закономерности формирования ВАХ магнетронного разряда, рассчитанные теоретически, качественно и количественно подтверждаются экспериментальными данными на рис. 3.37. Вместе с тем, для более точных расчетов ВАХ магнетронного разряда требуются дальнейшие исследования.

Выводы

Таким образом, проведенные экспериментальные и теоретические исследования ПМР позволяют сделать следующие выводы.

1. Для ПМР параметром подобия по давлению рабочего газа p и геометрическим размерам d является произведение $p \cdot d \sim n_a d$ где d – характерный размер ионизационной ловушки. Максимальное значение d соответствует высоте арок СЛМП, упирающихся в анод.

2. Параметр $n_a d$, а также δ , характеризующий относительную плотность γ -электронов, определяет равновесную температуру электронов и, соответственно, границы существования плазменного режима ПМР, в том числе и порог погасания по давлению.

3. Температура электронов и параметр $n_a d$ определяют соотношение токов ионов, родившихся в результате ионизации ос- и р-электронами, и суммарную энергетическую цену иона η_Σ .

4. Максимальная и минимальная величина η_Σ определяются предельными случаями: при ионизации только ос-электронами $\eta_{\Sigma min} = \eta_{os}$, при ионизации только р-электронами $\eta_{\Sigma max} = \eta_p$. Отношение напряжения на разряде к напряжению зажигания $U/U_0 = \eta_p / \eta_{os}$ зависит от параметра $n_a d$ и уменьшается при уменьшении давления рабочего газа.

5. Функциональная зависимость T_e от плотности тока γ -электронов или вкладываемой в ионизацию мощности определяет вольт-амперную характеристику МР. Для количественного уточнения этой зависимости требуются дополнительные экспериментальные исследования механизма формирования γ_{eff} .

6. При уменьшении параметра $p \cdot d < (p \cdot d)_{min}$ ПМР перестраивается в высоковольтный режим с прианодным электронным слоем. При этом изменяются подвижность электронов от Бомовской к классической и ФРЭЭ от равновесной максвелловской к неравновесной периодической.

РАЗДЕЛ 4

ГЕНЕРАЦИЯ ПОТОКА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ИОНОВ В ВЧИ ИНДУКЦИОННОМ РАЗРЯДЕ

В настоящее время высокочастотный индукционный (ВЧИ) разряд является одним из основных инструментов в плазменных технологиях реактивного ионно-плазменного и ионно-лучевого травления (РИПТ, РИЛТ) в микро- и нанoeлектронике [161-165]. Более 60% оборудования для ионно-плазменных технологий разработано на базе ВЧИ разряда и его комбинаций с разрядами других типов. Основными причинами широкого применения ВЧИ разряда являются:

- низкая энергия ионов $\varepsilon_i - 10-40$ эВ,
- возможность независимого управления плотностью тока j_i и энергией ионов в широких пределах - $j_i = 0,1 - 100$ мА/см², $\varepsilon_i = 30 - 10^5$ эВ,
- возможность длительной работы с химически активными газами,
- относительная простота конструктивных решений плазмохимических реакторов и источников ионов с геометрическими размерами обрабатываемой поверхности 1 – 1000 см.

В зарубежной литературе начало “эры” индукционного разряда обычно связывают с первыми патентами 1990 г [166]. Например, в обзоре [165] было сказано, что первые системы для плазменной обработки на базе ВЧИ разряда были разработаны в Японии и США в конце 80-х – начале 90-х годов XX века и приведены ссылки на патенты, заявки на которые были поданы в 1989 г. В то же время, в Харьковском национальном университете имени В.Н. Каразина еще с начала 80-х годов проводились систематические фундаментальные и прикладные исследования ВЧИ разряда и способов формирования интенсивных низкоэнергетичных потоков ионов, результатом которых явилась разработка серии плазменных технологических систем на базе ВЧИР с диаметром разрядной камеры от 50 до 300 мм для осуществления процессов плазмохимического, реактивного ионно-плазменного и ионно-лучевого

травления [167, 168], а заявки на соответствующие патенты были поданы еще в 1987-89 гг. [169, 170]. Таким образом, эти работы во многом опередили время, однако информационная изолированность Советского Союза привела к тому, что они были неизвестны в мире. В тот период были разработаны и изготовлены источники ионов, плазменные реакторы и экспериментальные специализированные установки “Контур-02”, “Контур-04”, “Каштан-5” и др., проведен цикл работ по апробации и технологическому обеспечению этого оборудования для производства элементов оптоэлектроники, быстродействующих микроэлектронных приборов, финишной полировки лазерной оптики, плазменного проявления многослойного кремнийорганического резиста, размерного травления кремния и т. д. (Приложение А). В настоящем разделе представлены основные, приоритетные результаты проведенных фундаментальных исследований ВЧИ разряда, которые легли в основу разработки комплекса ионно-плазменного технологического оборудования.

4.1 Особенности ВЧИ разряда низкого давления. Обзор литературы.

Постановка задачи

Начало детальному изучению ВЧИ разряда было положено в работах Дж.Дж.Томсона [171, 172], в которых была доказана возможность существования разряда, поддерживаемого вихревым электрическим ВЧ полем. В этих работах также была предложена теория и установлен критерий зажигания безэлектродного разряда. Однако в работе [173] Д.Таунсенд получил в подобной системе разряд, возбуждаемый потенциальным электрическим полем соленоида и поставил под сомнение результаты, полученные Томсоном. Дискуссия между Томсоном и Таунсендом привлекла внимание многих экспериментаторов. Спор был разрешен в статье Мак Киннона [174], в которой было показано, что как в экспериментах Томсона имел место кольцевой ВЧИ разряд, вызванный переменным магнитным полем, так и в опытах Таунсенда

был аналогичный разряд, однако его природа маскировалась ВЧ емкостным разрядом, поддерживаемым потенциальным электрическим полем соленоида. Оценки, предложенные Дж.Дж.Томсоном, позже были уточнены в работах [175, 176].

Экспериментальному изучению компонент безэлектродного разряда в парах ртути была посвящена работа [177], в которой удалось получить кривые зажигания каждой фазы в отдельности и установить принципиальную роль потенциального электрического поля в пробое газа. Роль продольной потенциальной компоненты электрического поля E_z в пробое индукционного разряда обсуждается также в статье [178], в которой предлагается простое выражение для составляющих поля индуктора: $E_z/E_\phi = 2\pi R/(L/N)$, где R - радиус, L - длина индуктора, N - количество витков, E_ϕ - азимутальная вихревая составляющая поля.

Таким образом, еще в 20-30 годах XX века была однозначно установлена роль потенциальной и вихревой составляющих электрического поля в ВЧИ разряде, сформулирована его феноменологическая модель. Доказано, что ВЧИ разряд поддерживается вихревым ВЧ электрическим полем E_ϕ , что делает независимыми процесс нагрева плазмы и уход частиц на стенки газоразрядной камеры (ГРК). Кольцевые электронные токи, создаваемые ВЧИ полем, не вызывают рост напряжения в приэлектродных слоях пространственного заряда, как это происходит в случае постоянного или ВЧ емкостного токов, замыкающихся через стенки ГРК. Вследствие этого, в отсутствие внешних потенциальных постоянных или ВЧ полей в ВЧИ разряде температура электронного газа и потенциал плазмы относительно стенок ГРК определяются только балансом рождения и ухода заряженных частиц в объеме плазмы.

До начала 80-х годов XX века, в связи с интенсивным развитием физики и химии плотной высокотемпературной плазмы при больших потоках энергии и частиц большинство экспериментальных и теоретических работ по ВЧИ разряду исследовали область давлений рабочего газа $p > 10^{-1}$ Торр, когда реализуется диффузионный режим движения заряженных и нейтральных

частиц. Вместе с тем, для технологий РИЛТ и РИЛС представляет интерес стационарный режим ВЧИ разряда в области низких давлений $p < 10^{-1}$ Торр при небольшой степени ионизации рабочего газа, когда основными каналами диссипации энергии являются возбуждение, ионизация и ускорение атомов рабочего вещества, а длины свободных пробегов атомов и ионов значительно превосходят размеры системы. Поэтому в последующие годы число публикаций по практическому использованию ВЧИ разряда низкого давления сильно возросло [179-184]. Отметим наиболее принципиальные результаты, необходимые при разработке плазменных источников ионов на основе ВЧИ разряда.

Вычислению электромагнитных полей в индукционном разряде при низких давлениях была посвящена работа [183]. Авторами показано, что в диапазоне давлений $10^{-4} \div 10^{-2}$ Торр, высоких частот (более 10,7 МГц) и плотности заряженных частиц $n < 10^{12} \text{ см}^{-3}$ распределение полей индуктора можно считать близким к вакуумному.

В работе [181] изучалось влияние потенциального электрического ВЧ поля, наведенного разностью потенциалов между витками индуктора, на энергетический спектр ионов, покидающих ВЧИ разряд низкого давления. Было установлено, что использование многосекционного проводящего экрана витков соленоида, возбуждающего ВЧИ разряд, снижает энергетический разброс ионов с величины $\Delta \epsilon_i = 20 \div 40 \text{ эВ}$ до $\Delta \epsilon_i \leq 5 \text{ эВ}$.

Условие существования ВЧИ разряда низкого давления обсуждалось в работе [189]. В ней отмечается, что когда длина ионизации λ_i превосходит размер газоразрядной камеры d , пробой газа и создание плазмы только с помощью индуктора затруднено. Тем не менее, поддержание самостоятельного разряда при давлении рабочего газа $p \sim 10^{-3}$ Торр и ниже, когда длина свободного пробега электронов $\lambda \geq d$, индукционным способом осуществимо. Это обусловлено тем, что в плотной плазме (радиус Дебая $r_D \ll d$) электроны удерживаются в объеме ГРК пристеночными слоями нескомпенсированного пространственного заряда ионов, формирующего электростатическую ловушку

для электронов. При отсутствии объемной рекомбинации, многократно отражаясь от пристеночных слоев, электроны проходят расстояние, значительно превышающее длину ионизации λ_i . Поэтому условием поддержания разряда является выполнение более слабого чем $\lambda_i < d$ неравенства: $\lambda_i < d(M_i/m_e)^{1/2}$.

В приближении максвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и линейной аппроксимации сечения ионизации, можно получить аналитическое решение уравнения баланса рождения и ухода частиц, из которого следует, что T_e является функцией только произведения давления рабочего газа p в ГРК и характерного размера системы d [146]. При этом перепад потенциала в области квазинейтральной плазмы составляет величину порядка T_e , а потенциал плазмы относительно стенок ГРК – $\phi_{pl} = 0.5 \cdot T_e \cdot \ln(M_i/m_e)$. При снижении значения pd менее 10^{-1} Торр·см равновесная T_e повышается от величины порядка 3 эВ до $10 \div 15$ эВ, соответственно увеличивается и ϕ_{pl} . Отметим, что равновесные состояния плазмы чисто индукционного разряда, т.е. ВЧИ разряда без внешних потенциальных электрических полей, близки по своим параметрам плазме положительного столба тлеющего разряда [62-64].

Однако, для разработки плазменных реакторов и низкоэнергетичных ИИ на базе ВЧИ разряда с характерными размерами от 50 до 300 мм в диапазоне давлений $p < 10^{-2}$ Торр было необходимо провести дополнительные исследования. *Задачами этих исследований* являлись:

- определение закономерностей существования порога погасания ВЧИ разрядов с различными геометрией и размерами газоразрядной камеры,
- изучение факторов, влияющих на пространственную однородность и энергию потока ионов,
- определение энергетически оптимальных режимов ВЧИ разряда для формирования интенсивных потоков низкоэнергетичных ионов инертных и химически активных газов.

4.2 Экспериментальное оборудование для изучения ВЧИ разряда и методики измерений

В ретроспективе проведенных работ эволюция экспериментальных установок прошла путь от устройств, предназначенных для фундаментальных исследований и представляющих собой классический ВЧИ разряд в диэлектрической цилиндрической ГРК, на которых отрабатывались методики измерений, изучались кривые зажигания разряда, ватт-амперные характеристики, особенности согласования плазменной нагрузки с ВЧ генератором, к экспериментальным образцам ИИ, адаптированным к промышленным условиям, серийным ВЧ генераторам, согласующим устройствам и вакуумным агрегатам. Приоритетными направлениями исследования было изучение профилей плотности тока ионов j_i вблизи обрабатываемой поверхности и зависимостей пространственных распределений $j_i(r)$ от давления и сорта рабочего газа, ВЧ мощности, месторасположения индуктора, имеющих важное значение для технологий РИЛТ и РИЛС.

Экспериментальные результаты, представленные в этом разделе, были получены при исследовании следующих газоразрядных устройств.

Цилиндрический ВЧИ разряд с внешним кольцевым индуктором

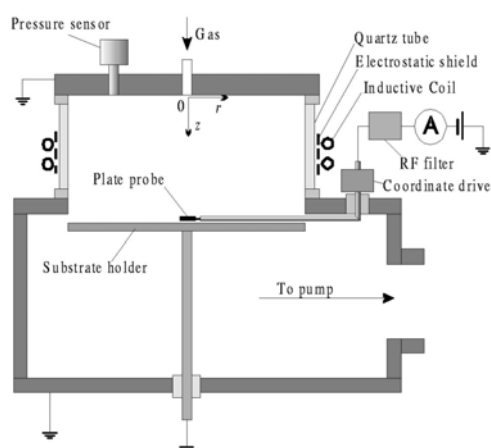


Рис. 4.1. Принципиальная схема экспериментального устройства для изучения характеристик цилиндрического ВЧИ разряда.

Одним из первых экспериментальных устройств, схема которого представлена на рис. 4.1, был ВЧИ разряд в цилиндрической кварцевой трубе диаметром 200 мм. Высота газоразрядной камеры составляла 100 мм. Сверху ГРК ограничивалось алюминиевым фланцем, через центр которого напускался рабочий газ. Внизу ГРК был расположен охлаждаемый столик

для образцов диаметром 200 мм. Откачка ГРК осуществлялась через кольцевую щель шириной 10 мм между вакуумной камерой и столиком. Вакуумная камера откачивалась турбомолекулярным насосом до остаточного давления $p = 0,01$ мТорр. Рабочим газом служил аргон при давлении в ГРК (0,1 – 100) мТорр.

Вихревое электрическое ВЧ поле создавалось двухвитковым медным цилиндрическим индуктором, охлаждаемым водой. Величина напряжения на индукторе U_{in} составляла 1–4 кВ в зависимости от нагрузки. Потенциальная составляющая электрического поля индуктора экранировалась многощелевым заземленным электростатическим экраном. ВЧ мощность в диапазоне 50 – 1000 Вт на частоте 13,56 МГц передавалась на индуктор от ВЧ генератора через согласующее устройство. Величина «падающей» мощности генератора измерялась штатным рефлектометром.

Измерение плотности тока ионов j_i проводились вблизи заземленной поверхности столика для образцов при помощи плоского зонда размером 1×1 см², который мог перемещаться в радиальном направлении координатным устройством (рис. 4.1). В измерениях был использован режим насыщения ионного тока, который достигался при потенциале зонда менее (-10) В. Также вводилась поправка для тока зонда, учитывающая ток вторичной ион-электронной эмиссии.

Планарный плазмохимический реактор на базе ВЧИ разряда с торцевым спиральным индуктором

Принципиальная схема и фотография плазменного реактора приведены на рис. 4.2. Газоразрядная камера реактора имела металлические боковые стенки радиусом $R = 7$ см и высотой $L = 6$ см. Верхний фланец камеры, изготовленный из термостойкого стекла, и медный индуктор охлаждались вентилятором. В нижней части камеры находился электрод диаметром 100 мм, изготовленный из нержавеющей стали, на котором при проведении технологического процесса располагалась обрабатываемая полупроводниковая пластина.

Высокочастотная энергия вводилась в плазму при помощи трехвиткового индуктора, который через согласующее устройство был подключен к ВЧ генератору с рабочей частотой 13,56 МГц. Подводимая ВЧ мощность изменялась в диапазоне 50 – 500 Вт. При необходимости ВЧ мощность подавалась на охлаждаемый проточной водой подложкодержатель от того же генератора. При этом использовалось дополнительное согласующее устройство с переменной индуктивностью, позволяющей плавно регулировать ВЧ смещение на подложкодержателе.

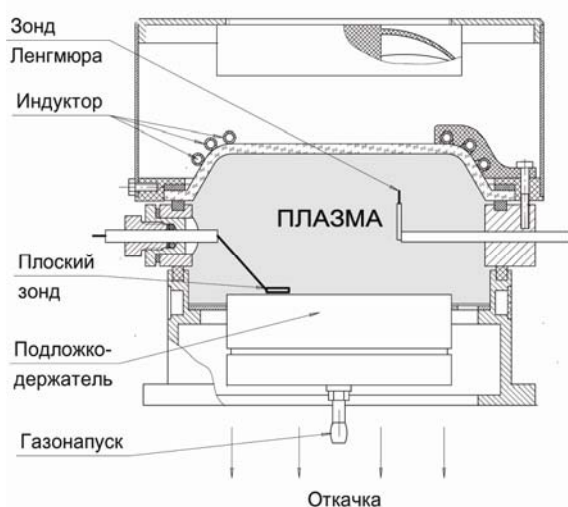


Рис. 4.2. Принципиальная схема ВЧ индукционного плазмохимического реактора.

Рабочий объем откачивался турбомолекулярным насосом до остаточного давления порядка 10^{-5} Торр, а рабочее давление составляло $(2 \cdot 10^{-4} - 5)$ Торр. Посадочное место реактора рассчитано на сопряжение со стандартным высоковакуумным постом, укомплектованным турбомолекулярным насосом 01AB-1500 и дополненным блоком питания Lenze 8200 Vector, адаптированным для работы в условиях ВЧ помех.

Измерения радиальных профилей плотности тока ионов на обрабатываемую поверхность проводились с помощью подвижного плоского зонда размерами 1×1 см с 5 мм охранным кольцом из слюды для предотвращения краевых эффектов. Также для измерения радиальных параметров плазмы использовался подвижный ленгмюровский цилиндрический зонд диаметром 0,2 мм и длиной 2 мм. Зонд мог перемещаться по радиусу на расстоянии 40 мм от подложкодержателя (рис. 4.2).

Источник низкоэнергетических ионов с внутренним индуктором

Систематические исследования формирования интенсивных низкоэнергетических потоков ионов из ВЧ индукционного разряда были проведены в работах [245, 253]. Результатом этих исследований явилась разработка целого ряда высокочастотных источников ионов с диаметром пучка от 20 до 250 мм [245]. В данном подразделе представлены результаты экспериментальных исследований ВЧИ разряда в ГРК односеточного источника ионов низкой энергии с диаметром пучка 250 мм.

Принципиальная схема экспериментальной установки и конструкция ИИ представлены на рис. 4.3, 4.4. В цилиндрической газоразрядной камере ИИ с внутренним диаметром 250 мм и длиной 80 мм расположен 2-х витковый экранированный индуктор, обеспечивающий передачу энергии в плазму.

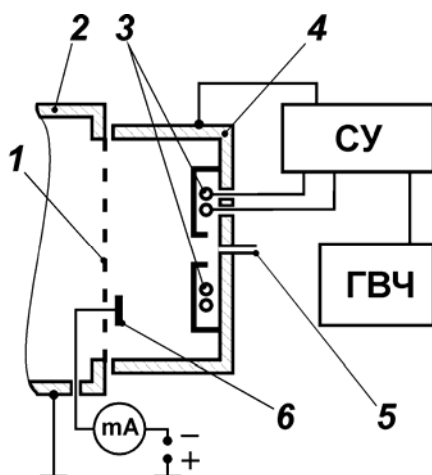


Рис. 4.3. Принципиальная схема ИИ диаметром 250 мм с односеточной ускоряющей системой.

1 – заземленная сетка-эмиттер,
2 – переходной фланец рабочей камеры,
3 – экранированный двухвитковый индуктор,
4 – металлический корпус ГРК, одновременно являющийся ВЧ электродом,
5 – напуск рабочего газа,
6 – плоский одиночный зонд,
ГВЧ – генератор высокочастотный,
СУ – согласующее устройство генератора с нагрузкой.

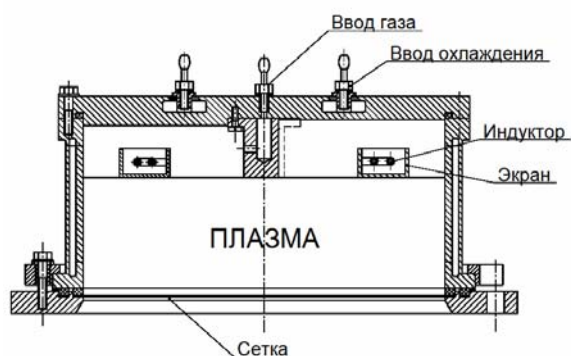


Рис. 4.4. Конструкция источника ионов на базе комбинированного ВЧ индукционно-емкостного разряда с односеточной ускоряющей системой.

К индуктору через СУ подведена ВЧ мощность (13,56 МГц) в диапазоне 0 – 1000 Вт. На выходе источника расположена заземленная металлическая сетка толщиной 0,12 мм с отверстиями диаметром 0,24 мм. Рабочая площадь

сетки 490 см^2 , её оптическая прозрачность 0,4. ВЧ либо постоянное напряжение (0-300В) прикладывалось между заземленной сеткой и корпусом ГРК.

В настоящей работе все потенциалы были измерены относительно заземленной вакуумной камеры, предназначенной для транспортировки пучка ионов. Мишень диаметром 300 мм, принимающая пучок ионов, располагалась на расстоянии 100 мм от выхода источника ионов и была оснащена односеточным энергоанализатором. Диаметр отверстий сетки анализатора составлял величину 0,1мм, толщина сетки 0,12 мм, её прозрачность 0,2. При выполнении экспериментов плотность тока ионов в разряде определялась с помощью плоского зонда, расположенного на сетке, на который подавалось смещение -25 В.

Для откачки системы использовался турбомолекулярный насос 01АБ-1500 со скоростью откачки 700 л/с и форвакуумный насос НВР-16Д. В большинстве исследований в качестве рабочего газа служил аргон.

Методики измерений

В проведенных экспериментальных исследованиях технический арсенал средств измерения электрофизических параметров устройств и диагностики плазмы и потоков заряженных частиц включал:

- комплекс приборов и датчиков для измерений мощности, ВЧ токов и напряжений во внешних электрических цепях экспериментальных устройств (рефлектометры, осциллографы, ВЧ вольтметры, фазометры, пояса Роговского и т.д.);
- широкий спектр зондовых методов (плоский, одиночный, двойной, многосеточный зонды) с оригинальным комплексом обработки зондовых характеристик, адаптированных для работы в условиях сильных ВЧ помех «Плазмометр». Подробное описание измерительного комплекса представлено в [185], а также в подразделе 3.2;

- масс-спектрометр с комплектом датчиков – цилиндрическим дефлектором, многосеточным зондом, цилиндром Фарадея, – для энерго-массанализа ионного пучка.

Спецификой безэлектродных разрядов в целом и ВЧИ разряда в частности, связанной с электромагнитным способом передачи энергии в плазму, является отсутствие традиционных для физики газового разряда постоянного тока вольт-амперных характеристик и кривых зажигания, а также классических параметров подобия как E/p , pd и напряжение пробоя. По этой причине во многих работах в качестве характеристик ВЧИ разряда используются аналоги параметров разрядов с потенциальным электрическим полем: амплитуда ВЧ напряжения на соленоиде, величина вихревой составляющей электродвижущей силы (ЭДС) на периметре разрядной камеры, ВЧ ток или его омическая составляющая в индукторе, длина или диаметр разрядной трубы и т.д., которые, однако, описывают не только сам разряд, но сильно зависят от конструктивных особенностей экспериментального устройства и конкретной ВЧ системы согласования и возбуждения разряда. Это существенно затрудняет использование экспериментальных данных, полученных разными исследователями, и не позволяет сравнивать характеристики разных газоразрядных устройств, говорить о преимуществах и недостатках того либо иного способа создания плазмы.

В результате проведения комплекса методических работ по диагностике ВЧИ разряда было установлено, что наиболее оптимальными величинами для сравнения эффективности генерации ионов в плазмообразующих ступенях различных ИПС являются интегральные токовые и энергетические параметры: энергетическая цена иона η ; ВЧ мощность P_i , поглощаемая в объеме плазмы; ВЧ мощность P_{loss} , рассеиваемая в электрических цепях и проводящих конструктивных элементах системы; затраты мощности на ускорение ионов P_a ; их зависимости от давления и сорта рабочего газа, полной подводимой мощности P , а так же ватт-амперные характеристики разряда.

Если мощность P , идущую от генератора в согласующее устройство (СУ) (падающую мощность), легко определить с помощью стандартного рефлектометра, которым сегодня оборудованы почти все промышленные ВЧ генераторы, то измерения P_{loss} встречают значительные трудности. Так P_{loss} включает в себя омический нагрев элементов СУ (подводящих проводов, индуктора, конденсаторов) реактивным ВЧ током, амплитуда которого может достигать нескольких десятков ампер, индукционный нагрев проводящих элементов ГРК (фланцев, электростатических экранов и т.д.) электромагнитным полем, т.е. процессы, которые трудно контролировать и измерять. Величина P_{loss} нелинейно зависит от абсолютного значения P , амплитуды ВЧ напряжения на индукторе U_{in} резонансного контура, температуры радиоэлементов и может достигать более 90% падающей мощности. Именно поэтому, важным этапом в исследованиях ВЧИ разряда и в работах по оптимизации ГРК явилась разработка методики определения P_{loss} и технологии ее снижения. Суть методики определения P_{loss} заключалась в построении семейства калибровочных кривых для U_{in} от P на "холостом ходу" (т.е. без разряда, при минимальной отраженной ВЧ мощности и установившейся температуре) для каждого экспериментального устройства путем последовательного введения различных функциональных элементов. При этом величина U_{in} при фиксированном P играет вспомогательную роль – является показателем настройки контура в резонанс и его добротности, критерием нагрузки контура на активное сопротивление, а так же индикатором зажигания разряда, – и необходимо добиваться его максимального значения. На рис. 4.5 представлена зависимость мощности потерь во внешних цепях P_{loss} от амплитуды ВЧ потенциала на индукторе для односеточного ВЧ индукционного источника ионов, описанного в подразделе 4.2. Экспериментальные данные по P_{loss} позволили провести вычисления *суммарной энергетической цены иона η* в ВЧ индукционном разряде.

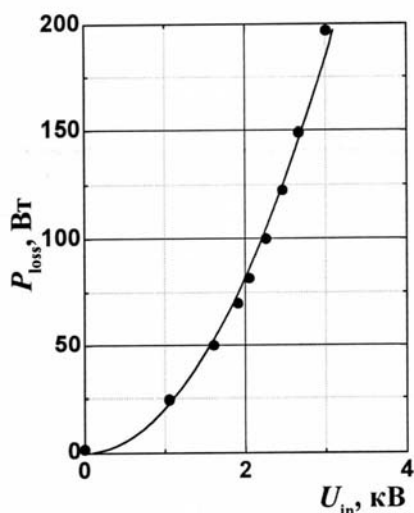


Рис. 4.5. График зависимости мощности потерь P_{loss} во внешних цепях ИИ от напряжения на индукторе U_{in} . Точками обозначены экспериментальные данные согласно проведенным исследованиям.

Здесь необходимо сделать следующие уточнения. Разные авторы, в зависимости от поставленной задачи, по-разному определяют энергетическую цену иона. Так, в теоретических работах (см., например, [146]) эта величина характеризует только потери энергии электронами в результате упругих и неупругих столкновений при образовании одного иона в объеме разряда ε_c . В технических приложениях, например, для источников ионов, энергетическая цена иона определяется как отношение полной подводимой мощности к току ионного пучка [10].

При сравнении эффективности ионообразующих ступеней различных ИПС, как показывают эксперименты, более удобной характеристикой является величина энергетической цены иона $\eta = eP_i / I$, где $I = \oint_S j(\xi) d\xi$ – суммарный ток ионов на стенки ГРК, S – площадь поверхности электродов, ограничивающих плазму, j – плотность тока ионов на границе плазмы, а P_i – поглощаемая в объеме мощность, которая включает в себя как потери энергии электронов при упругих и неупругих соударениях ε_c , так и неизбежные затраты энергии, выносимой потоками заряженных частиц на границу плазмы вследствие их теплового движения ε_k . Таким образом, $\eta = \varepsilon_c + \varepsilon_k$.

При таком определении энергетической цены иона, величину η для ВЧИ разряда низкого давления легко выразить через непосредственно измеряемые в эксперименте параметры I и поглощаемую разрядом мощность $P_i = P - P_{loss}$. Это обусловлено тем, что при условиях, когда длина релаксации энергии электронов превосходит размеры ГРК, даже при локальном нагреве электронного газа, связанном с неоднородностью распределения

электромагнитного поля в плазме, диссипация энергии электронов в неупругих столкновениях происходит равномерно во всем объеме ГРК, за исключением тонких пристеночных слоев пространственного заряда вблизи стенок ГРК. Это подтвердили многочисленные измерения распределений плотности тока ионов j на границе плазмы в ГРК различной формы и размеров. Поэтому в расчетах η можно использовать простое выражение η (эВ) = $eP_i / (j \cdot S)$, где eP_i – поглощаемая разрядом мощность в ваттах, j – плотность тока на стенке ГРК в А/см², S – площадь внутренней поверхности ГРК.

4.3 Обобщенные интегральные характеристики ВЧИ разряда при низких давлениях

Ватт-амперные характеристики и зажигание ВЧИ разряда

На рис. 4.6 представлены графики зависимости плотности тока ионов j на поверхность ГРК источника ионов (рис. 4.4) и амплитуды ВЧ потенциала U_{in} от падающей мощности ВЧ генератора P_0 при фиксированном давлении рабочего газа.

Также на рисунке приведена зависимость потерь мощности P_{loss} от P_0 .

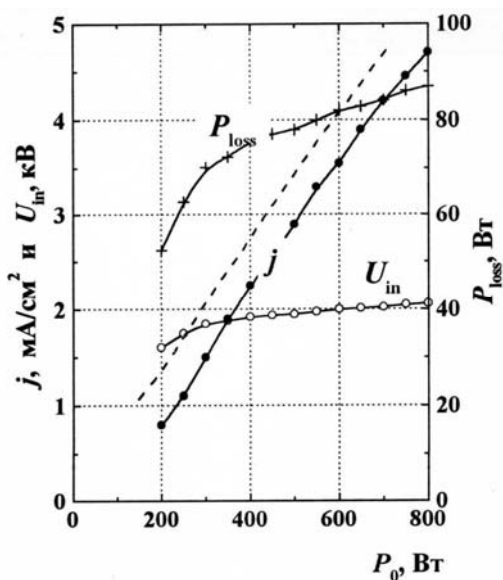


Рис. 4.6. Графики зависимостей плотности тока ионов j , амплитуды ВЧ потенциала индуктора U_{in} , потерь мощности во внешних цепях P_{loss} от мощности P_0 на выходе ВЧ генератора. Рабочий газ аргон, давление рабочего газа $p=5,5$ мТорр.

Как видно из рисунка, экспериментальная зависимость $j_i(P_0)$ имеет вид монотонно растущей функции с плавно уменьшающимся наклоном. Пунктиром на рис. 4.6 приведена скорректированная зависимость $j(P_i)$, где $P_i = P_0 - P_{loss}$ – мощность, поглощаемая плазмой, которая имеет практически линейный характер. Для других значений давления рабочего газа эта зависимость также имеет линейный характер в диапазоне $P_0=(200-800)$ Вт, но с другим углом наклона.

Необходимо отметить, что для каждой конструкции плазменного реактора или ИИ на основе ВЧИ разряда существует минимальное значение мощности P_{0min} , при котором происходит погасание разряда. Величина P_{0min} зависит от многих факторов и, прежде всего, от зависимости $P_{loss}(U_{in})$ (рис. 4.5). Также, при экранировании потенциального электрического поля витков индуктора, самостоятельный пробой ВЧИ разряда при $P_0 > P_{0min}$ не происходит. Поэтому для инициирования разряда необходимо использовать термокатод, искровой разряд или поверхностный пробой.

Для ВЧИ разряда зависимость напряжения на индукторе U_{in} от мощности должна иметь стабилитронный характер с небольшим отрицательным дифференциальным сопротивлением. Положительный наклон функций $U_{in}(P_0)$ для нашей конструкции ВЧИ источника ионов (рис. 4.6) объясняется «паразитной» нагрузкой индуктора, которая включает в себя омическое сопротивление индуктора и металлических элементов ГРК, подверженных воздействию наведенных ВЧ-токов. Аналогичные закономерности ватт-амперных характеристик и зажигания ВЧИ разряда наблюдались в цилиндрическом разряде и планарном реакторе при изменении количественных параметров [253].

Зависимости параметров ВЧИ разряда от давления рабочего газа

Рабочее давление для ВЧИ разряда играет принципиальную роль, как в физическом механизме разряда, так и для проведения технологических процессов. Поэтому зависимости концентрации и плотности тока заряженных частиц, напряжение на индукторе и суммарного тока ионов, генерируемого в разряде, от давления и сорта рабочего газа являются ключевыми. На рис. 4.7–4.9 приведены эти зависимости для разрядных устройств, представленных в разделе 4.2.

Сравнительный анализ характеристик $j_i(p)$ и $U_{in}(p)$ позволяет определить следующие общие закономерности.

1. Для всех устройств $j_i(p)$ при постоянной ВЧ мощности имеет максимум при $p_{opt1} \sim (1-3)$ мТорр для цилиндрического ВЧИ разряда (рис. 4.1, 4.7), $p_{opt2} \sim (4-8)$ мТорр для плазменного реактора (рис. 4.2, 4.8а), $p_{opt3} \sim (0,8-1,5)$ мТорр для ВЧИ источника (рис. 4.3, 4.9).

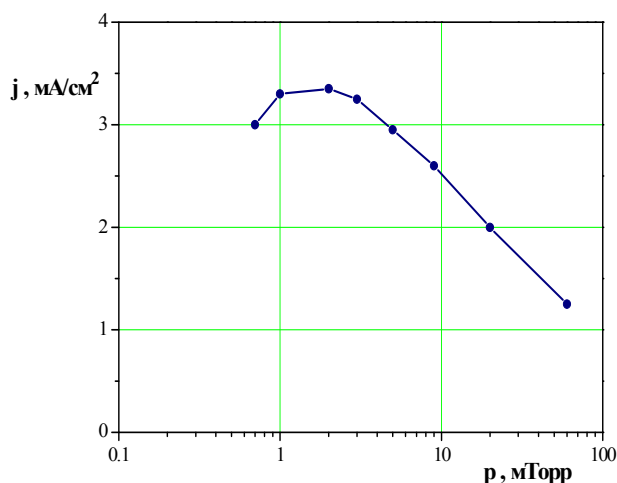


Рис. 4.7. Зависимости плотности тока j_i при $r=0$ от давления рабочего газа в цилиндрическом ВЧИ разряде (рис. 4.1).

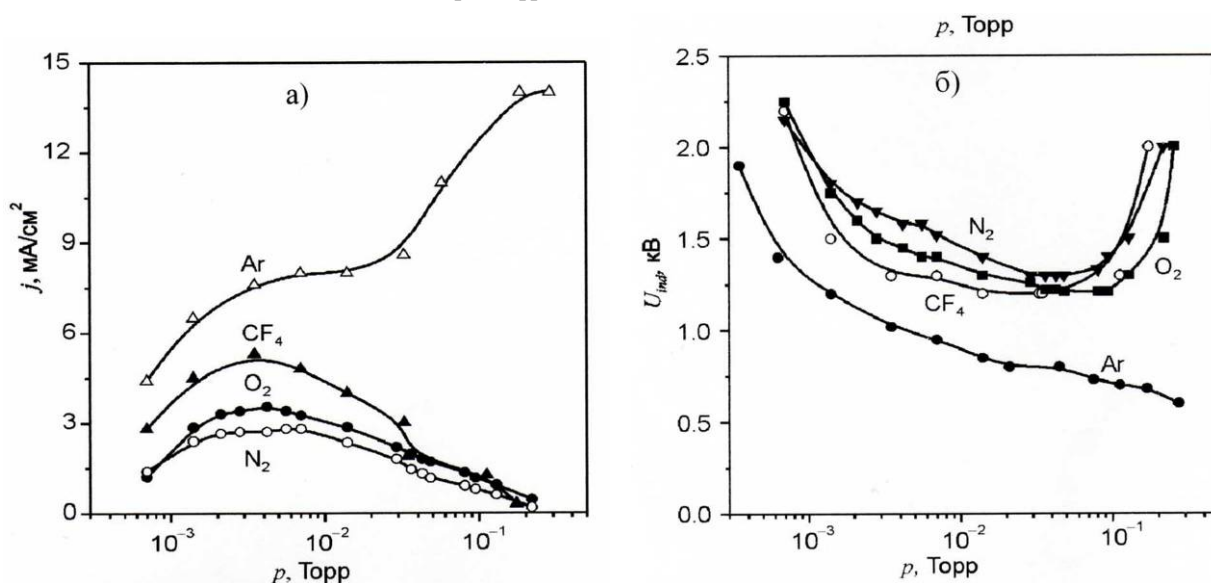


Рис. 4.8. Зависимости ионного тока насыщения стеночного зонда j (а) и амплитуды ВЧ напряжения на индукторе U_{ind} (б) от давления рабочего газа при ВЧ мощности $P = 200$ Вт для различных газов в плазмохимическом реакторе, представленном на рис. 4.2.

2. Для всех устройств при $p < p_{opt}$ плотность тока ионов монотонно снижается и существует значение рабочего давления p_{min} , ниже которого разряд гаснет. Величина p_{min} зависит от геометрии ГРК и составляет $p_{min1} \sim (0,6-0,7)$ мТорр, $p_{min2} \sim (0,7-0,8)$ мТорр, $p_{min3} = 0,5$ мТорр.
3. Для всех устройств при $p > p_{opt}$ плотность тока ионов j_i также снижается вплоть до минимальных значений при $p \sim 1$ Торр. Исключение составляет

зависимость $j_i(p)$ для плазменного реактора при работе на аргоне в результате значительной радиальной неоднородности плазмы.

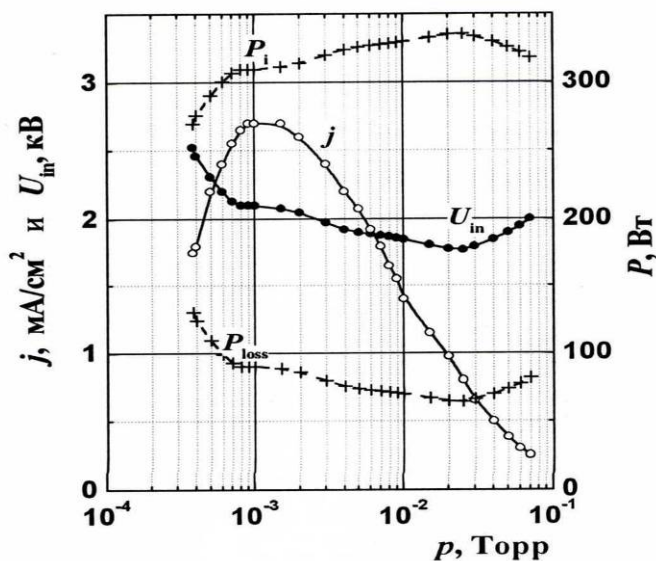


Рис. 4.9. Графики зависимостей плотности тока ионов j ВЧИ источника ионов (рис. 4.3), амплитуды ВЧ потенциала индуктора U_{in} , мощности поглощенной в разряде P_i , потери мощности во внешних цепях P_{loss} от давления газа в рабочей камере.

Рабочий газ аргон, мощность на выходе ВЧ генератора $P_0=400$ Вт.

4. Амплитуда ВЧ потенциала на индукторе U_{in} в области давлений $p=(1-10)$ мТорр изменяется незначительно и резко возрастает, как вблизи порога погасания, так и при $p > 50$ мТорр. При высоких давлениях аргона зависимость $U_{in}(p)$ для плазменного реактора также носит аномальный характер (рис. 4.8б).
5. Режимы работы реактора принципиально отличаются для аргона и молекулярных газов (рис. 4.8а, б). Для аргона при одинаковой мощности ионный ток всегда выше, U_{in} всегда ниже, а область эффективной ионизации – на порядок выше по шкале p .

Энергетическая цена иона

Основные результаты проведенных систематических исследований зависимостей суммарной энергетической цены иона η от величины поглощаемой мощности P_i и рабочего давления p для ВЧ индукционного источника ионов (рис. 4.3, 4.4) представлены на рис. 4.10 а,б.

Как следует из графика рис. 4.10а величина η не зависит от поглощаемой разрядом ВЧ мощности P_i в диапазоне (200-800) Вт. При этом плотность ионного тока j равномерно распределена по поверхности ГРК, пропорциональна P_i и может достигать десятков мА/см². Верхний предел по

вкладываемой в разряд мощности, как правило, ограничен возможностью согласовать генератор с нагрузкой.

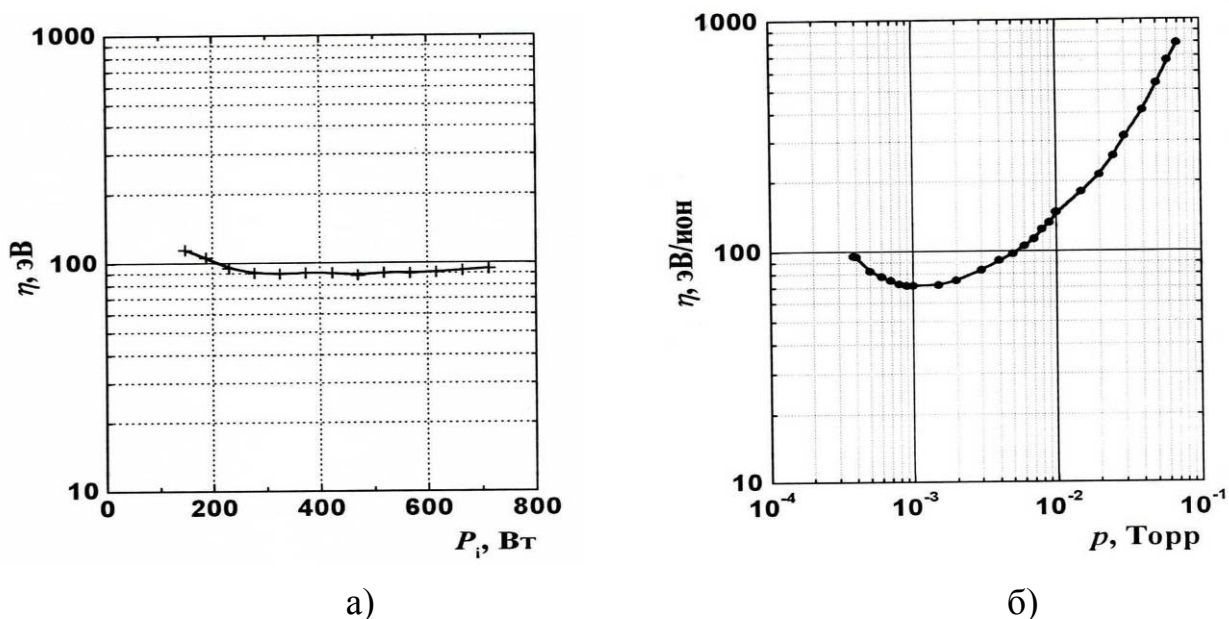


Рис. 4.10. Зависимости суммарной энергетической цены иона η в ВЧИ разряде источника ионов от затрат ВЧ мощности на ионизацию ($p=5,5 \cdot 10^{-3}$ Торр) (а) и давления рабочего газа ($P_i=400$ Вт) (б). Рабочий газ аргон.

Величина η существенно зависит от давления в ГРК и сорта рабочего газа (рис. 4.10б). Характерным является наличие минимума $\eta_{\min}=60\div80$ эВ/ион при $p_{\text{opt}}=(0.8\div2)\cdot 10^{-3}$ Торр. Абсолютные величины $\eta_{\min}$ и p_{opt} зависят от сорта рабочего газа и характерного размера ГРК d , однако в исследованном диапазоне $d=50\div400$ мм и для Ar, O₂, N₂, CF₄ и воздуха их изменение не превышало 30%.

Данный результат для чисто индукционного разряда, а так же абсолютные значения η хорошо согласуются с теоретическими расчетами работы [188], проведенными в приближении максвелловской ФРЭЭ, когда поток энергии выносимой заряженными частицами на стенки ГРК пропорционален электронной температуре T_e . На основании этих результатов можно утверждать, что рост η при низких давлениях обусловлен повышением затрат мощности на ускорение ионов, а при высоких давлениях η увеличивается вследствие растущих потерь энергии на возбуждение и диссоциацию рабочего газа.

Распределение плотности тока ионов в ВЧИ разряде

Следует подчеркнуть, что с прикладной точки зрения плотность тока ионов из плазмы на обрабатываемую поверхность j и ее радиальное распределение являются одними из важнейших характеристик плазмохимических реакторов и источников ионов, а достижение высокой плотности тока при условии максимальной однородности является одной из основных задач при конструировании плазменных технологических устройств.

Типичные радиальные профили плотности ионного тока вблизи столика для образцов в цилиндрическом ВЧИ разряде (рис. 4.1) при различных давлениях рабочего газа приведены на рис. 4.11. Как видно из рисунка, при $p < 20$ мТорр профиль j вначале – плоский, а при дальнейшем снижении

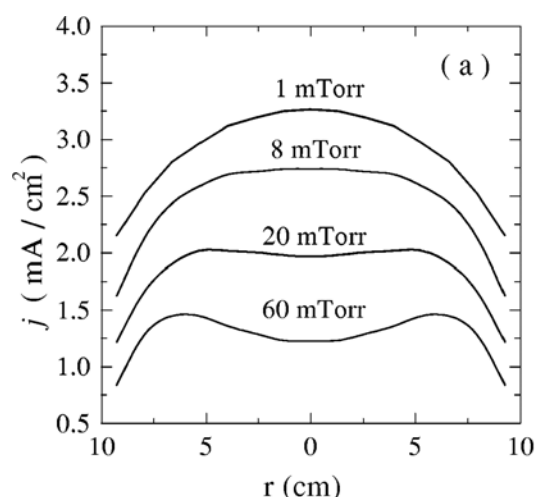


Рис. 4.11. Радиальные профили плотности тока j_i при различных давлениях рабочего газа в цилиндрическом ВЧИ разряде (рис.4.1). Мощность ВЧ генератора – 250 Вт, рабочий газ – аргон.

давления появляется максимум на оси разряда. При $p < 3$ мТорр профиль $j(r)$ практически не изменяется, а уменьшается величина j . При $p > 20$ мТорр профиль j становится неоднородным с максимумом вблизи боковых стенок ГРК. В этом диапазоне давлений отношение максимума j к плотности тока на оси разряда увеличивается с ростом давления рабочего газа. Особое внимание изучению закономерностей формирования радиальных профилей j было уделено при исследованиях физических и

технологических параметров плазменного реактора на базе ВЧИ разряда (рис. 4.2). При этом измерения проводились с использованием в качестве рабочего газа как аргона, наиболее удобного для экспериментальных исследований и моделирования, так и молекулярных химически-активных газов, широко используемых в технологии.

Характерные радиальные профили плотности ионного тока насыщения j из плазмы на поверхность подложки представлены на рис. 4.12 для различных давлений аргона и фреона (CF_4) при подводимой ВЧ мощности 100 Вт. Измерения, выполненные при различных значениях ВЧ мощности, показали, что в диапазоне мощностей 50 – 500 Вт плотность ионного тока j пропорциональна мощности, а форма радиального профиля $j(r)$ практически не изменяется.

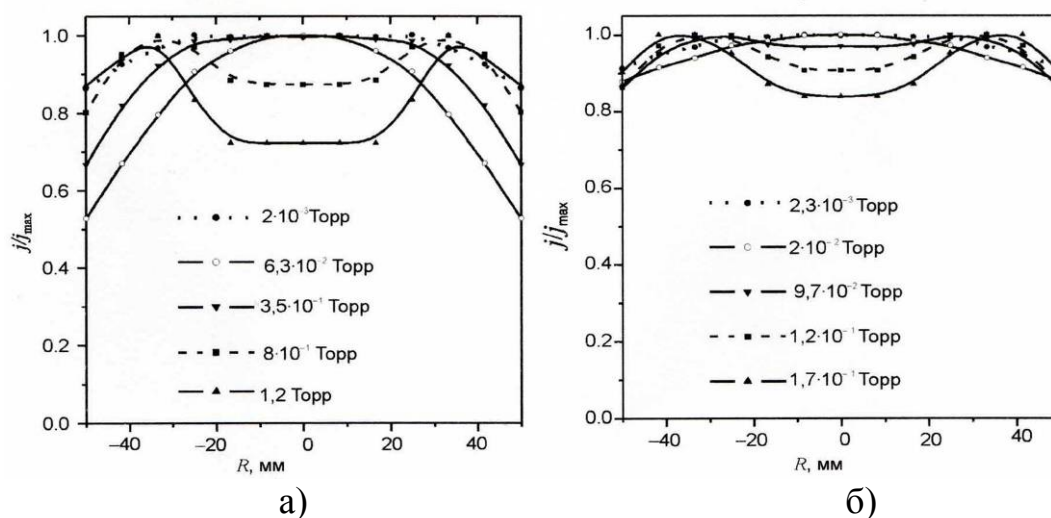


Рис. 4.12. Типичные радиальные профили ионной плотности тока j на поверхности подложкодержателя в плазмохимическом реакторе на базе ВЧИ разряда (рис. 4.2). а) – рабочий газ – аргон, б) – рабочий газ – фреон (CF_4).

Как видно из рис. 4.12а, при использовании в качестве рабочего газа аргона для давления $p < 350$ мТорр профиль плотности ионного тока j выпуклый, с максимумом на оси разряда; для $p > 350$ мТорр появляется минимум на оси камеры, с максимумами вне оси. В этом диапазоне отношение максимальной плотности тока к плотности тока на оси увеличивается с давлением. Примечательным является немонотонное поведение степени неоднородности ионного тока при изменении давления. При уменьшении давления ниже 10^{-3} Торр профиль становится более выпуклым и однородность ухудшается. Наилучшая однородность ($\pm 6\%$) достигается при давлении около $2 \cdot 10^{-3}$ Торр, а затем, при увеличении давления однородность снова ухудшается (до $\pm 22\%$ при давлении $6 \cdot 10^{-2}$ Торр). Дальнейший рост давления приводит к улучшению однородности вплоть до $\pm 6\%$, но при давлениях выше 1 Торр

однородность ионного потока вновь ухудшается вследствие появления минимума в центре.

На рис. 4.12б показаны аналогичные зависимости $j(r)/j_{max}$ для фреона, который демонстрируют более высокую однородность в сравнении с аргоном во всем диапазоне давлений. Неоднородность в лучшем случае составляет $\pm 4\%$, в худшем – $\pm 7\%$. Здесь необходимо отметить, что диапазон давлений, в котором возможно существования разряда для фреона значительно, уже, чем для аргона. С учетом этого, поведение радиального профиля ионного тока при использовании фреона в качестве рабочего газа качественно подобно случаю аргона с некоторыми количественными отличиями. Минимум в центре начинает появляться уже при давлениях, превышающих $5 \cdot 10^{-2}$ Торр, то есть почти на порядок ниже, чем для аргона. Этот факт, также, как и невозможность горения разряда на фреоне при давлениях выше $2 \cdot 10^{-1}$ Торр, тогда как на в аргонной атмосфере индукционный разряд может существовать при давлениях выше 5 Торр, можно объяснить наличием у молекулярных газов достаточно больших сечений возбуждения молекулярных колебаний при энергиях в единицы электронвольт. Это приводит к тому, что энергия, поглощаемая плазмой от поля индуктора, расходуется, в основном, на возбуждение молекулярных колебаний вблизи индуктора, и количество электронов с энергией, достаточной для ионизации, резко сокращается, особенно в центре разряда. У аргона же, напротив, отсутствуют сечения неупругих процессов вплоть до энергии 11,5 эВ, что при температуре электронов около 2 эВ, характерных для высоких давлений, означает возможность передачи энергии теплового движения электронов на значительные расстояния без потерь.

Функция распределения электронов по энергиям в плазме ВЧИ разряда

Понимание закономерности формирования потока заряженных частиц из плазмы ВЧИ разряда на стенки ГРК невозможно без изучения процессов, происходящих в объеме плазмы. Широкий спектр зондовых методов с оригинальным комплексом обработки зондовых характеристик «Плазмометр» [144] был использован для экспериментальных исследований ФРЭЭ, плотности

заряженных частиц и их функциональных зависимостей от давления и сорта рабочего газа, ВЧ мощности в плазменном реакторе на базе ВЧИ разряда.

На рис. 4.13 представлена эволюция ФРЭЭ при изменении давления аргона в газоразрядной камере плазменного реактора. Из рисунка видно монотонное уменьшение средней энергии электронов с ростом давления. При давлениях $p < 2$ мТорр электронный энергетический спектр становится явно двухтемпературным, при более высоких давлениях, он является максвелловским с подавленным высокоэнергетичным “хвостом”, а при $p > 10$ мТорр его форма подобна распределению Дрювестейна. При низких давлениях функцию распределения можно условно разделить на три части: два экспоненциальных (линейных в логарифмическом масштабе) участка, которым можно поставить в соответствие “максвелловские” температуры, и быстро спадающий “хвост”, как и при остальных давлениях.

Рис. 4.14 показывает зависимости потенциала плазмы ϕ_{pl} и электронной температуры T_e в центре камеры от давления аргона. При низких давлениях график электронной температуры раздваивается вследствие двухтемпературного характера ФРЭЭ.

Измерения радиальных профилей плотности плазмы показали качественное соответствие закономерностям поведения плотности ионного тока j_i . Также, как для j_i , было установлено, что в диапазоне мощностей 50 – 500 Вт плотность плазмы пропорциональна мощности, а форма радиального профиля практически не изменяется.

Измерения радиальных распределений $T_e(r)$ при различных давлениях аргона установили, что при низких давлениях аргона менее 20 мТорр электронная температура постоянна по всему объему ГРК, тогда как при высоких давлениях T_e имеет максимум в прииндукторной области, в которой происходит ввод ВЧ мощности в плазму.

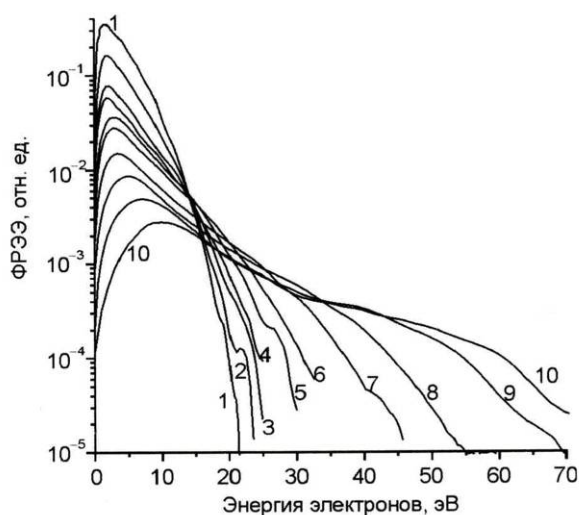


Рис. 4.13. Эволюция функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) при изменении давления в газоразрядной камере плазменного реактора. 1 – 50; 2 – 20; 3 – 13; 4 – 7; 5 – 4; 6 – 2; 7 – 1; 8 – 0,7; 9 – 0,5; 10 – 0,4 мТорр.

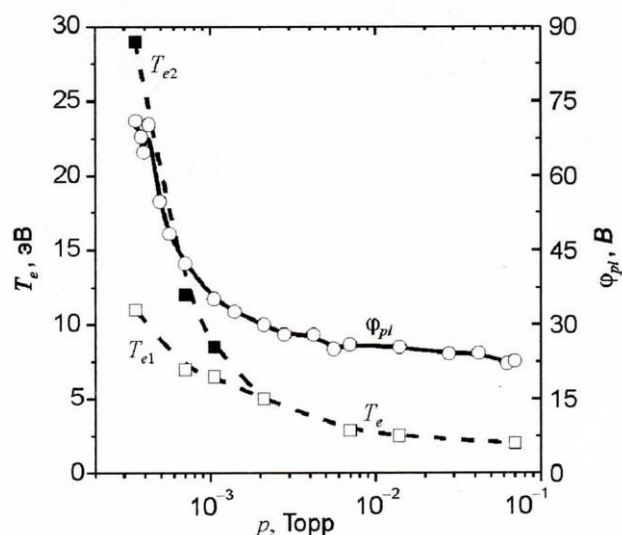


Рис. 4.14. Потенциал плазмы Φ_{pl} и температура электронов T_e в центре камеры. При низком давлении график T_e раздваивается из-за двухтемпературного характера ФРЭЭ.

Принципиально разный баланс частиц в разряде с использованием аргона и фреона подтверждает также рис. 4.15, на котором показаны зависимости

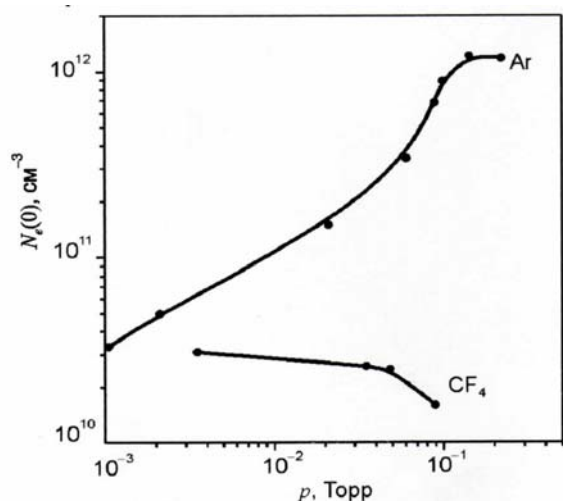


Рис. 4.15. Графики зависимости плотности электронов при $R=0$, $Z=40$ мм от давления газа в камере плазменного реактора. Подводимая ВЧ мощность – 100 Вт.

электронной плотности n_e в центре камеры от давления аргона и CF_4 . Так же, как и для ионного тока из плазмы, мы видим значительное превышение количества заряженных частиц в аргоновой плазме, что объясняется увеличением неупругих потерь энергии в молекулярных газах и снижением доли мощности, идущей на ионизацию при высоких давлениях.

4.4 Пространственно усредненная модель ВЧИ разряда и границы ее применимости

В работах Ли и Либермана [186-188] получила развитие самосогласованная, пространственно усредненная «глобальная» (global) модель стационарного ВЧИ разряда. В рамках модели можно рассчитать электронную температуру T_e , плотности ионов n_i и электронов n_e , плотности ионного j_i и электронного j_e токов в зависимости от внешних условий: размеров и формы ГРК, давления и сорта рабочего газа, поглощаемой в разряде ВЧ мощности P . Отметим, что аналогичный подход для определения равновесных параметров плазмы ВЧИ разряда был предложен ранее в работе [184].

В модели предполагается, что разряд ограничен эквипотенциальной поверхностью ГРК, на которой $j_i = j_e$. Также полагается, что ВЧИ разряд состоит из области квазинейтральной плазмы ($n_e \cong n_i$) с изотропной максвелловской ФРЭЭ, в которой происходит ионизация и возбуждение рабочего газа, и бесстолкновительных пристеночных слоев пространственного заряда ($n_i \gg n_e$), где сосредоточено основное падение потенциала между плазмой и стенкой. На основании положений модели о плазме ВЧИ разряда в работе показана справедливость использования стационарных законов сохранения частиц и энергии для описания разряда.

В соответствии с положениями модели законы сохранения частиц и энергии в интегральной форме для стационарного ВЧИ разряда приобретают вид:

$$n_a K_i(T_e) \int_V n_e dV = v_B \oint_S n_i dS, \quad (4.1)$$

$$P = e\epsilon_c(T_e) n_a K_i(T_e) \int_V n_e dV + e\epsilon_k(T_e) v_B \oint_S n_i dS, \quad (4.2)$$

где: V и S - объем и поверхность области плазмы, e - заряд электрона, K_i - скорость реакции ионизации атомов электронами, ϵ_c - средние потери энергии электронов в неупругих соударениях [187], $\epsilon_k = T_e \cdot (2 + 0.5 \cdot \ln(M_i/m_e))$ - кинетическая энергия, выносимая на стенки ГРК электрон-ионной парой, рассчитанная для максвелловской ФРЭЭ, M_i и m_e - массы ионов и электронов, соответственно,

$v_B \cong (2T_e/M_i)^{1/2}$ - скорость ионов на границе плазма-слой, соответствующая критерию Бома.

Усреднение по объему и поверхности плазмы плотностей электронов и ионов позволяет привести уравнения (4.1) и (4.2) к виду:

$$n_a d = (n_{i22} / n_{ecp}) \cdot (v_B / K_i), \quad (4.3)$$

$$P = j \cdot S \cdot \eta(T_e), \quad (4.4)$$

$$j = e \cdot n_{i22} \cdot v_B, \quad (4.5)$$

где $d = V / S$ - геометрический параметр, n_{ecp} - усредненная по объему плотность электронов, n_{i22} - средняя на границе плазмы плотность ионов, P — мощность, $\eta = \varepsilon_c + \varepsilon_k$ - суммарная энергетическая цена иона.

Система уравнений (4.3) - (4.5) дает решение, согласно которому T_e не зависит от P и однозначно определяется параметром подобия $n_a d$ или pd ($p = n_a k T_g$, $T_g = 300^\circ\text{K}$) аналогично известному результату для положительного столба тлеющего разряда, а n_e , n_i и j_i прямо пропорциональны P при постоянном pd .

Для сравнения расчетов согласно модели с экспериментальными данными необходимо уточнить физический смысл геометрического параметра d и соответственно параметра подобия pd . Для индукционного разряда в цилиндрической ГРК уравнение (4.2) можно представить в виде [146]:

$$n_a d_{eff} = v_B(T_e) / K_i(T_e), \quad (4.6)$$

$$d_{eff} = R \cdot l / 2h(R + l), \quad (4.7)$$

где R , l - радиус и длина цилиндра, $h = n_{i22} / n_{ecp}$ - параметр, характеризующий неоднородность плотности плазмы. Для короткого цилиндра ($R \gg l$) - $d_{eff} = l / 2h$, для длинного цилиндра ($R \ll l$) - $d_{eff} = R / 2h$, $h \sim 0,5$.

Уравнение баланса частиц (4.6) определяет равновесные значения T_e в зависимости от параметра подобия $(pd_{eff}) \sim (n_a d)$. Его решение при аппроксимации K_i уравнением Аррениуса, $K_i = K_0 \exp(-I / T_e)$, имеет вид:

$$(n_a d_{eff}) = \left(\frac{T_e}{I} \right)^{1/2} \cdot e^{I/T_e} \cdot \frac{(I/M)^{1/2}}{K_0} \cdot h. \quad (4.8)$$

На рис. 4.16 представлены зависимости нормированной электронной температуры $t = T_e / I$ от параметра $pd = 0,5(n_a d_{eff})' = 0,5(n_a d_{eff})K_0 / (T_e/M)^{1/2}$. Для аргона $K_0 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, $I = 15,6 \text{ эВ}$, $M = 40$ и величина $(n_a d_{eff})' = (n_a d_{eff}) / 1,6 \cdot 10^{13}$. Как следует из рисунка, с точностью до замены d_i на d_{eff} , порог погасания/зажигания ВЧИ разряда определяется минимальным значением $(pd_{eff})_{\min}$, при котором существуют равновесные значения T_e .

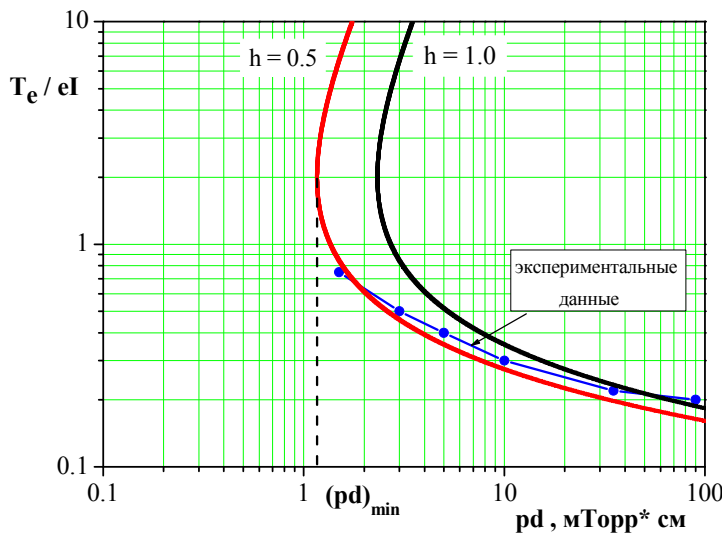


Рис. 4.16. Зависимость нормированной электронной температуры от параметра подобия $pd = 0,5(n_a d_{eff})'$ при различном значении параметра h согласно (4.8). Точками показаны экспериментальные значения согласно данным, приведенным на рис. 4.14.

Для описания ВЧИ разряда при высоких давлениях и определения границы применимости глобальной модели в работе [253] была построена двумерная математическая модель, основанная на численном решении уравнений амбиполярной диффузии и теплопереноса, а также уравнений для электромагнитного поля. Результаты расчетов при $p > 10 \text{ мТорр}$ показали, что при расположении индуктора на боковой стенке камеры в центре камеры образуется провал плотности вследствие амбиполярного ухода заряженных частиц на торцы камеры, тогда как ионизация происходит преимущественно в прииндукторной области, где происходит поглощение энергии электрического

поля плазмой. При высоких давлениях электронная теплопроводность ограничена столкновениями, и энергия, передаваемая индуктором в плазму, не достигает областей, далеких от индуктора. В этом случае плазма индукционного разряда существует в виде тора, что и приводит к формированию распределения плотности тока на подложкодержатель с провалом в центре. При низких давлениях, когда электронная теплопроводность велика, энергия от индуктора равномерно распределяется по всей камере, что приводит к формированию распределений с максимумом в центре. В то же время, при расположении индуктора на торце камеры распределения как плотности плазмы, так и плотности тока на торец при любых давлениях имеют максимум на оси камеры.

Дальнейшее развитие описанный подход получил в работах [186, 188], где описана двумерная гидродинамическая модель для интерактивной разработки технологических устройств на базе индуктивного разряда. В этих работах представлено разработанное программное обеспечение для моделирования устройств, содержащих плазму индуктивного газового разряда. Входными данными являются геометрия камеры, вводимая мощность, давление рабочего газа. В результате расчёта получаются напряжение на индукторе, распределение тока ионов по поверхности разрядной камеры, установившиеся пространственные распределения электрического поля, плотности плазмы и электронной температуры. Распределения искомых величин визуализируются непосредственно после вычисления. Результаты счета тщательно сверялись с экспериментальными данными. Рассчитанные распределения плотности и температуры плазмы, а также распределения ионного тока на обрабатываемую поверхность близки к экспериментальным данным. Графический интерфейс, скорость расчета и непосредственная визуализация результата дают возможность использовать данное обеспечение для интерактивной разработки технологических установок.

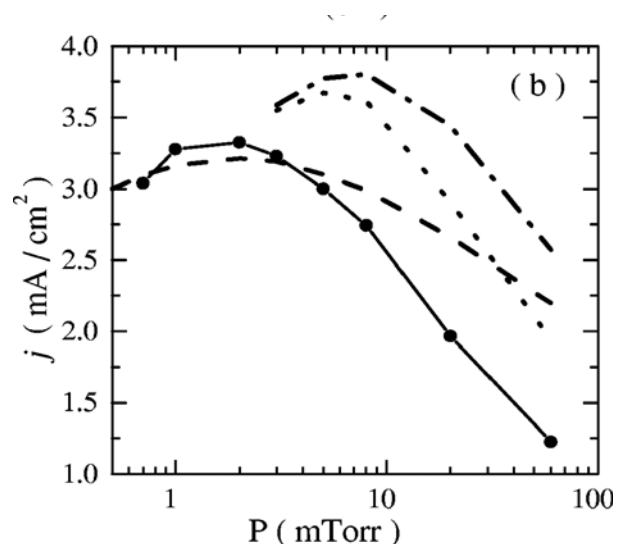
4.5 Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными

В таблице 1 представлены геометрические параметры исследуемых экспериментальных устройств с ВЧИ разрядом и значения $(pd_{eff})_{min}$, полученные в экспериментах (рис. 4.7-4.9). Согласно [146] при расчетах полагалось $h \sim 0,5$. Таким образом, для наших устройств среднее значение $(pd_{eff})_{min} \sim 1,25$ мТорр·см, что примерно в 2 раза меньше данных для планарного магнетронного разряда $(pd_{eff})_{min} \sim 3,2$ мТорр·см (раздел 3).

Таблица 1

	Цилиндрический ВЧИ разряд	Планарный реактор	Источник ионов
R , см	10	7	12,5
L , см	10	6	8
d_{eff} , см	5	3,2	4,88
p_{min} , мТорр	0,3	0,4	0,25
$(pd_{eff})_{min}$, мТорр·см	1,5	1,28	1,22

На рис. 4.17 приведены зависимости плотности тока j_i от давления рабочего газа в цилиндрическом ВЧИ разряде в сравнении с теоретическими расчетами согласно глобальной модели Либермана и двухмерной дрейфовой



модели. Как видно из рисунка, хорошее согласие эксперимента с пространственно усредненной моделью наблюдается при $p < 10$ мТорр.

Рис. 4.17. Зависимости плотности тока j_i при $r=0$ от давления рабочего газа в цилиндрическом ВЧИ разряде (рис. 4.1). Сплошная линия с точками - эксперимент, пунктирная линия - согласно глобальной модели Либермана, штриховая и штрих-пунктирная - 2-D дрейфовая модель.

Оценить достоверность моделирования позволяет также рис. 4.18, на котором показаны плотность ионного тока j на поверхность подложки, а также плотность электронов N_e и температура “холодной” группы электронов T_e в центре ГРК (при $r = 0$) плазменного реактора в зависимости от давления аргона. На рисунке экспериментальные результаты представлены в сравнении с результатами расчетов при помощи “глобальной” и двумерной гидродинамической модели.

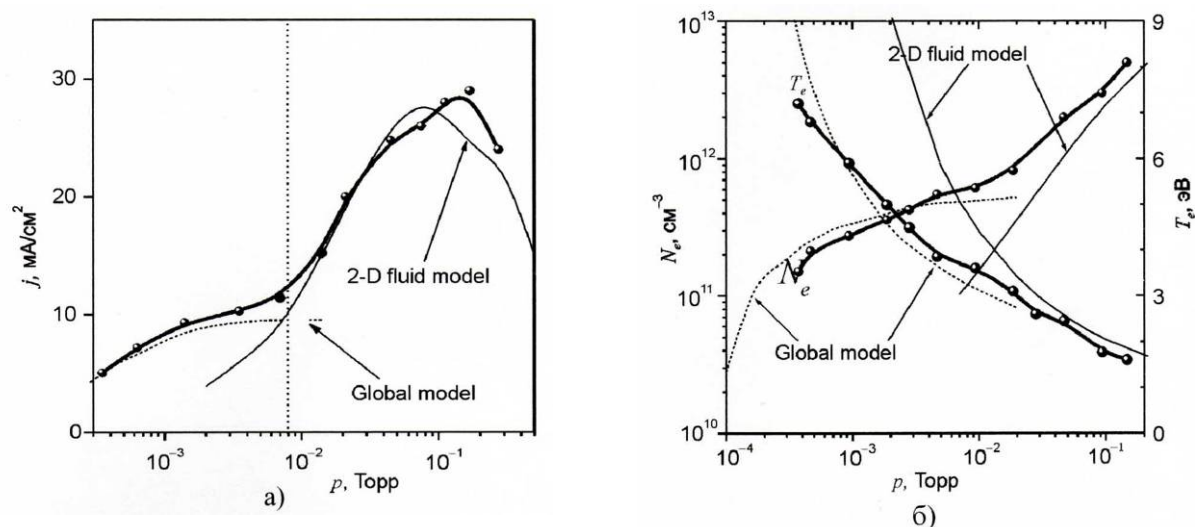


Рис. 4.18. а) – зависимость плотности ионного тока j на поверхность подложки в центре ГРК (при $r = 0$) плазменного реактора от давления аргона; б) – плотность электронов N_e и температура “холодной” группы электронов T_e в центре камеры в зависимости от давления аргона при ВЧ мощности 500 Вт. Экспериментальные результаты представлены жирными линиями.

На основании сравнения теоретических расчетов и данных эксперимента можно выделить два диапазона по давлению рабочего газа в камере:

- 1) область низкого давления ($p < 10$ мТорр), где средняя длина свободного пробега заряженных частиц сопоставима или больше характерного размера плазмы, то есть движение частиц является, главным образом, бесстолкновительным;
- 2) область высокого давления ($p > 10$ мТорр), где средняя длина свободного пробега меньше характерного размера плазмы, движение частиц является столкновительным, и справедливо диффузионное приближение.

Из рис. 4.18 также видно, что эти две области давлений ограничивают диапазон применимости различных математических моделей: при низких давлениях справедлива глобальная модель [146], при более высоких - двумерная гидродинамическая модель [253].

Используя гидродинамическую модель, были рассчитаны распределения плотности ионного тока в цилиндрическом ВЧИ разряде и проведено сравнение с экспериментальными данными. Результаты представлены на рис. 4.19 для давления рабочего газа $p = (8; 20; 60)$ мТорр и ВЧ мощности в разряде 250 Вт.

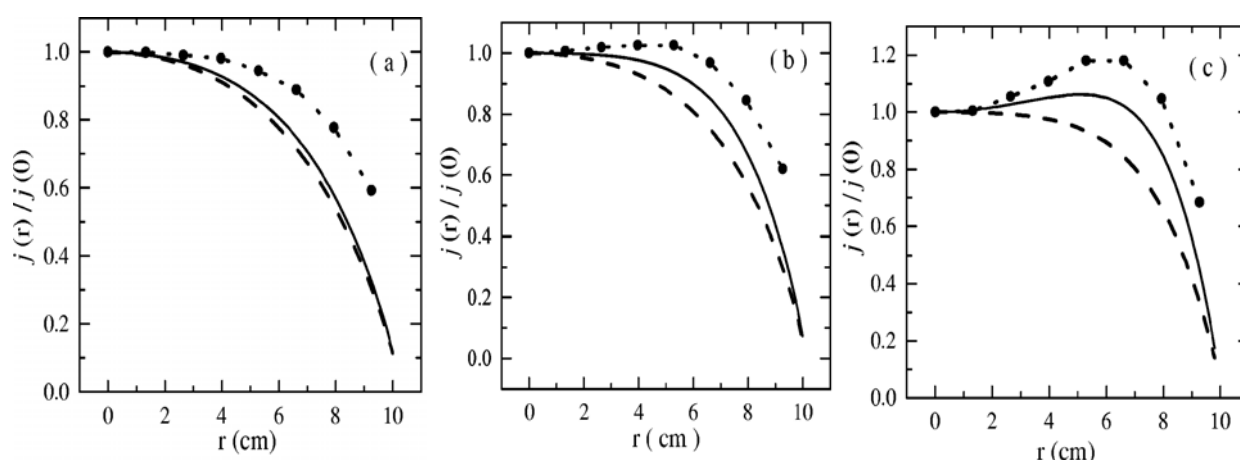


Рис. 4.19. Нормированные радиальные профили плотности тока ионов в цилиндрическом ВЧИ разряде (рис. 4.1) для давлений $p=8$ мТорр(а), 20 мТорр(в) и 60 мТорр(с). Сплошные и пунктирные линии - из теории с учетом и без учета градиента электронной температуры соответственно. Точки соответствуют экспериментальным данным.

Расчеты были проведены с учетом и без учета градиента электронной температуры. Как видно из рисунка, профиль $j(r)$ сильно зависит от плотности потока энергии q_e . При низких давлениях $p < 10$ мТорр (рис. 4.19а) влияние градиента T_e , который включен в q_e , несущественно – профили тока практически совпадают. При $p > 20$ мТорр расчет радиальных профилей $j(r)$ с учетом градиента электронной температуры дает результат, близкий к экспериментальным данным.

На рис. 4.16 точками показаны экспериментальные значения нормированной температуры электронов T_e/eI , измеренные в плазменном

реакторе с $d_{eff} = 5$ см при различном давлении аргона. Как видно из приведенных графиков, при давлении $p < 20$ мТорр также наблюдается хорошее соответствие глобальной модели при величине параметра пространственной неоднородности $h = 0,5$.

Выводы

1. Порог погасания /зажигания ВЧ индукционного разряда определяется минимальным значением параметра $(n_a d_{eff}) \sim (pd_{eff})_{min}$, при котором существуют равновесные значения температуры электронов. Величина d_{eff} определяется как $d_{eff} = V/S_i$, где V – объем плазмы, в котором происходит ионизация рабочего газа, S_i – площадь поверхности, ограничивающей плазму, через которую уходят ионы.
2. Минимальное значение (pd_{eff}) зависит от максимальной скорости реакции ионизации K_0 рабочего газа, а также пространственной неоднородности плазмы, определяемой отношением плотности ионов на границе плазма-слой и средней по объему плотности электронов.
3. Основными факторами, влияющими на пространственную однородность потока ионов, являются давление и сорт рабочего газа, геометрия ГРК и месторасположение индуктора (место ввода ВЧ мощности). Вследствие взаимосвязи этих параметров для конкретной конструкции источника плазмы на базе ВЧИ разряда существует оптимальный диапазон параметра $pd \sim 1-3$ мТорр·см, в котором достигается максимальная эффективность ионизации и высокая однородность плотности тока ионов.
4. Увеличение давления свыше $pd > 20$ мТорр·см приводит к существенной пространственной неоднородности плазмы и плотности тока ионов, обусловленной уменьшением длины релаксации энергии электронов и увеличением градиента электронной температуры.

РАЗДЕЛ 5

ФОРМИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ПОТОКОВ ИОНОВ В КОМБИНИРОВАННЫХ РАЗРЯДАХ

Одним из перспективных направлений ионно-плазменных технологий, повышающих качество обработки поверхности изделий микроэлектроники (размерное травление пленок), машиностроения (упрочнение приповерхностных слоев материалов, нанесение антифрикционных, жаропрочных, коррозионно-стойких и других функциональных покрытий), оптики (полировка поверхности и нанесение просветляющих покрытий), медицины (нанесение пассивирующих и биоактивных покрытий в имплантологии) является развитие методов, использующих комбинированные потоки низкоэнергетичных ($\varepsilon_i < 1000$ эВ) ионов, радикалов химически активных веществ и нейтральных атомов [21-23].

Так, реактивное ионно-лучевое травление (РИЛТ) позволят совместить преимущества плазмо-химического травления (ПХТ), – высокую скорость и селективность травления, относительно небольшой энерговклад на единицу обрабатываемой поверхности и, соответственно, незначительный нагрев образца в процессе обработки, минимальные повреждения приповерхностных слоев материала и его структуры, – с достоинствами ионно-лучевого травления (ИЛТ) – низким давлением в рабочей камере, высокой анизотропией и возможностью профилированного травления, субмикронной разрешающей способностью обработки. Поэтому методы РИЛТ являются приоритетным в развитии прецизионной обработки сложно-композиционных кристаллических соединений, к которым, например, относятся материалы для быстродействующей микроэлектроники (GaAs), оптоэлектроники (CdHgTe), имплантологии (гидроксилапатит) [26, 27].

Современный уровень развития технологии нанесения оптических, оптоэлектронных, износостойких и прочих функциональных покрытий предполагает формирование тонкопленочных многокомпонентных структур с

высокой скоростью осаждения и высокими эксплуатационными характеристиками. При этом, для управления электрофизическими, оптическими и механическими свойствами пленок необходимо контролировать структуру и стехиометрию наносимых покрытий посредством изменения как параметров состояния подложки, так и энергией, величиной и составом потока частиц, конденсирующихся на поверхности осаждения. В процессе роста пленки величина энергии, приходящейся на один осажденный атом, может составлять несколько сотен эВ, что позволяет синтезировать пленки с уникальными свойствами, принципиально недостижимыми другими методами. Поэтому методы реактивного ионно-лучевого синтеза (РИЛС) тонких пленок, при которых управление потоками осаждаемого материала и энергии производится независимо, являются наиболее перспективными для получения покрытий с заданными свойствами [24-27, 148-160].

Тенденции развития методов РИЛТ и РИЛС предполагают повышение производительности процессов травления и нанесения, улучшения пространственной однородности потока ионов при одновременном снижении их энергии до уровня 10 эВ, что позволяет создавать благоприятные условия протекания химических реакций на поверхности подложки, оказывать решающее воздействие на стехиометрию пленок, минимизировать радиационные повреждения поверхности. Соответственно, эти тенденции определяют следующие общие требования, необходимые для эффективной реализации технологий РИЛТ и РИЛС, к параметрам ионно-плазменных систем независимо от способа создания плазмы [25, 26].

1. Возможность независимого управления величиной плотности потоков частиц j и их энергии ε в широком диапазоне ($j = 0.1 \div 10$ мА/см², $\varepsilon = 50 \div 500$ эВ).
2. Высокая однородность потоков на большой площади (до 1 м²).
3. Минимальное содержание примесей по массовому составу потока (< 1%).
4. Зарядовая и токовая нейтрализация потоков заряженных частиц.
5. Возможность длительной работы с химически активными газами.

6. Низкие давления в рабочей камере (менее 10^{-2} Торр).

Кроме того, условия промышленной эксплуатации предъявляют к технологическим ИПС и ряд стандартных технических требований: высокая энергетическая и газовая экономичность, большой ресурс работы, простота и надежность конструкции, удобство в управлении и возможность автоматизации работы устройства, безопасность обслуживающего персонала и т.д. [28, 29].

По совокупности параметров этим требованиям удовлетворяют плазменные источники ионов, состоящие из плазмообразующей ступени – газоразрядной камеры (ГРК) и ионно-оптической системы (ИОС), в которой происходит ускорение ионов и формирование пучка [28]. В известных конструкциях плазменных ИИ используются практически все типы газовых разрядов для создания плазмы в ГРК. Однако безэлектродные электрические разряды, в которых передача энергии плазме осуществляется не потенциальным, а вихревым электрическим полем, в частности, ВЧИ разряд низкого давления являются наиболее перспективными для разработки на их базе широкоапертурных ИИ низкой энергии. Как показано в разделе 4, преимущества использования ВЧИ разряда как плазмообразующей ступени ИИ низких энергий обусловлены высокой плотностью плазмы (до 10^{12} частиц/см³), минимальным разбросом ионов по энергиям ($\Delta\epsilon \leq 5$ эВ), относительно низким рабочим давлением ($10^{-4} \div 10^{-3}$ Торр), высокой экономичностью (энергетическая цена иона $\eta \sim (30 \div 80)$ эВ/ион), отсутствием накаливаемых узлов и поэтому большим ресурсом работы с химически активными газами, возможностью независимого управления энергией и плотностью заряженных частиц.

Также электромагнитный способ передачи энергии в плазму открывает возможность использовать потенциальное электрическое поле – постоянное, высокочастотное, импульсное, - для управления энергией ионов на заданную поверхность, обеспечивая независимое управление плотностью тока и энергией ионов. Однако, при достаточно большой амплитуде электрического поля возникают эффекты, связанные с потоками вторичных γ -электронов с поверхности и взаимодействием поля и плазмы ВЧИ разряда, которые при

определенных условиях могут стать преобладающими. Такие газоразрядные системы можно рассматривать как *комбинированные разряды*. В настоящем разделе исследованы наиболее интересные, с точки зрения практического применения, *комбинированные ВЧ индукционно-емкостной и индукционно-магнетронный разряды*, которые послужили основой для разработки комплекса плазменных технологических модулей: реакторов для РИПТ, низкоэнергетичных ИИ для технологии РИЛТ, источников низкотемпературной плазмы и химически активных частиц для технологий РИПС (Приложение А).

5.1 Комбинированный ВЧ индукционно-емкостной разряд

Наиболее перспективными устройствами на базе индукционного разряда для обработки поверхностей диэлектриков и бездефектного травления материалов критичных к нагреву ($T < 100^\circ\text{C}$) являются ИПС, использующие для доускорения ионов из плазмы ИР квазистационарное приэлектродное падение, которое образуется благодаря «диодному» эффекту ВЧЕ разряда. Такие ИПС представляют, по сути, единый комбинированный ВЧ индукционно-емкостной разряд (ВЧИЕ разряд). Для большинства технологий ионно-лучевого травления и синтеза покрытий предпочтителен диапазон низких давлений $p < 10^{-1}$ Торр, когда самостоятельный ВЧЕ разряд не зажигается. Поэтому в этом диапазоне давлений ВЧИ разряд можно считать базовым, а ВЧЕ разряд - обеспечивающим доускорение ионов в приэлектродных слоях при слабом влиянии на процессы ионизации.

Изучение комбинированного индукционно-емкостного ВЧ разряда на сегодняшний день еще не сформировалось как отдельное направление исследований в области физики газового разряда. В большей части научные публикации рассматривают ВЧИ и ВЧЕ разряды как два независимых типа газового разряда, а исследования разряда в комбинированных полях сводятся, зачастую, либо к изучению влияния емкостной составляющей поля индуктора на стационарный ВЧИ разряд, либо к рассмотрению ВЧИ нагрева плазмы как небольшой добавки к квазистационарному ВЧЕ разряду.

В данном подразделе рассматриваются вопросы физики ВЧЕ разряда, которые являются основными для процессов формирования потоков заряженных частиц в комбинированном ВЧИЕ разряде. Поэтому такие важные задачи для физики газового разряда как механизм нагрева электронного газа, расчет электромагнитных полей, импеданс разряда, распределения локальных параметров плазмы не обсуждаются.

Диодный эффект в ВЧ емкостном разряде

Теоретические расчеты и экспериментальные исследования показывают, что в приэлектродных слоях ВЧЕ разряда нарушается амбиполярный режим диффузии зарядов. Положительные ионы, доставляемые из объема плазмы слабым амбиполярным полем, проникая в приэлектродный слой, захватываются и ускоряются приэлектродным падением квазистационарного потенциала плазмы U . Профиль ионной плотности в приэлектродном слое в результате становится существенно неоднородным по координате и резко спадает по направлению к электроду. Энергия ε_i ускоренных ионов, бомбардирующих электрод, в зависимости от давления газа, может достигать величины eU и составлять сотни электрон-вольт [190-192].

В этих же работах обсуждается формирование безионизационного приэлектродного слоя. Показано, что образование приэлектродных слоев связано с ускоренным движением положительных ионов в приэлектродном слое квазистационарного падения потенциала. Вследствие диодного эффекта поверхность ВЧ электрода в среднем по времени оказывается под большим отрицательным потенциалом относительно квазинейтральной плазмы. В отсутствие ионизации в слое собираемый электродом постоянный ионный ток не зависит от величины потенциала и определяется только диффузионным потоком ионов из квазинейтральной плазмы, т.е. равняется плотности ионного тока насыщения плоского ленгмюровского зонда.

Формирование профиля ионной плотности в слое и распределение постоянного потенциала также происходит аналогично случаю ленгмюровского слоя в режиме ионного тока насыщения. Отличие заключается в том, что

объемный заряд ионов в ВЧ приэлектродном слое частично компенсируется электронами плазмы, проникающими в процессе колебаний в слой.

В работах [193, 194] было показано, что стационарные параметры ВЧ приэлектродного слоя связаны соотношением, подобным закону Чайльда-Ленгмюра: отличие состоит в том, что ширина ВЧ приэлектродного слоя оказывается примерно в 1,4 раза больше ширины ленгмюровского слоя при прочих равных условиях.

Как было показано в работе Ковалева [194], ширина слоя определяет его емкостное сопротивление. Исходя из этого, можно рассчитать соотношения ВЧ и, соответственно, стационарных напряжений в слоях как функцию отношения площадей электродов. Так, когда в цепи электродов включен разделительный конденсатор, отношение приэлектродных падений потенциала выражается в виде степени от обратного отношения площадей электродов [195]:

$$\frac{U_1}{U_2} = \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^\alpha, \quad (5.1)$$

где U_1 и U_2 - средние по времени потенциалы плазмы относительно соответствующих электродов с площадью S_1 и S_2 , α — коэффициент, зависящий от разрядных условий, который лежит в пределах $\alpha = 1-4$. В области промежуточных давлений газа ($p = 10^{-2} - 1$ Торр) показатель степени α равен $5/2$ и в области низких давлений ($p < 10^{-2}$ Торр) $\alpha = 4$ [196-198].

Использование функциональной связи стационарных параметров ВЧ приэлектродных слоев позволяет легко объяснить электрические свойства несимметричного ВЧЕ разряда. Вместе с тем, представляет интерес изучение несимметричного ВЧ плазменного конденсатора в более общем случае.

Поэтому *задачами проведенных исследований* было определение оптимальных параметров комбинированного ВЧИЕ разряда для эффективной ионизации рабочего газа и формирования низкоэнергетичных ионных потоков, а также изучение влияния ВЧ емкостного потенциального поля на стационарный ВЧИ разряд в случае асимметрии ВЧ электродов.

5.2 Интегральные характеристики ВЧИЕ разряда

Для определения влияния потенциального ВЧ поля на ВЧИ разряд были проведены измерения основных разрядных характеристик ВЧИЕ разряда: зависимости плотности тока j от давления рабочего газа p , подводимой ВЧ мощности P и потенциала φ на ВЧ электроде. Приведенные результаты были получены в ВЧ источнике ионов, в котором потенциальным электродом являлся корпус ГРК (рис.5.1). Более детальное описание конструкции источника ионов представлено в подразделе 4.2, рис. 4.3, 4.4.

В источнике подача ВЧ напряжения на индуктор и корпус ИИ осуществлялась от общего генератора УВ-1 мощностью до 1 кВ. ВЧ напряжение на электрод, площадь которого значительно больше площади сетки, подавалось через разделительный конденсатор, благодаря чему возникало положительное автосмещение потенциала корпуса ГРК. Постоянный потенциал электрода использовался как основной параметр, определяющий энергию ионов и эмиссионные характеристики источника.

Полностью металлическая конструкция ИИ с водяным охлаждением всех основных элементов позволяет работать с достаточно большим энерговкладом в источник. Нами была экспериментально проверена возможность длительной непрерывной работы источника с подводимой ВЧ мощностью до 2 кВт, однако, тепловой режим источника в этих экспериментах позволяет надеяться на возможность безотказной непрерывной работы ИИ и при большем энерговкладе с соответствующим увеличением тока пучка.

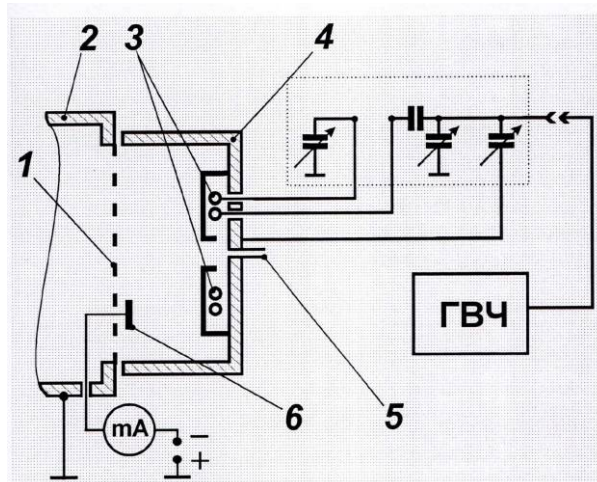


Рис. 5.1. Принципиальная схема источника низкоэнергетических ионов с односеточной ИОС и системы электропитания.

- 1 – электрод-сетка,
- 2 – рабочая камера,
- 3 – экранированный индуктор,
- 4 – корпус ИИ, являющийся потенциальным ВЧ электродом,
- 5 – напуск рабочего газа,
- 6 – плоский зонд для измерения плотности тока ионов.

На рис. 5.2 представлены графики плотности тока ионов j на поверхности ГРК, амплитуды ВЧ потенциала U_{in} на индукторе в зависимости от давления рабочего газа при фиксированных мощности ВЧ генератора $P_0 = 400$ Вт и ВЧ напряжения на потенциальном электроде $\varphi = 180$ В. На рисунке также приведены графики рассчитанных зависимостей мощности потерь P_{loss} во внешних цепях.

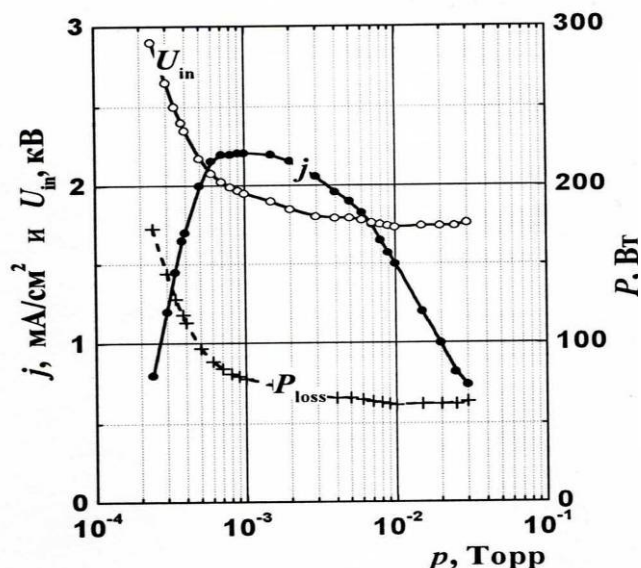


Рис.5.2. Графики плотности тока ионов на стенках ГРК j , амплитуды ВЧ потенциала индуктора U_m , потерь ВЧ мощности во внешних цепях P_{loss} в зависимости от давления рабочего газа p .

Рабочий газ - Аг, ВЧ мощность на выходе генератора $P_0 = 400$ Вт, значение ВЧ напряжения на потенциальном электроде $\varphi = 180$ В.

Как видно из рисунка, зависимость плотности тока ионов j на поверхности ГРК имеет протяженный максимум с плато в диапазоне рабочих давлений от $6 \cdot 10^{-4}$ Торр до $1,5 \cdot 10^{-3}$ Торр. В области более высоких и низких давлений плотность тока ионов j монотонно снижается. Амплитуда ВЧ потенциала U_{in} на индукторе в области давлений $p = 2 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$ Торр меняется слабо, и лишь в области «погасания» разряда наблюдается резкий рост U_{in} при снижении давления p . На рис. 5.3 представлены графики плотности тока ионов j на поверхность ГРК, амплитуды ВЧ потенциала

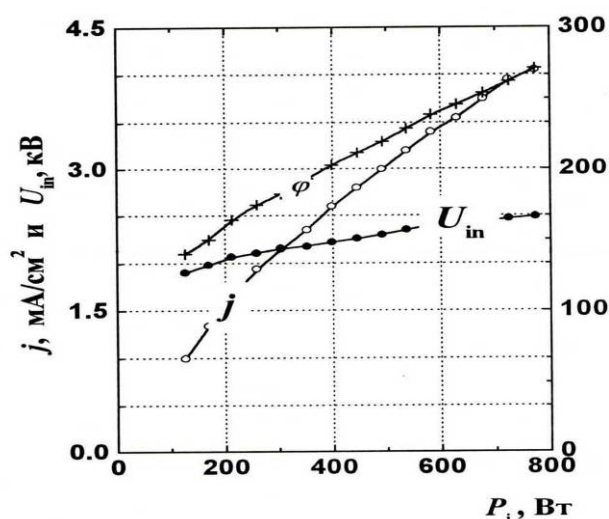


Рис.5.3. Графики плотности тока ионов на стенках ГРК j , амплитуды ВЧ потенциала индуктора U_{in} , амплитуды ВЧ напряжения φ на потенциальном электроде в зависимости от поглощаемой мощности $P_i = P_0 - P_{loss}$ при фиксированном давлении рабочего газа $p = 0,55$ мТорр.

Рабочий газ - Аг.

U_{in} на индукторе и амплитуды ВЧ напряжения φ на потенциальном электроде в зависимости от поглощаемой разрядом мощности при фиксированном давлении рабочего газа $p=5,5 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Как видно из рисунка, зависимость плотности тока ионов на стенках ГРК имеет монотонно растущую зависимость с уменьшающимся дифференциальным наклоном. График плотности тока ионов j построен аналогично скорректированному графику для плотности тока в чисто индукционном разряде (рис. 4.6, пунктирная линия), однако в отличие от ИР плотность тока ионов не имеет характерной линейной зависимости.

Аналогично ВЧИ разряду, для ВЧИЕ разряда также существует некоторое значение ВЧ мощности P_{min} при котором происходит погасание разряда, и ниже которого разряд не зажигается. Амплитуда ВЧ потенциала U_{in} на индукторе имеет стабилитронный характер с положительным дифференциальным сопротивлением. Т.к. ВЧ напряжение на потенциальный электрод подавалось через емкостной делитель на выходе ВЧ генератора, в экспериментах наблюдается рост потенциала φ при увеличении подводимой ВЧ мощности.

На рис. 5.4 представлена зависимость плотности тока ионов на стенках ГРК в зависимости от амплитуды ВЧ напряжения на потенциальном электроде для ВЧИЕ разряда при фиксированной выходной ВЧ мощности генератора P и постоянном давлении рабочего газа p . Достаточно неожиданным результатом является то, что даже при подаче небольших ВЧ потенциалов наблюдается рост плотности

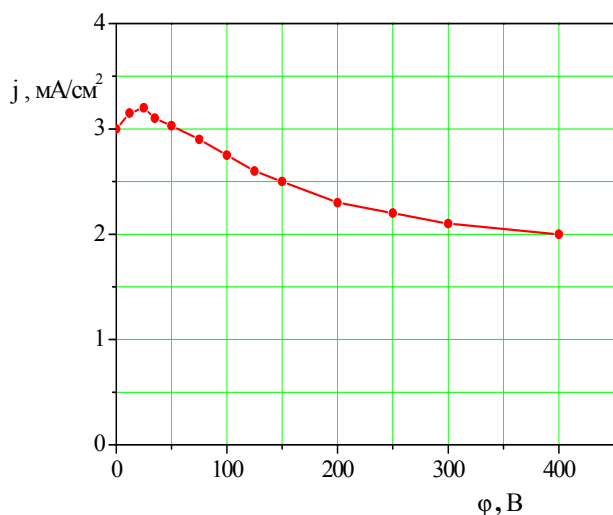


Рис.5.4. График зависимости плотности тока ионов на стенке ГРК j от амплитуды приложенного ВЧ напряжения на потенциальном электроде φ для ВЧИЕ разряда при фиксированных ВЧ мощности генератора $P_o = 400$ Вт и давлении рабочего газа $p = 5,5 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Рабочий газ – аргон.

тока ионов, в то время как затраты мощности на ионизацию P_i снижаются за счет потерь энергии на ускорение ионов ВЧ потенциальным полем в приэлектродных слоях. Т.е. воздействие ВЧ потенциального поля на самостоятельный ВЧИ разряд приводит к существенному изменению внутренних параметров квазистационарной плазмы.

Измерения основных интегральных параметров в зависимости от подводимой ВЧ мощности проводились и для других значений давления рабочего газа. Как и для ВЧИ разряда, полученные графики плотности тока имеют тот же характер, что и на рис. 5.3, и отличаются лишь углом наклона зависимости плотности тока от подводимой мощности.

5.3 Модель энергобаланса в комбинированном ВЧИЕ разряде

Модель комбинированного ВЧИЕ разряда низкого давления основана на следующих положениях.

- Рассматривается диапазон низких давлений, когда реализуется свободный уход ионов на стенки ГРК ($p < 20$ мТорр для размеров нашего устройства).
- ВЧИЕ разряд состоит из атомов, ионов и электронов. Наличие возбужденных атомов и процессов излучения в механизме разряда не учитывается.
- Пространство ГРК разделяется на две области:
 - область однородной по объему квазинейтральной плазмы ($n_e \sim n_i$),
 - область пристеночного безионизационного слоя падения потенциала, образованного некомпенсированным объемным зарядом положительных ионов.
- Связь между ВЧ потенциалом ϕ , плотностью тока ионов j и толщиной слоя h определяется законом Чайльда-Ленгмюра [190, 193].
- ФРЭЭ - максвелловская с соответствующей равновесной электронной температурой T_e .
- Функция распределение ионов по энергиям на стенках ГРК является моноэнергетичной.
- Энергия в плазму поступает от вихревого электрического поля индуктора.

- Рассматривается случай квазинейтральной плотности тока ионов j_i и электронов j_e на стенки ГРК ($j_e = j_i$).

Также полагается, что газоразрядная камера общей площадью S_o состоит из двух ВЧ электродов с площадью S_1 и S_2 ($S_o = S_1 + S_2$). Между электродами подан ВЧ потенциал амплитудой φ , а падение потенциалов в приэлектродных слоях связаны с φ соотношением:

$$\varphi = U_1 + U_2, \quad (5.2)$$

$$\frac{U_1}{U_2} = \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^4, \quad (5.3)$$

где U_1 – среднее по времени падение потенциала вблизи электрода с площадью S_1 , U_2 – среднее по времени падение потенциала вблизи электрода площадью S_2 . Уравнение (5.3) отвечает уравнению (5.1) при низком давлении, когда приэлектродные слои – бесстолкновительные и $\alpha = 4$ [195, 196]. Обозначив $\delta = S_2 / S_1$, из уравнений (5.2) и (5.3) значения U_1 и U_2 можно представить в виде:

$$U_1 = \varphi \cdot \frac{\delta^4}{1 + \delta^4}, \quad (5.4)$$

$$U_2 = \varphi \cdot \frac{1}{1 + \delta^4}. \quad (5.5)$$

Уравнение баланса мощности в комбинированном ВЧИЕ разряде с общим источником электропитания (ГВЧ) для индуктора 3 и ВЧ электрода 4 (рис. 5.1) имеет вид:

$$P = P_i + P_1 + P_2, \quad (5.6)$$

где P - поглощаемая разрядом мощность,

$P_i = \eta \cdot j \cdot S_0$ - затраты мощности на ионизацию,

$P_1 = U_1 \cdot j \cdot S_1$ - мощность, затраченная на ускорение ионов ВЧЕ потенциальным полем на электроде с площадью S_1 ,

$P_2 = U_2 \cdot j \cdot S_2$ - мощность, затраченная на ускорение ионов ВЧЕ потенциальным полем на электроде с площадью S_2 ,

j - средняя плотность тока ионов на границе плазма-слой,

η - энергетическая цена иона в ВЧИ разряде.

Представив $S_1/S_0 = I/(1+\delta)$, $S_2/S_0 = \delta/(1+\delta)$, с учетом уравнений (5.4), (5.5) P_1 и P_2 можно преобразовать к виду:

$$P_1 = I \cdot \varphi \frac{\delta}{(1+\delta) \cdot (1+\delta^4)} = \frac{\varphi}{\eta} \cdot F_1(\delta) \cdot P_i, \quad (5.7)$$

$$P_2 = I \cdot \varphi \frac{\delta^4}{(1+\delta) \cdot (1+\delta^4)} = \frac{\varphi}{\eta} \cdot F_2(\delta) \cdot P_i, \quad (5.8)$$

где $I = j \cdot S_0 = P_i / \eta$ – интегральный ток ионов на стенки ГРК.

Теперь подставив соотношения (5.7) и (5.8) в уравнение баланса мощности (5.6), получим выражение для затрат мощности на ионизацию P_i :

$$P_i = P \cdot \frac{1}{1 + \varphi' \cdot F(\delta)}, \quad (5.9)$$

$$F(\delta) = F_1 + F_2 = \frac{\delta + \delta^4}{(1+\delta) \cdot (1+\delta^4)}, \quad (5.10)$$

где $\varphi' = \varphi / \eta$. Введя нормированные на единицу подводимой ВЧ мощности величины $p_1 = P_1/P$, $p_2 = P_2/P$, $p_i = P_i/P$, уравнения (5.7)-(5.9) можно представить в виде:

$$p_i = \frac{1}{1 + \varphi' \cdot F(\delta)}, \quad (5.11)$$

$$p_1 = \frac{\varphi' \cdot F_1(\delta)}{1 + \varphi' \cdot F(\delta)}, \quad (5.12)$$

$$p_2 = \frac{\varphi' \cdot F_2(\delta)}{1 + \varphi' \cdot F(\delta)}, \quad (5.13)$$

которые полностью описывают баланс мощности в комбинированном ВЧИЕ разряде.

На рис. 5.5 представлены графики зависимостей, составляющих ВЧ мощности, подводимой к разряду, от нормированного ВЧ потенциала φ' при фиксированном соотношении площадей электродов $\delta = 2,23$. Как видно из графиков, затраты мощности на ионизацию имеют монотонно спадающую зависимость, а затраты мощности на ускорение ионов монотонно возрастающую зависимость.

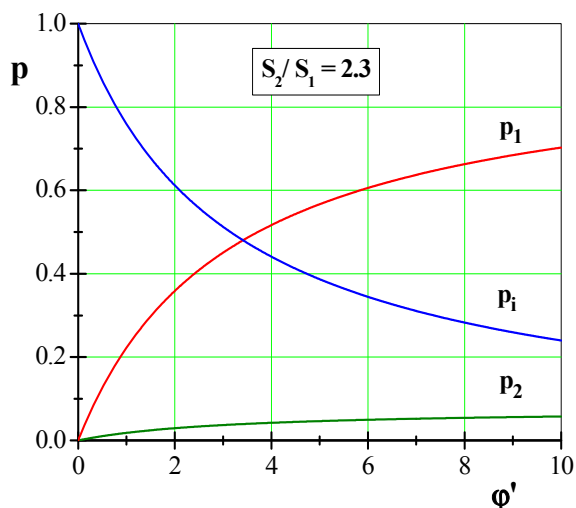


Рис.5.5. Графики зависимостей составляющих мощности, поглощенной в ВЧИЕ разряде, нормированных на единицу подводимой ВЧ мощности, от нормированного потенциала ВЧ электрода ϕ' , $\delta = 2,23$.

p_i - затраты ВЧ мощности на ионизацию, p_1, p_2 - затраты ВЧ мощности на ускорение ионов в приэлектродных слоях на меньшем и большем электроде соответственно.

Влияние геометрии ГРК (или асимметрии ВЧ электродов) на составляющие поглощенной в разряде ВЧ мощности демонстрируют графики изображенные на рис. 5.6. Наиболее интересным результатом представляется существование максимума вкладываемой в ускорение ионов на меньший электрод ВЧ мощности p_1 в зависимости от δ . Образование этого максимума связано с тем, что при увеличении асимметрии электродов величина квазистационарного падения ВЧ потенциала на электроде с меньшей площадью растёт как четвертая степень δ . Поэтому происходит сильное перераспределение мощности в сторону увеличения на электроде меньшей площади S_1 . Однако с дальнейшим уменьшением площади S_1 снижается интегральный ток на этот электрод, а соответственно происходит и снижение роста мощности p_1 за счет перераспределения ВЧ потенциала ϕ между электродами.

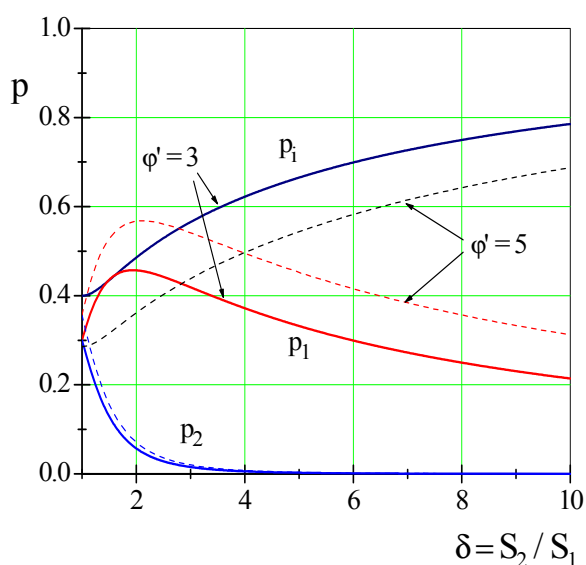


Рис.5.6. Зависимости нормированных затрат ВЧ мощности на ионизацию p_i , затрат ВЧ мощности на ускорение ионов в приэлектродных слоях на меньшем и большем электроде p_1, p_2 , соответственно, от соотношения площадей ВЧ электродов при фиксированном ВЧ потенциале $\phi' \leq 5$.

На рис. 5.7 приводятся зависимости $p_I(\delta)$ при различных значениях ϕ' . Как следует из рисунка, максимум p_I с ростом ϕ' смещается в область с большей асимметрией электродов, а при $\delta < 1,54$ максимум p_I исчезает.

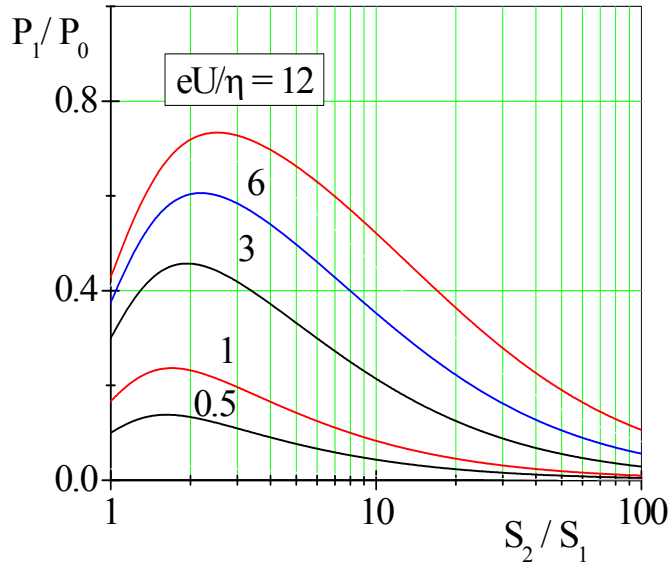


Рис. 5.7. Зависимость нормированной мощности на электрод меньшей площади p_I от соотношения площадей электродов $\delta = S_2/S_1$ при различных значениях $\phi' = eU / \eta$ (η - суммарная энергетическая цена иона).

5.4 Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными. Выводы

Прежде чем анализировать полученные результаты, необходимо уточнить физический смысл суммарной энергетической цены иона η в ВЧИ и ВЧИЕ разрядах [146]. Согласно [199, 200] $\eta = \varepsilon_c + \varepsilon_k$, где ε_c – суммарные неупругие потери энергии при одном акте ионизации, зависящие от ФРЭЭ, ε_k – кинетическая энергия ион-электронной пары, уходящая на стенки ГРК, которая зависит от природы приэлектродных слоев. Для аргона при максвелловской ФРЭЭ ε_c хорошо аппроксимируется выражением $\varepsilon_c = 1,73eI \exp(0,2eI/T_e)$, а $\varepsilon_k = 2T_e + \varepsilon_i$ – суммарные кинетические потери энергии, обусловленные энергией тока электронов $\sim T_e$, кинетической энергии тока ионов на границе плазмы $\sim T_e$ согласно критерию Бома, ε_i – энергией, которую ион набирает в пристеночном слое. В случае равенства плотностей тока ионов и электронов на стенки ГРК $\varepsilon_i = eU_p = T_e \cdot \ln(M/m)^{1/2}$, что справедливо для чисто индукционного разряда [146]. На рис. 5.8 для аргона представлены зависимости нормированной суммарной

энергетической цены иона η / eI при различных значениях ε_k / eI от нормированной температуры электронов $t = T_e / eI$.

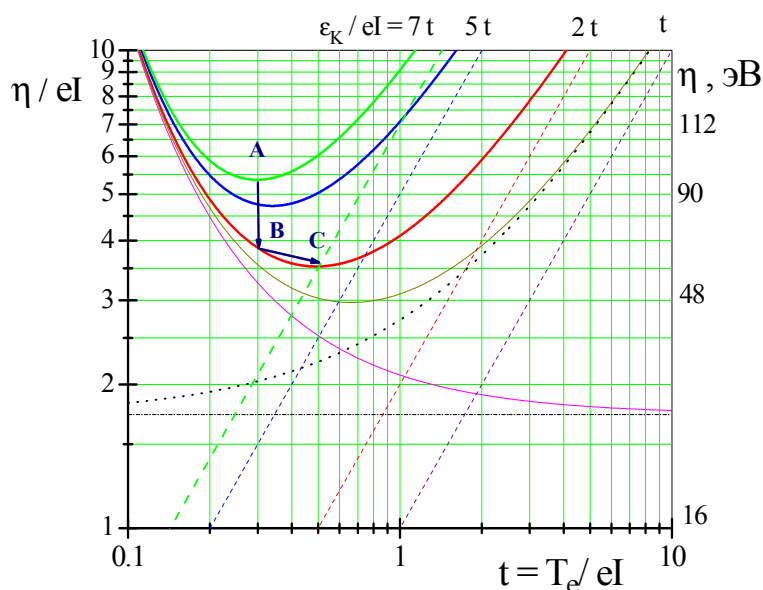


Рис. 5.8. Зависимость нормированной суммарной энергетической цены иона η/eI от нормированной температуры электронов $t = T_e/eI$ при различных значениях кинетической составляющей $\varepsilon_k/eI = 1; 2; 5; 7$.

Величина $\varepsilon_k / eI = 7t$ отвечает ВЧИ разряду, когда затраты энергии на ускорение ионов в приэлектродных слоях происходят за счет *теплового движения электронов* ($\varepsilon_i = T_e \cdot \ln(M/m)^{1/2} \sim 5T_e$ для аргона), а величина $\varepsilon_k / eI = 2t$ соответствует ВЧИЕ разряду, когда ускорение ионов в пристеночных слоях ε_i происходит за счет внешнего потенциального ВЧ поля.

Таким образом, в комбинированном ВЧИЕ разряде ВЧ мощность P_i , передаваемая индуктором через вихревое электрическое поле, идет на нагрев электронов и обеспечивает ионизацию, а также уход заряженных частиц на границу плазма-слой. Соответственно, энергетическая цена иона η_{IE} меньше η_I для чисто индукционного разряда на величину $\varepsilon_i \sim 5T_e$ (участок АВ на рис. 5.8).

Модель баланса энергий комбинированного ВЧИЕ разряда позволяет оценить величину P_i для заданного соотношения площадей электродов δ и амплитуды потенциального ВЧ поля φ . Зная значение P_i , можно рассчитать энергетическую цену иона η_{IE} из экспериментальных данных $j(p)$ и $j(\varphi)$, приведенных на рис. 5.2, 5.4. Для ВЧ источника низкоэнергетичных ионов, в котором проводились эксперименты, величина $\delta = 2,28$. На рис. 5.9 представлены зависимости энергетической цены иона для ВЧИ разряда η_I и

ВЧИЕ разряда η_{IE} от давления рабочего газа, полученные из экспериментальных данных зависимости плотности тока от давления $j(p)$ при постоянной ВЧ мощности 400 Вт и амплитуде ВЧ потенциала на электродах 180 В (рис. 4.9, 5.2).

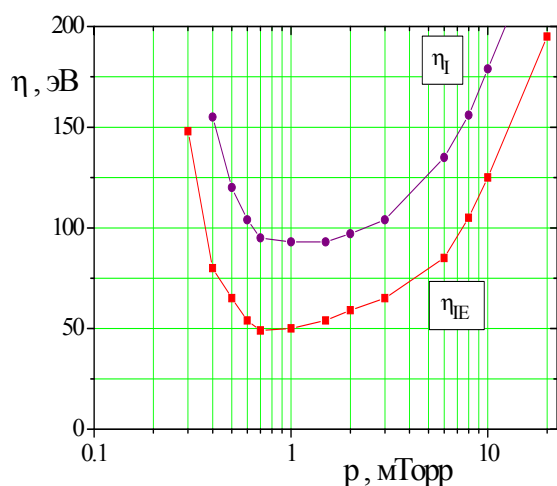


Рис. 5.9. Зависимости суммарной энергетической цены иона для ВЧИ разряда η_I и ВЧИЕ разряда η_{IE} от давления рабочего газа аргона. ВЧ мощность $P = 400$ Вт. Для ВЧИЕ разряда $P_i = 0,5P$ при амплитуде ВЧ потенциала $\phi = 180$ В.

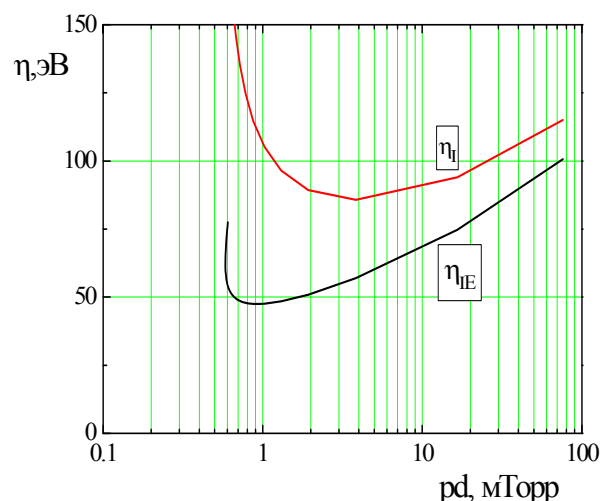


Рис. 5.10. Зависимость суммарной энергетической цены иона η_I для ВЧИ ($\epsilon_{\kappa}/eI=7$) и η_{IE} для ВЧИЕ ($\epsilon_{\kappa e}/eI=2$) разрядов от параметра (pd).

На рис. 5.10 представлены зависимости η_I и η_{IE} от параметра (pd), рассчитанные согласно графикам $\eta(T_e)$ (рис. 5.8) и взаимосвязи $T_e(pd)$ из уравнения баланса заряженных частиц (4.4) для ВЧ индукционного разряда. Как видно из приведенных данных, теоретические расчеты соответствуют экспериментальным результатам при $pd < 20$ мТорр·см.

Непосредственно оценить влияние кинетической составляющей на суммарную энергетическую цену иона позволяет уравнение (5.9) и экспериментальные данные зависимости $j(\phi)$, приведенные на рис. 5.4. Так уравнение (5.9) можно представить в виде

$$\frac{P_i}{P} = \frac{\eta_{IE} \cdot j(\phi)}{\eta_I \cdot j_0} = \frac{1}{1 + \phi' \cdot F},$$

или

$$\frac{\eta_{IE}}{\eta_I} = \frac{j_0/j(\varphi)}{1 + 0,32 \cdot \varphi/\eta_I}, \quad (5.14)$$

где $F=0,32$ при $\delta=2,3$, j_0 – плотность тока ионов для ВЧИ разряда. На рис. 5.11 при $\eta_I=80$ эВ приведены:

- зависимость $j(\varphi')$ согласно экспериментальным данным рис. 5.4,
- зависимость $j_0/j(\varphi')$, рассчитанная из экспериментальных данных,
- отношение η_{IE}/η_I , рассчитанное согласно (5.17),

от нормированной амплитуды потенциального ВЧ поля на электродах φ' . На правой оси графика приведены абсолютные значения η и j .

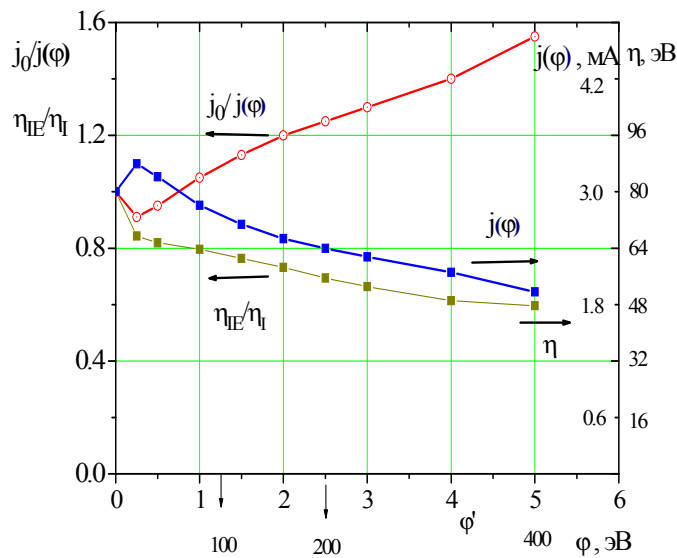


Рис. 5.11. Экспериментальные зависимости плотности тока j и энергетической цены иона η_{IE} в комбинированном ВЧИЕ разряде от амплитуды ВЧ потенциала на электродах φ . $P=400$ Вт, $p=0,55$ мТорр. Эти же зависимости для нормированной плотности тока $j_0/j(\varphi)$, η_{IE}/η_I .

Из рисунка видно, что при подаче на электроды ВЧ потенциала относительно небольшой величины $\varphi < 50$ В происходит резкое уменьшение η_{IE} , сопровождающееся ростом плотности тока $j > j_0$, с последующим выходом на насыщение $\eta_{IE} \sim 50$ эВ при $\varphi > 200$ В. Эти данные отвечают перестройке чисто индукционного разряда в комбинированный индукционно-емкостной и соответствуют участку А-В на графике $\eta(T_e)$ (рис. 5.8). Снижение η при увеличении $\varphi > 100$ В может быть связано с увеличением температуры электронов T_e (участок В-С на рис. 5.8) в результате стохастического нагрева электронного газа при его взаимодействии с ВЧ приэлектродными слоями, либо с вкладом омического нагрева в плазменной фазе емкостного слоя [201, 202].

Однако для окончательных выводов о природе данного явления требуются дополнительные исследования динамики ФРЭЭ при воздействии на индукционный разряд слабого потенциального ВЧ поля. Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Основные характеристики комбинированного ВЧИЕ разряда - диапазон давления рабочего газа, при котором загорается разряд, ватт-амперные характеристики, зависимость тока разряда от давления и сорта рабочего газа, по сравнению с ВЧ индукционным разрядом, качественно не изменяются. Это связано с незначительной ролью вторичной ион-электронной эмиссии с поверхности электродов в механизме разряда.
2. Основное влияние потенциального ВЧ электрического поля на ВЧИ разряд проявляется в изменении суммарной энергетической цены иона, а именно: в снижении кинетической составляющей, определяемой механизмом затрат энергии на ускорение ионов в приэлектродных слоях. Это приводит к количественным изменениям интегральных характеристик разряда.
3. Экспериментально установлена и теоретически обоснована принципиальная роль асимметрии площадей ВЧ электродов в энергобалансе комбинированного ВЧИЕ разряда, ее влияние на величину суммарной энергетической цены иона и энергетическую эффективность плазменных реакторов и источников ионов на базе ВЧИ разряда.

5.5 Комбинированный индукционно-магнетронный разряд

Применение в магнетронных распылительных системах (МРС) дополнительных устройств для ионизации газа и распыленных атомов обусловлено следующими основными причинами [74, 203-207, 212].

- Необходимость обеспечить работу МРС при пониженном давлении рабочего газа, что способствует получению пленок высокой чистоты без примесей аргона и минимизации углового рассеяния распыленных атомов. Последнее

важно для равномерного осаждения слоев внутри глубоких канавок и окон субмикронных электронных структур.

- Необходимость дополнительно активировать химически активные частицы и независимо от магнетронного разряда управлять их потоками при реализации технологий РИПТ и РИЛС.
- Необходимость использовать эффекты ионной бомбардировки при осаждении пленок и покрытий.

Независимое изменение энергии и плотности потока бомбардирующих ионов позволяет направленно воздействовать на процессы, протекающие на границе раздела и в объеме конденсированной фазы, и таким образом влиять на структуру и свойства покрытий. К настоящему времени синтезированы наноструктурированные многослойные и однослойные кристаллические покрытия с необычными функциональными и эксплуатационными характеристиками [203-207, 221-228].

Ключевым вопросом при ионно-активированном формировании покрытий является определение степени энергетического воздействия на поверхность роста, возможности его регулирования и воспроизводимости. Основными показателями являются природа бомбардирующих ионов, их энергия и ион/атом отношение в потоке, взаимодействующим с подложкой. Изменяя энергию при постоянном потоке или, наоборот, изменяя плотность при постоянной энергии можно по-разному воздействовать на рост конденсированной фазы, формируя покрытия с требуемыми структурой, составом и, соответственно, свойствами.

Объединение экспериментальных и численных подходов при изучении роста новых материалов, в том числе в условиях ионной бомбардировки, позволило установить интервалы оптимальных значений энергии и плотности потоков ионов на разных стадиях формирования покрытий [208-210]. Разработано большое число схем ионно-активированного осаждения, каждая из которых имеет свои достоинства и ограничения. Основными на настоящий момент являются ионно-плазменное распыление в магнетронном разряде и осаждение из плазмы вакуумной катодной дуги. Вакуумная дуга в парах

материала катода и магнетронный разряд в газовых средах представляют собой разные по своей энергетике источники, по-разному влияющие на рост пленок. Они дополняют друг друга, и их совместное использование в схемах напыления позволяет получать слоистые композиции с высокими характеристиками [206].

Наибольшее распространение для реализации ионно-активированного осаждения получили ВЧ системы с индуктором, охватывающим пространство между мишенью магнетрона и подложкой [211-214]. Такие системы называют магнетронными системами с индукционной плазмой (Inductively Coupled Plasma-Magnetron Sputtering, ICP-MS [215]). В этих системах достигнута высокая степень ионизации газовых и распыленных частиц и существенно снижено рабочее давление плазмообразующего газа, как в MPC с несбалансированной магнитной системой. В то же время, индукционная система позволяет независимо управлять потоками распыленных атомов и ионизованных частиц [135]. Принципиальная схема MPC с

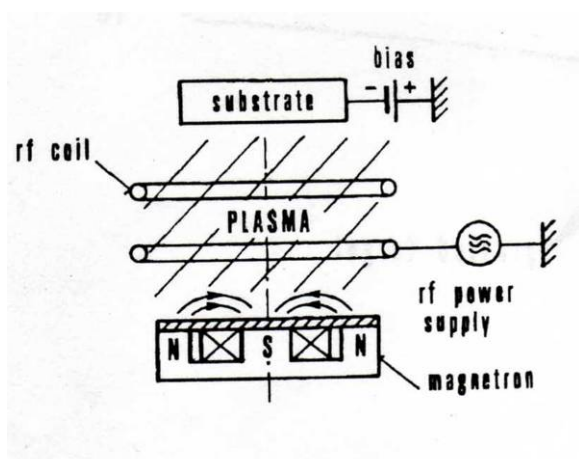


Рис. 5.12. Принципиальная схема MPC с дополнительной ионизацией рабочего газа и распыленных атомов ВЧИ разрядом [216].

дополнительной ионизацией рабочего газа и распыленных атомов ВЧИ разрядом приведена на рис. 5.12 [216]. В этой работе использовался несбалансированный магнетрон с мишенью из меди диаметром 100 мм. Магнитное поле магнетрона создавалось при помощи постоянных SmCo магнитов, ток МР изменялся в диапазоне 0-1 А, мощность в ВЧИ разряде - 0-400 Вт.

Вольт-амперные характеристики комбинированного индукционно-магнетронного разряда представлены на рис. 5.13 а, б. Как следует из приведенных графиков, при давлении менее 0,02 Па самостоятельный МР не зажигается и ВАХ ВЧИЕ разряда имеет характер ионной ветви ВАХ одиночного зонда (рис. 5.13а). В этом режиме «voltage mode» ток на мишень

магнетрона I_d практически постоянный, а амплитуда ионного тока насыщения I_d пропорциональна ВЧ мощности.

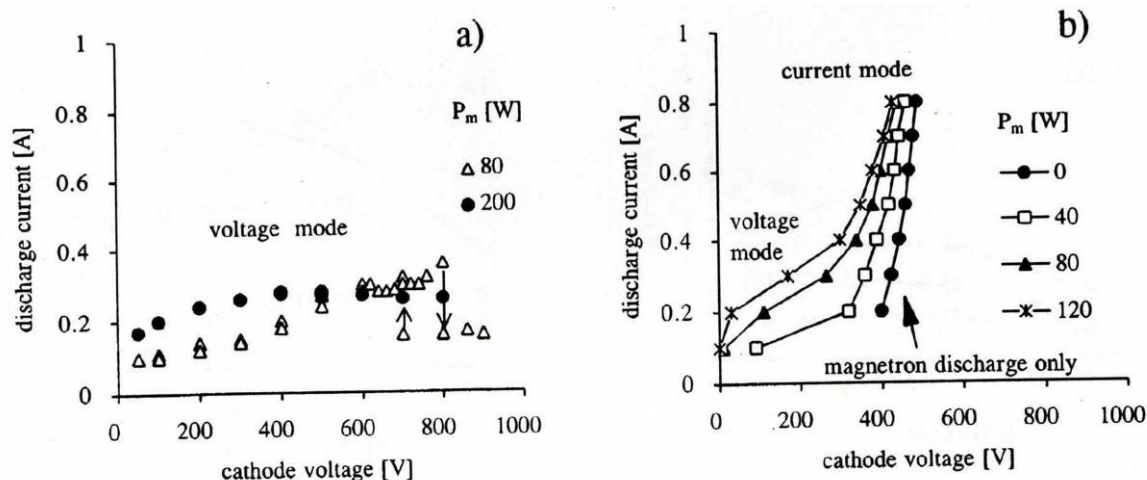


Рис. 5.13. Вольт-амперные характеристики комбинированного индукционно-магнетронного разряда при различной ВЧ мощности $P_m=(0; 40; 80; 120; 200)$ Вт [216].

а) Давление рабочего газа аргона 0,01 Па.

б) Давление рабочего газа аргона 0,025 Па.

При давлении 0,025 Па и выше, когда может существовать самостоятельный магнетронный разряд, ВАХ комбинированного ВЧИМ разряда состоит из двух режимов (рис. 5.13 б): при $U_d < 300$ В реализуется режим «voltage mode», при $U_d > 300$ В – режим «current mode» (U_d – постоянное). Таким образом, введение дополнительной ВЧ мощности позволяет существовать несамостоятельному магнетронному разряду при небольших напряжениях, в то время как самостоятельный магнетронный разряд зажигается при $U_d > 400$ В (рис. 5.13 б).

На рисунке 5.14 а, б приведены зависимости плотности ионного тока на столик для образцов от давления рабочего газа при фиксированном токе магнетронного разряда $I_d = 0,8$ А и различной мощности ВЧИ разряда P_{rf} . Как следует из графиков, изменением рабочего давления, расстояния мишень-столик для образцов и ВЧ мощности можно управлять потоком ионов на обрабатываемую поверхность в широких пределах – $0,1 - 10$ мА/см².

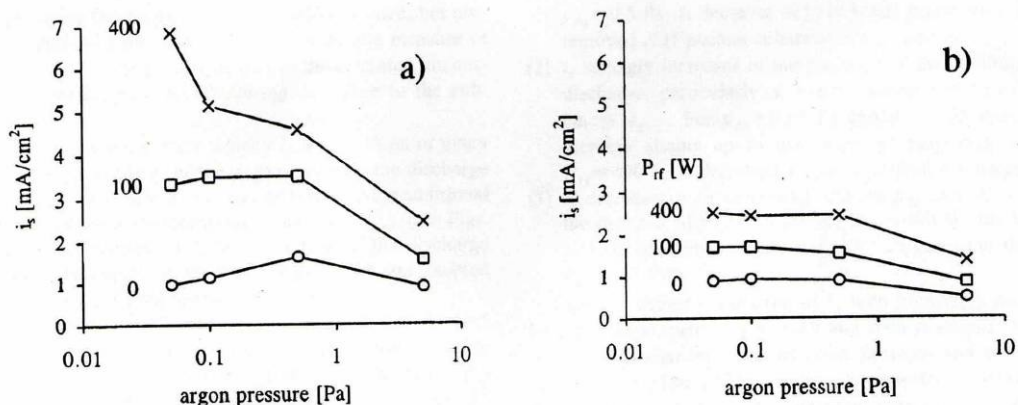


Рис. 5.14. Зависимость плотности ионного тока на столик для образцов от давления рабочего газа при фиксированном токе магнетронного разряда $I_d = 0,8$ А и различной мощности ВЧИ разряда $P_{rf} = 0, 100, 400$ Вт. Расстояние между мишенью и столиком: а – 55 мм, б – 125 мм [216].

Схема магнетронного распыления с использованием индуктивно возбуждаемого ВЧ-разряда из работы [217] приведена на рис. 5.15а.

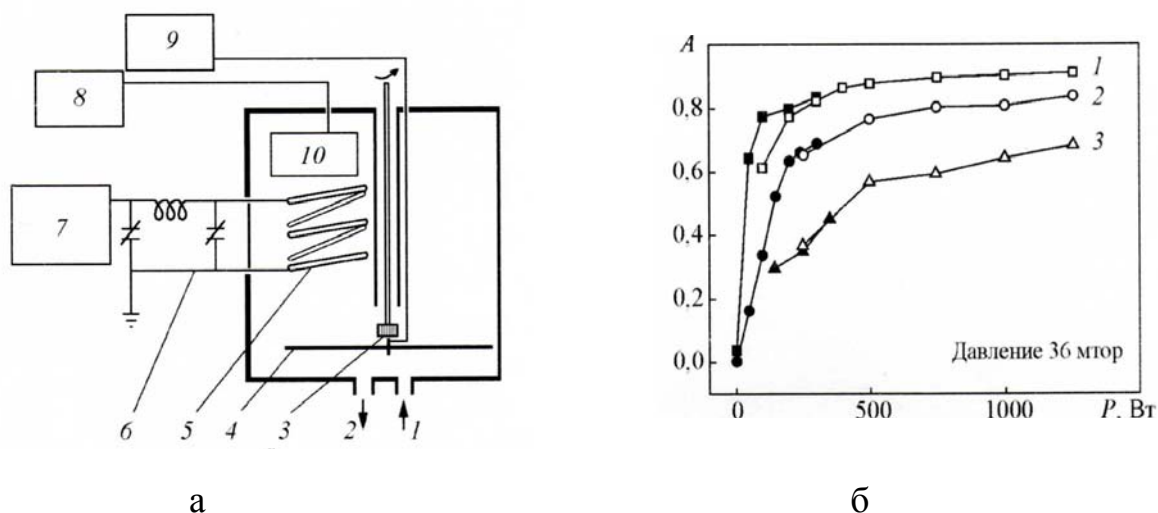


Рис. 5.15. а) Схема магнетронного распыления с использованием ВЧИ-разряда [217]:

1 - напуск газа, 2 – откачка, 3 – изолятор, 4 - подложкодержатель, 5 – индуктор, 6 - система согласования, 7 - ВЧ-генератор, 8 - источник питания магнетрона, 9 - источник напряжения смещения, 10 - магнетрон.

б) Зависимость степени ионизации распыленных атомов A от мощности ВЧИ разряда. Мощность магнетронного разряда: 1 - 1 кВт; 2 - 2 кВт, 3 - 3 кВт. Измерения проведены с помощью сеточного анализатора (сплошные символы) и методом оптической эмиссионной спектроскопии (открытые символы).

При прохождении парогазового потока через плотную ВЧ плазму возрастает ионизация распыленных атомов металла, так как их потенциал ионизации (5-8 В) значительно ниже, чем для атомов аргона (15,76 В). На рис. 5.15б

представлены зависимости относительной ионизации распыленных атомов A от мощности магнетронного и высокочастотного разрядов в аргоне при давлении 36 мТорр при размещении катушки индуктора примерно посередине между катодом и образцом (на расстоянии 3-4 см от каждого). Увеличение мощности ВЧ разряда усиливает ионизацию распыленных атомов, относительная доля которых может достигать 65-85% [213, 214]. С повышением мощности магнетронного распыления (и, соответственно, потока распыленных атомов) относительная ионизация осаждаемых атомов несколько падает (рис. 5.15б).

В МРС с индукционным ионизатором возможна подача на подложку ВЧ, НЧ и импульсного напряжения. Применение импульсной модуляции позволяет решить несколько проблем [218, 219], в частности:

- снизить тепловую нагрузку на подложку,
- повысить равномерность распределения реактивного газа в системе,
- поднять электронную температуру в плазме ВЧИ разряда и увеличить ионный ток на подложку,
- предотвратить микродуги и срыв в дуговой разряд при увеличении амплитуды напряжения и при работе в среде реакционных газов.

В работе [220] применяется поочередная подача импульсов напряжения на мишень и подложку, что позволяет оптимизировать процесс осаждения пленой повышенной чистоты и обеспечить удовлетворительное запыление ступенек в микроэлектронных структурах.

Таким образом, в настоящее время схема возбуждения ВЧИ разряда между катодом магнетрона и подложкой широко используется в технологии вакуумного напыления и позволяет осуществлять независимое регулирование степени ионизации парогазового потока, плотности потока и энергии распыленных атомов.

В то же время, с точки зрения физики газового разряда представляет интерес проанализировать механизм взаимного влияния магнетронного разряда на ВЧ индукционный разряд, или наоборот ВЧИ разряда на МР в широком диапазоне внешних параметров: геометрических размеров и взаимного

расположения, мощности МР и ВЧИ разрядов, давления и сорта рабочего газа. Экспериментальная проверка взаимовлияния магнетронного и индукционного разрядов являлась **задачей** проведенных исследований.

5.6 Экспериментальная установка с комбинированным ВЧИМ разрядом и результаты измерений

Исследования комбинированного ВЧИМ разряда проводились на экспериментально-технологической установке, предназначенной для РИПС сложнокомпозиционных соединений. Фотография и описание установки представлены в разделе 3, а на рис. 5.16 приведена принципиальная схема модифицированной МРС с дополнительной активацией рабочего газа ВЧИ разрядом.

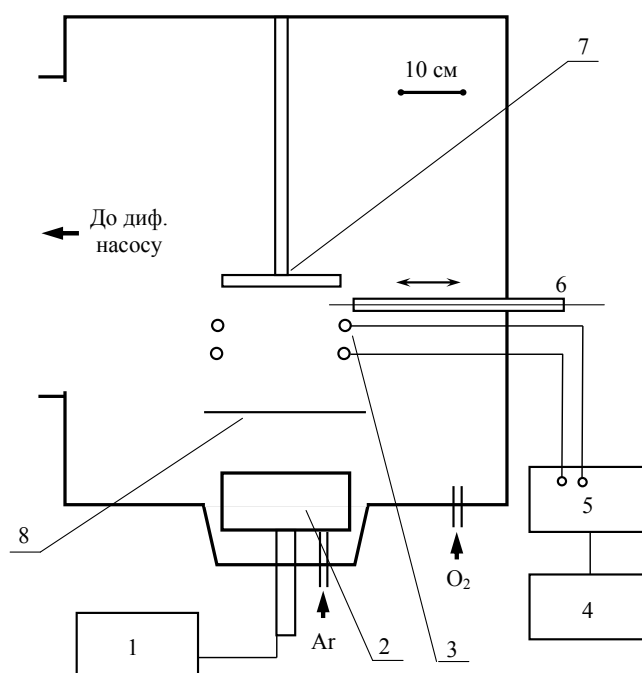


Рис. 5.16. Принципиальная схема установки с комбинированным индукционно-магнетронным разрядом для реактивного ионно-плазменного синтеза (РИПС) покрытий.

1 – блок питания магнетрона, 2 – магнетрон, 3 – индуктор, 4 – ВЧ генератор, 5 – согласующее устройство, 6 – подвижный зонд, 7 – столик для образцов, 8 – заслонка магнетрона.

Установка была оборудована несбалансированным магнетроном II типа (подраздел 3.2) с алюминиевой мишенью диаметром 170 мм (2),

электропитание которого осуществлялось от блока питания постоянного тока (1) мощностью до 6 кВт, оснащенного системой дугогашения. В вакуумной камере был установлен двухвитковый индуктор (3) диаметром 250 мм на расстоянии 100 мм от столика для образцов (7). Индуктор охлаждался водой и был защищен от ионного распыления в результате ВЧ диодного эффекта керамическими трубками с толщиной стенки 5 мм. На индуктор подавалось ВЧ напряжение через согласующее устройство (5) от ВЧ генератора (4) типа УВ-1 мощностью до 1 кВт.

Вакуумная камера откачивалась диффузионным и механическим насосами до остаточного давления $1 \cdot 10^{-5}$ Торр. В описанных экспериментах рабочий газ (аргон) подавался непосредственно в рабочую камеру.

В отличие от МРС, представленной на рис. 5.12 [216], в нашей установке компоновка индуктора 3 относительно магнетрона 2 и столика для образцов 7 была асимметричной с целью снизить влияние магнитного поля магнетрона на индукционный разряд и увеличения ионного тока на столик. Расстояние между столиком и индуктором составляло 100 мм, между индуктором и магнетроном – 200 мм, между магнетроном и столиком – 350 мм.

ВЧ индукционный разряд использовался как для очистки и активации поверхности образцов перед нанесением покрытий, так и для активации реактивного газа и усиления ионной бомбардировки поверхности в процессе нанесения сложно композиционных пленок.

Основными задачами проведенных экспериментов было:

- определение величины и пространственного распределения плотности ионного тока j_i в области нанесения покрытий,
- изучение зависимостей параметров автономных магнетронного и индукционного разрядов от давления рабочего газа и мощности,
- исследование взаимного влияния магнетронного и ВЧИ разрядов.

Для систем нанесения покрытий представляет интерес область низких давлений рабочего газа, когда длина свободного пробега распыленных атомов больше расстояния мишень-подложка. Поэтому исследования параметров МР и

ВЧИР в экспериментальной установке проводились в диапазоне $p < 10$ мТорр. На рис. 5.17 представлены зависимости напряжения на индукторе U_{ind} ВЧИ разряда (400 Вт) и напряжения на магнетроне U_M ($I_M=1; 10$ А) от давления рабочего газа при автономной работе устройства.

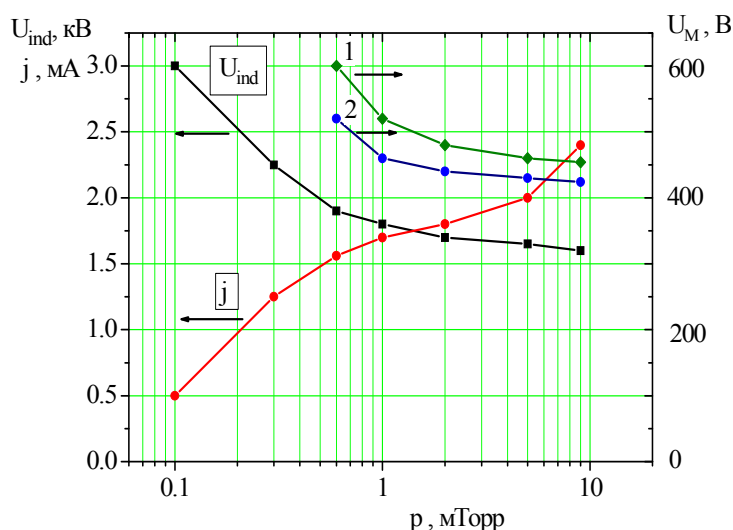


Рис. 5.17. Зависимости напряжения на индукторе U_{ind} и плотности ионного тока j в центре столика от давления рабочего газа p . МР выключен. ВЧ мощность 400 Вт.

Зависимости напряжения магнетронного разряда U_M при постоянном токе I_M от давления рабочего газа p . 1 - $I_M = 10$ А, 2 - $I_M = 1$ А. ВЧИ разряд выключен.

Характер этих зависимостей и физические причины погасания разрядов при снижении давления подробно обсуждались в разделах 3, 4. Новым в проведенных экспериментах являлась возможность непосредственно сопоставить параметры разрядов в одних и тех же условиях, как при автономной, так и при совместной работе.

Согласно результатам экспериментальных и теоретических исследований, приведенных в разделах 3, 4, минимальное значение давления, при котором существуют разряды с объемной ионизацией, определяется параметром подобия $(pd)_{min} \sim 3$ мТорр·см для магнетронного разряда и $(pd)_{min} \sim 1,5$ мТорр·см для ВЧИ разряда, где d – характерный размер области ионизации. Для несбалансированного магнетрона, который использовался в экспериментах, $d \sim 10$ см и определяется высотой арок СЛМП, дважды пересекающих катод, а для ВЧИ разряда $d \sim 30$ см и соответствует характерным размерам рабочей камеры. Это объясняет существенную разницу, примерно в 6 раз, в порогах погасания по давлению автономных МР и ВЧИР в наших экспериментах.

Также были проведены измерения плотности тока ионов j_i в плоскости столика для образцов с помощью плоского зонда в режиме насыщения ионного тока ($U_3 = -50$ В) и зависимости j_i от параметров системы. Результаты этих измерений представлены на рис. 5.18 – 5.20.

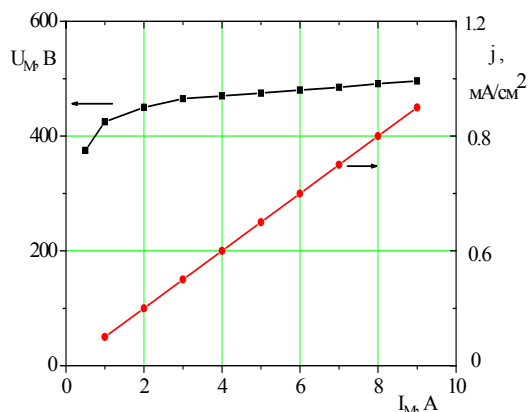


Рис. 5.18. Зависимости напряжения магнетронного разряда U_M и плотности ионного тока j в центре столика от разрядного тока I_M . ВЧИ разряд выключен, рабочий газ аргон, $p = 1$ мТорр

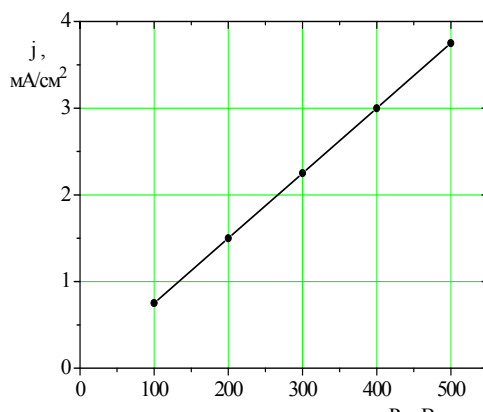


Рис. 5.19. Зависимость плотности ионного тока j в центре столика от мощности ВЧИ разряда. Магнетронный разряд выключен, рабочий газ аргон, $p = 0,5$ мТорр.

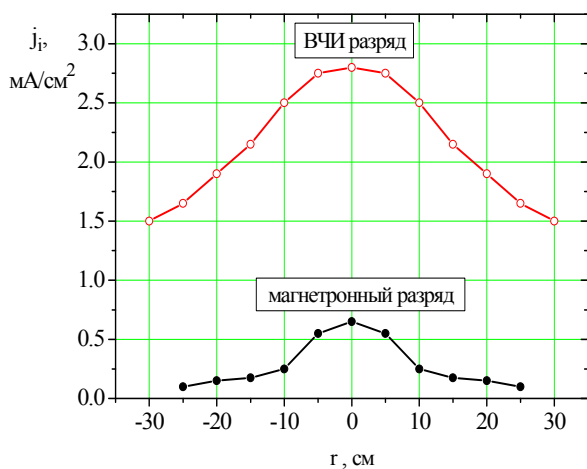


Рис. 5.20. Распределение плотности ионного тока j по радиусу в плоскости столика для образцов независимо для индукционного и магнетронного разрядов. Мощность ВЧИ разряда 400 Вт. Ток магнетронного разряда $I_M = 8$ А. Рабочий газ аргон, $p = 1$ мТорр.

На основании этих данных можно сделать следующие выводы:

- Плотность ионного тока в центре столика для образцов j_i линейно зависит от мощности как магнетронного, так и индукционного разрядов (рис. 5.18, 5.19), однако энергетическая эффективность ВЧИ разряда для генерации j_i существенно выше.

- Снижение рабочего давления при постоянной мощности приводит к монотонному снижению j_i для обоих разрядов. Вместе с тем, в диапазоне $p = (0,6-3)$ мТорр изменение j_i не превышает 20% (рис. 5.17).
- Однородность ионной бомбардировки столика для образцов (диаметр 200 мм) для ВЧИ разряда составляет 80% (рис. 5.20).

Таким образом, полученные результаты подтверждают эффективность использования ВЧ индукционного разряда для активации ионной бомбардировки осаждаемых покрытий в магнетронных распылительных системах.

Исследования комбинированного индукционно-магнетронного разряда также позволили получить дополнительную информацию о роли вторичной ион-электронной эмиссии с поверхности газоразрядной камеры на характеристики и энергетический баланс ВЧИ разряда, а также о механизме нагрева плазменных электронов в магнетронном разряде.

На рис. 5.21 приведены типичные зависимости тока на столик для образцов (1, 2, 3) и тока на мишень магнетрона (4, 5, 6) от величины потенциала, отрицательного относительно стенок вакуумной камеры, в области давлений рабочего газа $p < 0,6$ мТорр, когда самостоятельный магнетронный разряд не зажигается (режим «voltage mode») [216].

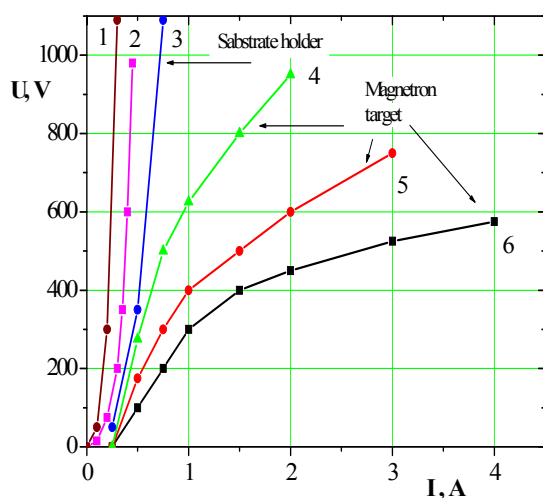


Рис. 5.21. Зависимости тока на столик для образцов (1, 2, 3) и тока на мишень магнетрона (4, 5, 6) от величины потенциала при различном давлении рабочего газа $p = 0,2$ мТорр (1,4), $0,4$ мТорр (2,5), $0,6$ мТорр (3,6). Мощность ВЧИ разряда 400 Вт.

Как следует из рис. 5.21, существует качественное различие ВАХ мишени магнетрона и столика при амплитуде напряжения $U > 200$ В: ВАХ столика

имеет типичный характер ионного тока насыщения, в то время как ВАХ мишени свидетельствует о значительном увеличении мощности в разряде, идущей на ионизацию рабочего газа и, соответственно, увеличение величины I_M . Различие между электродами – мишенью и столиком, - заключается в наличии магнитного поля вблизи мишени магнетрона, которая влияет на траекторию электронов и существенно увеличивает коэффициент захвата высокоэнергетичных γ -электронов в электромагнитную ловушку и передачу энергии в плазму ВЧИ разряда. В то же время γ -электроны, эмитированные со столика, могут свободно уходить на стенки ГРК либо мишень магнетрона вдоль СЛМП, не давая вклад в нагрев плазменных электронов в ионизацию рабочего газа (конфигурация СЛМП несбалансированного магнетрона, используемого в экспериментах, представлена на рис. 3.31).

На рис. 5.22 приведены те же зависимости для тока на мишень магнетрона при различной мощности ВЧИ разряда, а на рис. 5.23 представлены ВАХ магнетронного и комбинированного индукционно-магнетронного разрядов при давлении $p=0,6$ мТорр, когда может гореть самостоятельный МР.

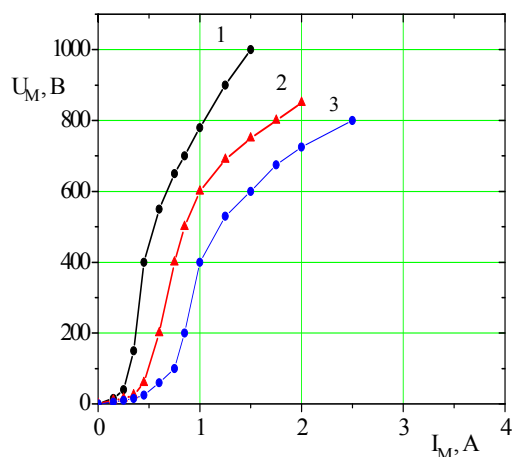


Рис. 5.22. ВАХ несамостоятельного магнетронного разряда при различной мощности ВЧИ разряда. Давление рабочего газа $p=0,4$ мТорр. 1 – 200 Вт; 2 – 400 Вт; 3 – 600 Вт.

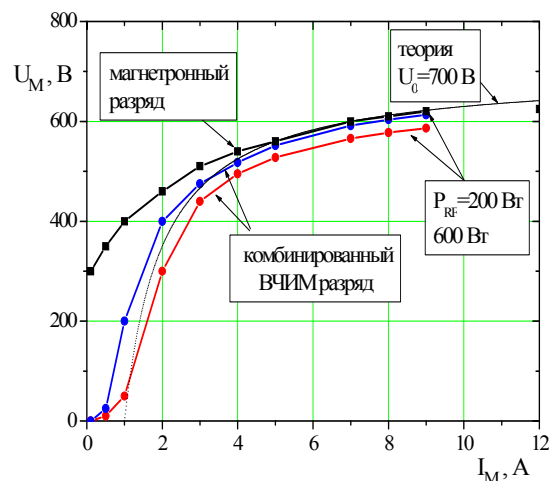


Рис. 5.23. ВАХ самостоятельного магнетронного и комбинированного индукционно-магнетронного разрядов при различной мощности ВЧ генератора. $p = 0,6$ мТорр. Пунктирная линия - теоретический расчет согласно модели энергобаланса ВЧИМ разряда.

Качественно графики аналогичны ВАХ ВЧИМ разряда работы [216], приведенной на рис. 5.13б, а количественные изменения в нашем разрядном устройстве – увеличение геометрических размеров, тока магнетрона до 10 А и мощности ВЧИ разряда P_{RF} до 1,0 кВт, - продемонстрировали, что при $I > 3$ А в режиме «current mode» ВАХ ВЧИМ разряда практически совпадает с ВАХ магнетрона. Это свидетельствует о незначительном влиянии индукционного разряда на магнетрон. Существенное различие ВАХ наблюдается в области относительно небольших напряжений и токов ($U_M < 400$ В, $I < 2$ А) в режиме «voltage mode» вблизи порога зажигания самостоятельного МР. Вместе с тем, измерения плотности ионного тока j_i на столик показали, что включение индукционного разряда увеличивает j_i в 5-10 раз в зависимости от тока магнетронного разряда.

5.7 Модель энергобаланса в комбинированном ВЧИМ разряде. Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными

Для оценки влияния γ -электронов на ВЧ индукционный разряд можно воспользоваться моделью, представленной в разделе 4. Дополнением к этой модели является то, что ионизация рабочего газа осуществляется р-электронами, которые получают энергию от двух источников – ВЧ-генератора мощностью $P_{RF} = \text{const}$ и γ -электронов, ускоренных в катодном слое. Если включен только ВЧИ разряд, энергетический баланс имеет вид [146]: $P_{RF} = I_{RF}\eta = \text{const}$, где I_{RF} – суммарный ток, генерируемый ВЧИ разрядом, η – суммарная энергетическая цена иона при ионизации в плазме ВЧИ разряда (раздел 4). При этом величина тока на катод $I_0 = I_{RF} \cdot S_{kt}/S = \text{const}$, где S_{kt} – площадь катода, S – суммарная площадь поверхности, ограничивающей плазму.

При подаче отрицательного напряжения величиной U на мишень магнетрона баланс энергии комбинированного индукционно-магнетронного разряда имеет вид:

$$P_{RF} + (I_0 + I_\gamma)U + \gamma_{eff}U(I_0 + I_\gamma) = I_0U + I_\gamma U + \eta I_\gamma + \eta I_{RF} + \gamma_{eff}T_e(I_\gamma + I_0). \quad (5.18)$$

Левая часть уравнения содержит:

P_{RF} - мощность, вносимую в плазму ВЧ генератором,

$(I_0 + I_\gamma)U$ - мощность источника постоянного тока,

$\gamma_{eff}U(I_0 + I_\gamma)$ - мощность, вносимую в плазму γ -электронами,

а правая часть включает:

$I_0U + I_\gamma U$ – затраты энергии на ускорение ионов в катодном слое,

$\eta I_\gamma + \eta I_{RF}$ – суммарные затраты энергии на ионизацию,

$\gamma_{eff}T_e(I_\gamma + I_0)$ – кинетическую энергию захваченных γ -электронов при уходе на анод.

При $eU \gg T_e$, после сокращения и нормировки уравнение (5.18) принимает вид:

$$\frac{\gamma_{eff}eU}{\eta} = 1 - \frac{1}{I_i/I_0}, \quad (5.19)$$

где $I_i = I_\gamma + I_0$ – суммарный ток ионов на мишень магнетрона, I_γ - ток ионов, родившихся за счет энергии γ -электронов, I_0 – ток ионов, родившихся за счет энергии ВЧ генератора. На рис. 5.23 пунктиром представлен график функции (5.19) при $U_0 = 700$ В, $I_0 = 1$ А, что демонстрирует хорошее качественное и количественное соответствие теории и эксперимента в режиме «current mode».

Графики зависимости нормированного напряжения на разряде U/U_0 от нормированного тока I_i/I_0 согласно (5.19) при различной величине I_0 представлены на рис. 5.24 а, а на рис. 5.24 б – ВАХ при различном значении $U_0 = \eta/\gamma_{eff}$

Величина I_0 пропорциональна P_{RF} и является калибровочной (нормируемой величиной тока) для ВАХ ВЧИМ разряда, а значение U_0 определяет предельную величину напряжения на разряде U при $I/I_0 \gg 1$ (рис. 5.24 а). В размерных переменных U и I , при заданном значении η , величина γ_{eff} определяет режимы комбинированного ВЧИМ разряда:

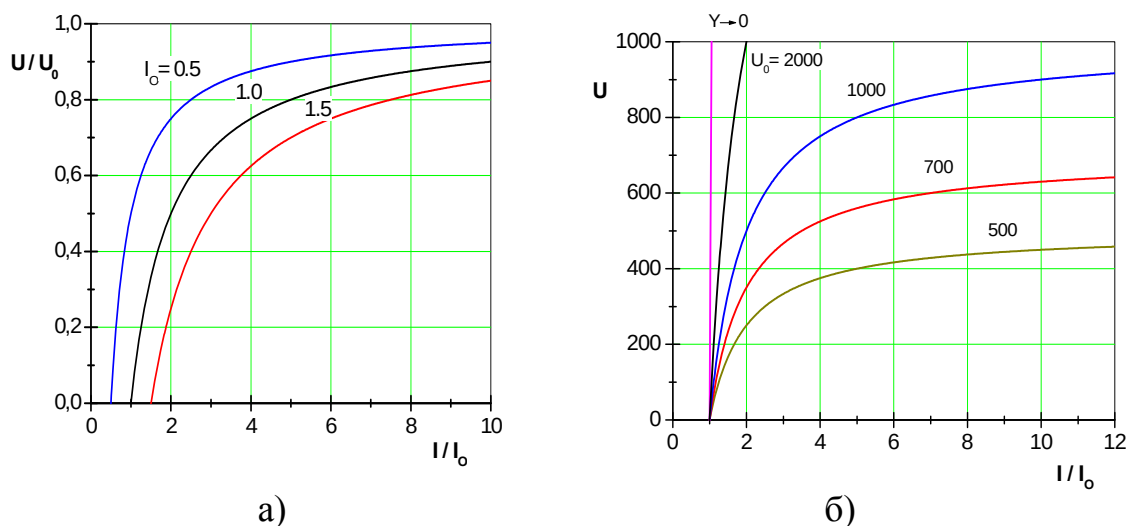


Рис. 5.24. а) Зависимость нормированного напряжения U/U_0 от величины калиброванного разрядного тока I/I_0 в комбинированном индукционно-магнетронном разряде при различном начальном токе I_0 ВЧИ разряда.

б) Зависимость напряжения на разряде U от величины калиброванного разрядного тока I/I_0 в комбинированном индукционно-магнетронном разряде при различной величине $U_0 = \eta/\gamma_{eff}$.

- При $\gamma_{eff} \rightarrow 0$ токи $I_i = I_0$, как в самостоятельном индукционном разряде, что справедливо при низких давлениях или отсутствии магнитного поля (рис. 5.24 б).
- При повышении давления и при наличии магнитного поля в диапазоне $0,01 < \gamma_{eff} < 0,1$, $U_0 = 2000 - 700$ В ($\eta \sim 100$ эВ) реализуется несамостоятельный магнетронный разряд или комбинированный индукционно-магнетронный разряд.
- При $\gamma_{eff} > 0,1$, $U_0 = 400 - 700$ В магнетронный разряд переходит в самостоятельный режим, в котором при $I/I_0 > 5$ существенного влияния ВЧИ разряда на магнетронный разряд не происходит.

На рис. 5.25 приведены результаты сравнения теоретических и экспериментальных ВАХ комбинированного индукционно-магнетронного разряда в режиме «voltage mode» при $p < 0,6$ мТорр. Как видно из графиков, также наблюдается хорошее соответствие теории и эксперимента в исследованном диапазоне разрядных параметров.

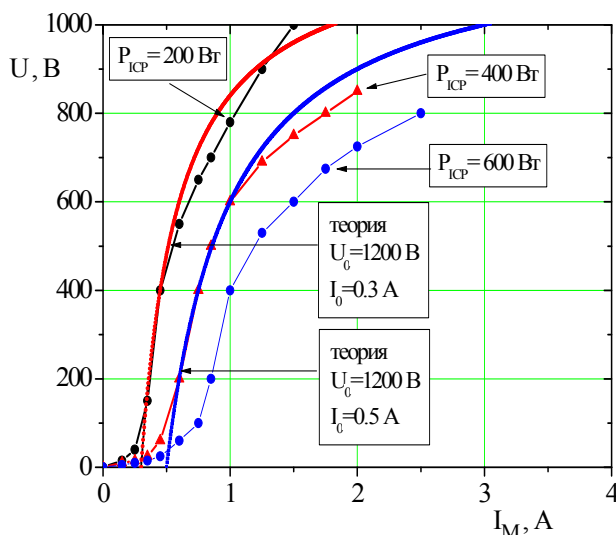


Рис. 5.25. Теоретические и экспериментальные ВАХ комбинированного индукционно-магнетронного разряда при различной мощности ВЧ генератора. $P_{RF} = 200; 400; 600$ Вт, $p = 0,5$ мТорр

Суммируя результаты проведенных исследований, для комбинированного ВЧ индукционно-магнетронного разряда можно выделить три области по давлению рабочего газа, отличающихся режимами с приоритетом индукционного либо магнетронного разряда (рис. 5.17).

- 1) В диапазоне давлений $0,1 < p < 0,3$ мТорр горит только самостоятельный ВЧ индукционный разряд. Подача напряжения на мишень магнетрона влияет незначительно на параметры разряда, в частности, на ВАХ (рис. 5.21).
- 2) В диапазоне давлений $0,3 \text{ мТорр} < p < 0,6 \text{ мТорр}$ самостоятельный МР не зажигается, однако наличие электромагнитной ловушки для вторичных γ -электронов значительно повышает генерацию ионов в разряде при подаче отрицательного напряжения на мишень магнетрона. Это существенно влияет на ВАХ и разряд можно считать несамостоятельным магнетронным разрядом или комбинированным индукционно-магнетронным разрядом (рис. 5.21, 5.22).
- 3) В диапазоне давлений $p > 0,6$ мТорр горит самостоятельный магнетронный разряд. Вблизи порога зажигания при малых разрядных токах характер ВАХ аналогичный индукционно-магнетронному разряду, однако, при больших токах магнетронного разряда ($I > 5$ А) влияние ВЧ индукционного разряда на ВАХ незначительно.

Существование этих диапазонов по давлению связано с различием размера области ионизационной ловушки d_i для ВЧ индукционного и магнетронного разрядов, который определяет порог погасания разрядов по

давлению. Наличие электромагнитной ловушки в области потенциального электрода позволяет существенно увеличить плотность ионного тока на этот электрод за счет использования энергии вторичных γ -электронов для дополнительной ионизации рабочего газа в области низких давлений. Однако, независимо от давления рабочего газа, создание дополнительного ВЧ индукционного разряда в МРС значительно увеличивает ионную бомбардировку при нанесении покрытий.

Выводы

Проведенные исследования продемонстрировали, что использование комбинированных электрических и магнитных полей в ионно-плазменных системах позволяют в широких пределах управлять потоками ионов, химически активных частиц и распыленных атомов. Применяя различные комбинации потенциального электрического поля (постоянного, высокочастотного, импульсного) и вихревых электромагнитных полей, а также постоянного магнитного поля для локализации плазмы, можно целенаправленно формировать потоки частиц с заданными свойствами: плотностью тока, энергии, химическим составом и геометрическими размерами [245].

Полученные результаты доказывают, что ВЧ индукционный разряд по целому ряду параметров – энергетической эффективности, диапазону рабочего давления, простоте реализации устройств с различными геометрическими размерами, - и благодаря возможности комбинирования с дополнительными электрическими и магнитными полями, является оптимальным для разработки широкого спектра плазменного технологического оборудования для микро- и нанотехнологий. На базе комбинированного индукционно-емкостного разряда с асимметричными электродами разработаны источники взаимокompенсирующих потоков низкоэнергетичных ионов и электронов для технологий РИЛТ и РИПТ [241-244]. Комбинированный индукционно-магнетронный разряд продемонстрировал высокую эффективность при реализации технологий реактивного ионно-плазменного синтеза сложнокомпозиционных покрытий [254-258].

РАЗДЕЛ 6

ТРАНСПОРТИРОВКА, ЗАРЯДОВАЯ И ТОКОВАЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Зарядовая и токовая нейтрализация ионных потоков является одним из ключевых вопросов ионно-лучевых технологий [10, 17, 20]. Актуальность исследования этой проблемы определяется тем, что ионно-пучковая плазма, которая образуется в пространстве транспортировки ионных пучков (ИП), обеспечивая зарядовую и токовую компенсацию пучка, является еще и той активной средой, непосредственно из которой на обрабатываемую поверхность попадают заряженные, возбужденные, химически активные частицы и электромагнитное излучение [10, 20, 30, 229]. При конструировании технологических систем этот фактор обычно учитывается в недостаточной степени. Между тем, физические процессы, происходящие в ионно-пучковой плазме (ИПП), оказывают существенное влияние как на работу источника ионов, так и на результат технологической операции, и для рациональной организации технологического процесса необходимо понимание механизмов формирования параметров ИПП [10, 17, 30-33].

Поэтому из ионных источников различных типов, исходя из параметров создаваемых ими ионных пучков, в отдельную группу выделяются системы, используемые в ионно-плазменных технологиях обработки поверхности, в частности, технологии микроэлектроники. Это происходит в силу высоких требований к качеству продукции, сложности технологии и наличия ряда специфических требований, предъявляемых к параметрам ИП [229, 230].

6.1 Особенности зарядовой и токовой нейтрализации низкоэнергетичных ионных пучков

Наиболее широко применяются ионно-лучевые системы с источниками ионов типа «Радикал», «Радикал–М» [21, 78-80] и двухступенчатые источники

ионов на базе ВЧ индукционного разряда [10, 29], принципиальные схемы которых представлены на рис. 6.1.

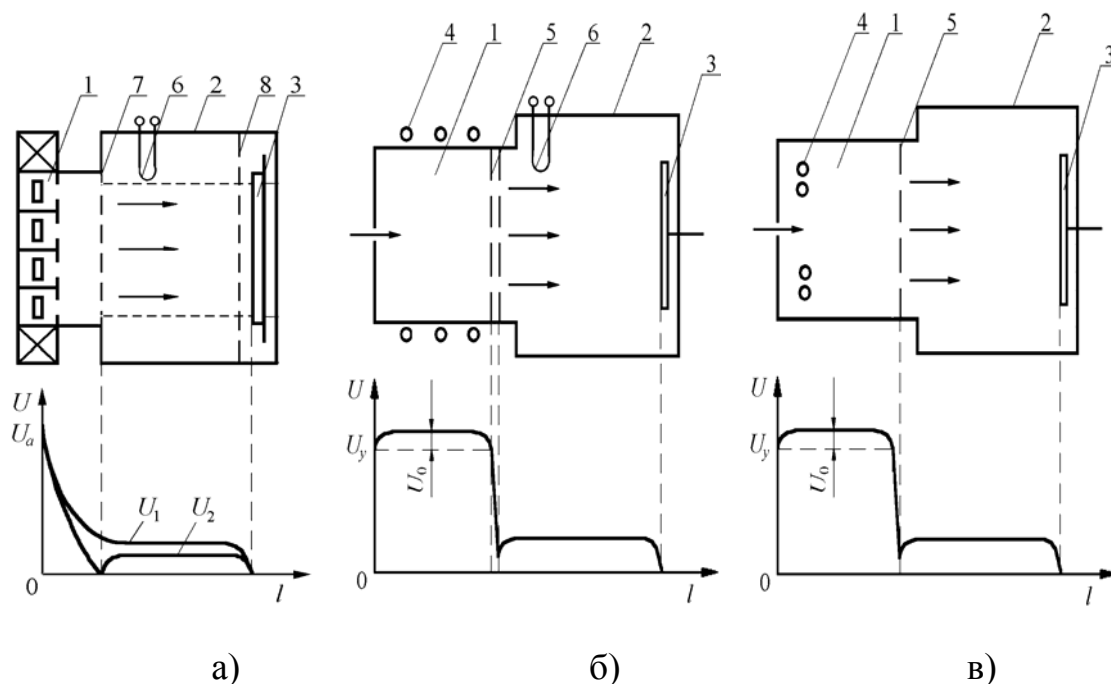


Рис. 6.1. Принципиальные схемы ионно-плазменных технологических систем с ускорителем ионов с анодным слоем типа "Радикал-М" (а), с двухступенчатым источником ионов на основе ВЧИ разряда (б), односеточным ИИ на базе комбинированного ВЧиндукционно-емкостного разряда (в) и соответствующие качественные распределения потенциалов вдоль пучка ионов (U_1 - без экранирующей сетки 7; U_2 - с экранирующей сеткой 7). Основные функциональные элементы системы: 1 - источник ионов; 2 - вакуумная камера; 3 - мишень; 4 - охлаждаемый индуктор; 5 - ионно-оптическая система; 6 - катод-нейтрализатор; 7- экранирующая сетка; 8 - антидифракционная сетка.

На формирование параметров ИПП в этих системах оказывают определяющее влияние условия на границах пространства транспортировки ИП, а также наличие источников и стоков нейтрализующих электронов. Одним из основных каналов стока электронов являются диэлектрические поверхности, на которые падает ИП. Другим эффективным каналом обмена электронами является источник ионов.

Так, ионные источники холловского типа УЗДП и "Радикал-М" (рис. 6.1а) [231] являются эффективным стоком для электронной компоненты ИПП. При этом электроны, попадающие из пространства транспортировки в ИИ, служат первичными для разряда в скрещенных полях и их наличие является необходимым условием для функционирования ускорителя с анодным

слоем [106]. Двухсеточная ионно-оптическая система ВЧИ источника ионов (рис. 6.1б) также может эффективно поглощать электроны из ИПП, поскольку, несмотря на то, что выходная сетка заземлена, проходящая через нее плоскость не является эквипотенциальной поверхностью (потенциал в ячейках сетки положителен).

В то же время односеточный ИИ на основе комбинированного ВЧИЕ разряда (рис. 6.1в) [235, 236] сам служит источником электронов, ток которых равен току ИП, т.е. автоматически обеспечивает токовую компенсацию ИП.

Во всех перечисленных случаях источник ионов, пространство транспортировки ИП, мишень, стенки камеры представляют собой единую систему и, вообще говоря, требуют комплексного рассмотрения. Такая система будет в дальнейшем именоваться *открытой*.

Для ионно-лучевых систем, используемых для обработки поверхности, наиболее актуальными задачами является изучение механизмов формирования потенциала ИПП, определяющего поверхностный потенциал диэлектрических пленок и возможность их пробоя; температуры и энергетического спектра электронов ИПП, ответственных за образование химически активных частиц; а также потоков частиц из ИПП на обрабатываемую поверхность.

Целью проведенных исследований являлось изучение и обобщение закономерностей формирования параметров ионно-пучковой плазмы при различных условиях появления и ухода нейтрализующих электронов для ИПС с источниками ионов различных типов: многоканальным ИИ "Радикал-М", ИИ с плазмообразующей ступенью на базе ВЧ разряда индукционного типа с односеточной и двухсеточной ионно-оптическими системами.

6.2 Экспериментальная установка, методики измерений и результаты исследований ИПП, создаваемой ИИ «Радикал-М»

Основные эксперименты по изучению ИПП проводились на установке с серийным многоканальным источником ионов холловского типа «Радикал-М» (рис. 6.2). Детальное описание конструкции ИИ «Радикал-М» и

экспериментальных исследований разрядной ячейки источника представлены в работах [80,106], а принципиальная схема диагностического стенда показана на рис. 6.3.



Рис 6.2. Многоканальный источник ионов «Радикал-М»

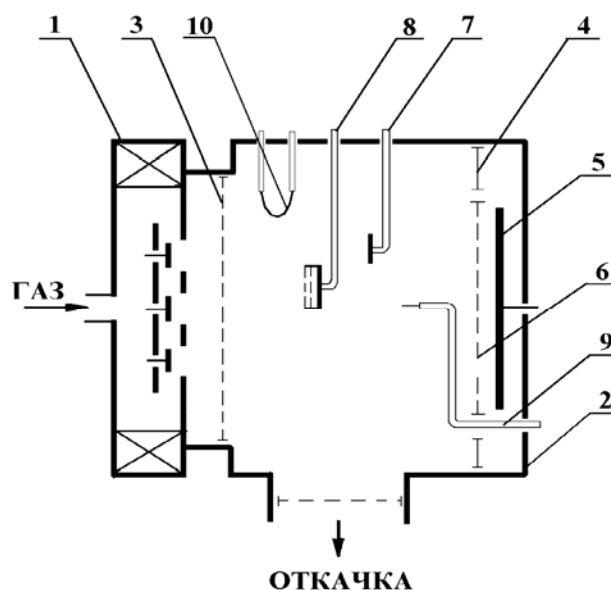


Рис 6.3. Принципиальная схема экспериментального устройства: 1 - источник ионов, 2 - вакуумная камера, 3 - экранирующая сетка, 4 –экран, 5 – мишень, 6 - антидинатронная сетка, 7 - плоский зонд, 8- многосеточный зонд, 9 - одиночный цилиндрический зонд, 10 – термокатод.

Вакуумная камера 2 из нержавеющей стали была смонтирована на серийном вакуумном посту для технологических систем ионного травления и напыления УРМ 3.036.078, обеспечивающем эффективную скорость откачки 10^3 л/с в диапазоне давлений рабочего газа 10^{-5} - $2 \cdot 10^{-3}$ Торр. В качестве мишени 5 применялся плоский металлический электрод диаметром 100 мм. Мишень была электрически изолирована от камеры, что позволяло измерять ток ионного пучка, а также моделировать обработку диэлектрических мишеней. Заземленный экран 4 предотвращал прямое попадание ионов пучка на диэлектрический фланец камеры. Источник ионов 1, также изолированный от камеры для возможности измерения извлекаемого тока, формировал слабо расходящийся пучок ионов рабочего газа. Семь разрядных ячеек создавали составной пучок диаметром около 50 мм с суммарным током до 50 мА (плотность тока до 2 мА/см) и средней энергией ионов 0,3 - 1 кэВ. Напуск рабочего газа (аргон, фреон, воздух и др.) производился через разрядные

ячейки источника ионов. Давление в камере регулировалось как изменением газопотока через источник, так и изменением скорости откачки. Для моделирования различных условий на границе ионного пучка в камере была предусмотрена возможность установки сеток 3 и 6 диаметром 120мм. Сетка 3, экранирующая ИИ, как правило, заземлялась и служила для предотвращения стока электронов в источник, т.е. для моделирования замкнутого пространства транспортировки с эквипотенциальными границами. Для этой же цели служила сетка, отделяющая камеру от откачной системы. Сетка 6, установленная в непосредственной близости от мишени, была предназначена для управления величиной потока γ -электронов.

Ниже приведены основные параметры системы для типичных экспериментальных условий:

- ток ИП на мишень, мА 1-10,
- средняя энергия ионов, кэВ 0,3-1,
- давление газа в камере, Торр $5 \cdot 10^{-5}$ - $2 \cdot 10^{-3}$,
- длина системы, см 17,
- напряженность рассеянного магнитного поля, Э 3-10.

Блоки питания анода и соленоида ИИ, катода-нейтрализатора имели коэффициент пульсаций не более 1 %, что позволило в ходе исследований считать параметры плазмы стационарными.

Основным инструментом исследования ИПП являлись зондовые методики, позволяющие производить локальные измерения практически всех существенных параметров плазмы в очень широком диапазоне их изменения. Электрические зонды 7-9 были введены в камеру через подвижные вакуумные вводы и могли перемещаться по камере для снятия пространственных распределений параметров ионно-пучковой плазмы.

Подробный анализ специфических особенностей применения электрических зондов в ИПП проведен в [232, 233]. В частности, в этих работах проведено методическое обоснование использования зондовых методик в ионно-пучковой плазме. На основании детального изучения особенностей

зондовых измерений в ИПП разработан и оптимизирован ряд конструкций зондов, измерительных методик, а также измерительный комплекс для обработки зондовых ВАХ.

Благодаря адаптации методов зондовой диагностики к специфическим условиям ИПП удалось провести достоверные измерения параметров ИПП, основные результаты которых представлены ниже.

Потенциал ИПП

Первоочередной задачей проведенных экспериментов являлись измерения величины, пространственного распределения потенциала ИПП $\varphi_n(r,z)$, а также определение основных факторов, влияющих на φ_n . Наиболее типичные результаты измерений пространственного распределения плотности ионного тока в пучке, проведенные плоским зондом 7 в режиме ионного насыщения соответствующего ему распределения φ_n представлены на рис. 6.4. Исследования показали, что форма потенциальной ямы для электронов в нейтрализованном ионном пучке практически не зависит от микроструктуры и параметров пучка, и при изменениях параметров системы изменяется только глубина ямы.

Как было показано в работе [106], значение потенциала ионно-пучковой плазмы, т.е. установившаяся равновесная глубина потенциальной ямы для электронов, существенно зависит от коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии γ , который определяется свойствами мишени. Для количественных оценок и экспериментальной проверки этой зависимости был использован наиболее простой способ управления потоком γ -электронов - экранировка мишени металлической антидинаatronной сеткой 6 с высокой прозрачностью, установленной на расстоянии 1 мм от поверхности мишени (рис. 6.3).

На рис. 6.5а приведены зависимости тока на мишень I_m , являющегося суммой собственно тока ионов на мишень и тока γ -электронов с мишени, и потенциала ионно-пучковой плазмы φ_{pl} от потенциала U_{c2} антидинаatronной сетки 6, полученные для открытой системы.

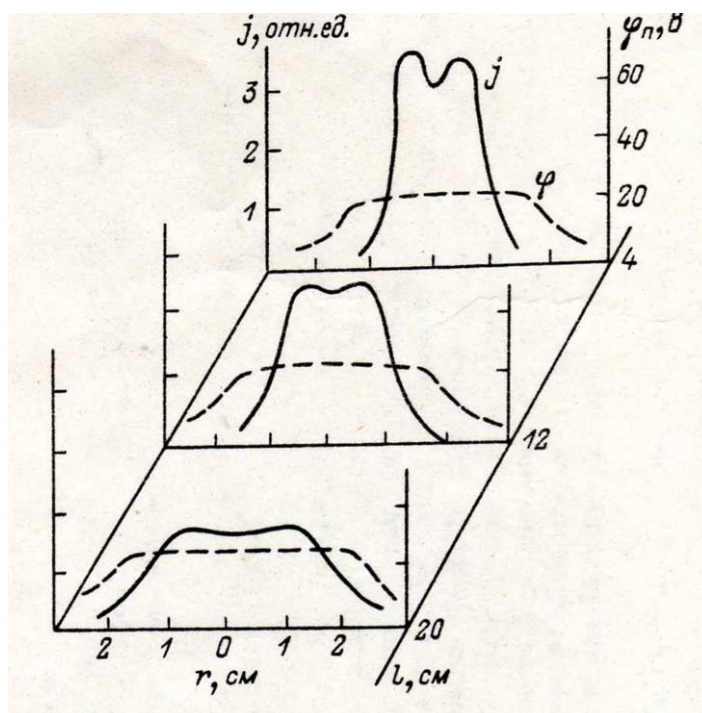


Рис. 6.4. Радиальное распределение плотности ионного тока j и потенциала ионно-пучковой плазмы φ_n на различных расстояниях от источника ионов l .

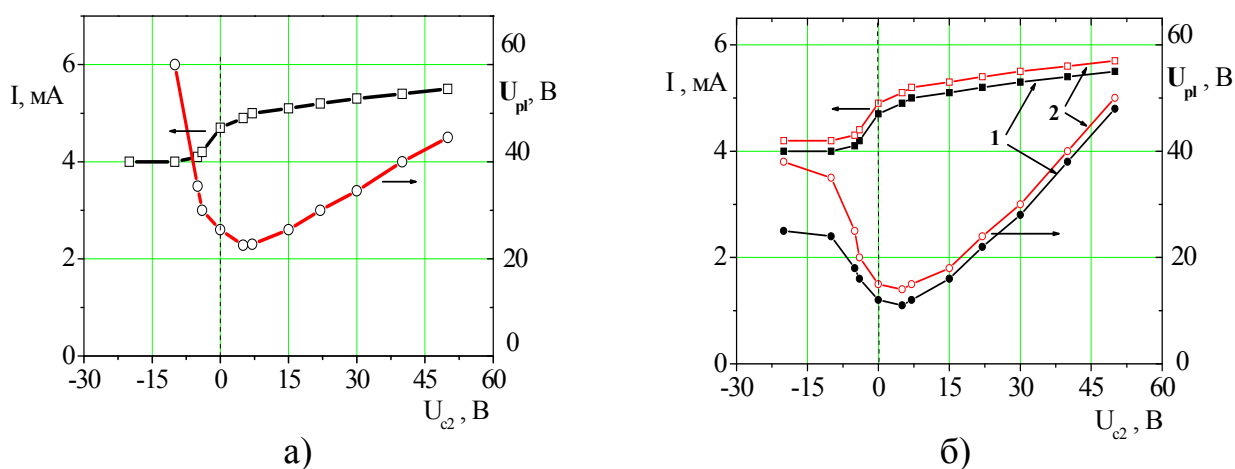


Рис. 6.5. Зависимости тока на мишень I_m и потенциала ионно-пучковой плазмы φ_{pl} от потенциала антикатодной сетки U_{c2} для открытой системы (а) и закрытой системы при наличии сетки 3 (б).

В области положительных значений потенциала $U_{c2} > 0$, при приближении U_{c2} к потенциалу плазмы φ_{pl} , сетка становится дополнительным эффективным стоком для захваченных электронов и φ_{pl} начинает возрастать. При этом увеличивается энергия γ -электронов и, соответственно, скорость ионизации газа, согласовывая тем самым сток электронов со скоростью их появления.

В области отрицательных значений $U_{c2} < 0$ происходит запираение γ -электронов на поверхности мишени и полный ток на мишень I_m уменьшается на величину тока γ -электронов с мишени, а потенциал ионно-пучковой плазмы быстро возрастает с увеличением $|U_{c2}|$. При $U_{c2} = -10$ В ток γ -электронов в объем практически отсутствует, и наступает полная раскомпенсация пучка, что влечет за собой срыв устойчивой работы источника ионов. Как было установлено в [106], причиной этого явления является значительный сток электронов из ИПП в разрядные ячейки ИИ.

Для того, чтобы отсечь ионно-пучковую плазму от ИИ и тем самым уменьшить неконтролируемый сток электронов, в камере на расстоянии нескольких сантиметров от ИИ дополнительно установлена сетка 3 (рис. 6.3) высокой прозрачности ($\sim 90\%$), на которую был подан запирающий потенциал $U_{c3} < 0$. При этом вследствие уменьшения тока электронов в ИИ произошло существенное снижение потенциала плазмы ϕ_{pl} до величины (10-15) В при $U_{c2} = 0$. Зависимости потенциала плазмы ϕ_{pl} от потенциала сетки U_{c2} для изолированной ИПП также изменились (рис. 6.5б) и существенно отличаются от приведенных на рис. 6.5а. Так, в области отсечки γ -электронов ($U_{c2} < 0$) рост ϕ_{pl} прекращается уже при $U_{c2} \sim (-10)$ В и потенциал стабилизируется на уровне, обеспечивающем необходимую скорость ионизации γ -электронами, которые выбиваются пучком с сеток и медленными плазменными ионами со стенок камеры. Если же экран 4, на который попадает около 10 % тока пучка, находится под плавающим потенциалом, поведение ϕ_{pl} в области $U_{c2} < 0$ становится очень близким к кривой, приведенной на рис. 6.5а для открытой системы. Потенциал плазмы в этом случае возрастает до появления микропробоев на стенках камеры, причем, в отличие от случая открытой системы, никакого влияния ИПП на работу источника ионов не наблюдалось.

Следует отметить, что внутренняя поверхность технологической камеры не может быть идеально чистой и практически всегда на ней имеются островки

окисных и полимерных пленок, образующихся при участии вакуумного масла. Это значит, что в контакте с ионно-пучковой плазмой практически всегда находится небольшая, однако, неконтролируемая диэлектрическая поверхность; образующая дополнительные стоки для электронов, поскольку медленные ионы, образующиеся в результате ионизации и перезарядки, заряжают ее до плавающего потенциала. На рис. 6.5б приведены также зависимости φ_{pl} и I_m от U_{c2} , полученные после тщательной очистки внутренних стенок камер (кривые 1), из которых видно, что уровень стабилизации потенциала еще более понизился из-за уменьшения стока электронов.

Скорость образования электронов ионно-пучковой плазмы

Провести прямые эксперименты по измерению скорости появления захваченных электронов в ионно-пучковой плазме в открытой системе не удастся из-за значительного стока электронов из плазмы в источник ионов (ИИ) [106]. Поэтому для измерения зависимости скорости появления захваченных в потенциальную яму электронов в камеру был введен дополнительный электрод 11, расположенный на границе ИПП (рис. 6.3). При подаче на электрод положительного относительно стенок камеры потенциала, φ_e , близкого по значению к потенциалу плазмы, поверхность электрода становится основным стоком для плазменных электронов. На рис. 6.6 приведены зависимости потенциала плазмы φ_{pl} и тока на электрод I_e для трех значений потенциала сетки 6 (рис. 6.3), отсекающей γ -электроны. Насыщение тока на этих графиках отвечает ситуации, когда практически все вновь появляющиеся при ионизации

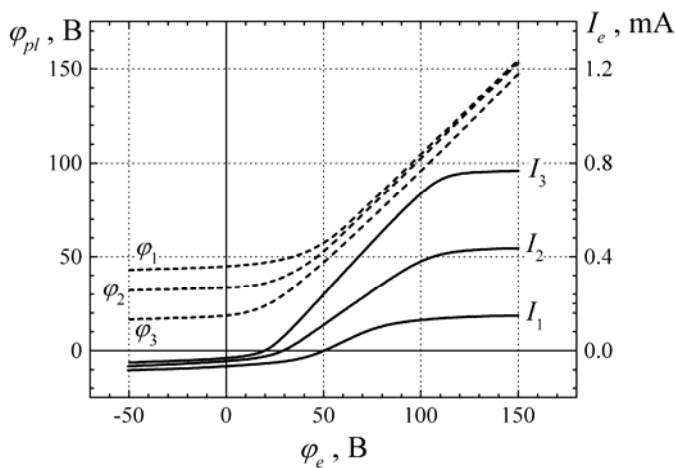


Рис. 6.6. Зависимости тока на электрод I_e и потенциала плазмы φ_{pl} от потенциала электрода φ_e при различных потенциалах антидинаatronной сетки U_{c2} : (1) $U_{c2} = -15$ В (полная отсечка γ -электронов); (2) $U_{c2} = -5$ В; (3) $U_{c2} = 0$ (γ -электроны свободно поступают в камеру); $I_b = 5$ мА.

электроны уходят на электрод, а различные значения тока насыщения (при различных значениях тока γ -электронов) соответствуют различным скоростям ионизации.

На рис. 6.7 представлены результаты измерений зависимостей величины тока насыщения на электрод I_e при $\varphi_e = 100$ В от давления газа в камере p_k . В первом случае газонапуск проводился через ИИ, что влекло за собой рост плотности тока ионов на мишень I_m , с которым коррелировала величина насыщения I_e (рис. 6.7а), а во втором случае управление давлением производилось дросселированием откачки и не приводило к изменению разрядных параметров ИИ (рис. 6.7б). Как следует из приведенных зависимостей, при фиксированных параметрах пучка ($I_m = \text{const}$) ток насыщения I_e линейно зависит от плотности газа.

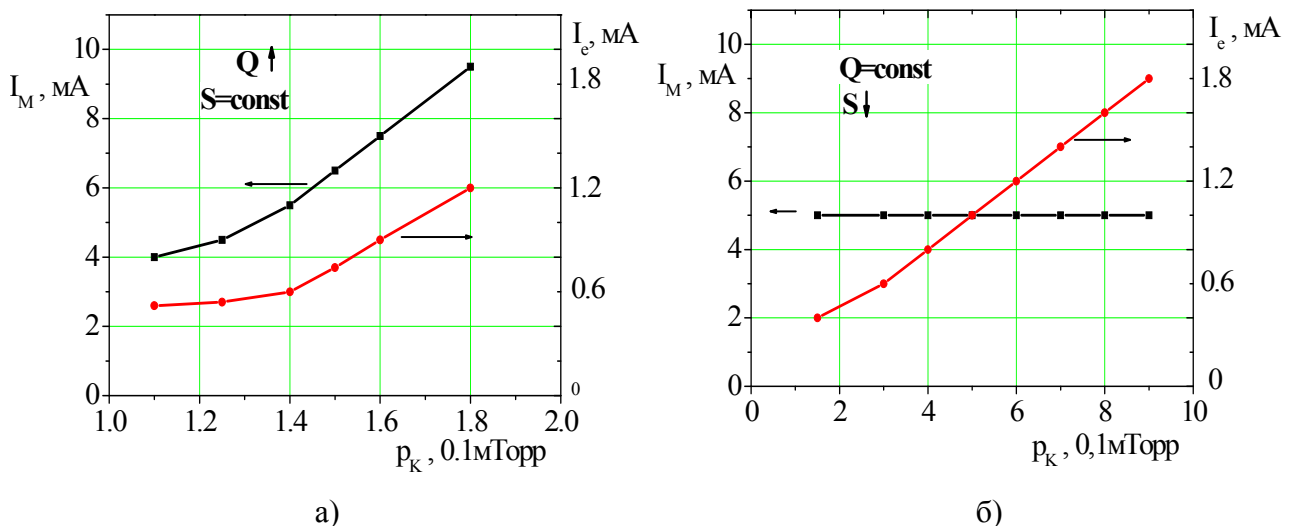


Рис. 6.7. Зависимость тока насыщения на электрод I_e и тока на мишень I_m от давления в камере p_k при разных условиях газонапуска

Эти данные позволяют провести сравнение экспериментов с результатами расчетов согласно феноменологической модели автокомпенсации пучка. Также отметим, что ток ИП значительно превышает предельный ток на электрод. Это означает, что при наличии в системе стоков электронов, превышающих эту предельную величину компенсация ИП без дополнительной инъекции электронов невозможна.

Формирование функции распределения электронов по энергиям в ИПП

ФРЭЭ является одним из ключевых параметров ИПП, что обусловило необходимость детальных исследований [185, 234]. При помощи комбинации методик одиночного цилиндрического зонда, плоского зонда с охранным кольцом и многосеточного электростатического анализатора был измерен вид функции распределения электронов f_e в диапазоне энергий $0 < \varepsilon < 2e\varphi_{pl}$. Обобщение результатов показало, что характерным является наличие трех групп электронов (рис. 6.8): низкотемпературного максвелловского ядра

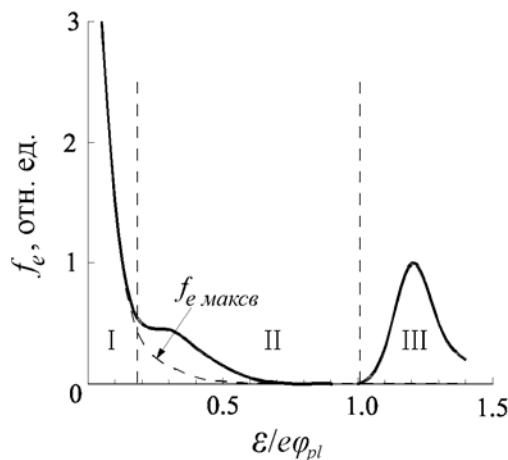


Рис. 6.8. Обобщенный вид ФРЭЭ ионно-пучковой плазмы в замкнутом пространстве транспортировки с эквипотенциальными границами.

(область I) с температурой 0.2 - 0.5 эВ и плотностью, практически совпадающей с плотностью ИП $n_e \approx n_b \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$; группы γ -электронов (область III), энергия которых превышает $e\varphi_{pl}$ на величину начальной энергии γ -электронов $E_{\gamma 0} \approx (2-5) \text{ эВ}$, а плотность составляет $n_{\gamma} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$;

"промежуточной" немаксвелловской группы (область II), плотность и форма которой может меняться в широких

пределах. Как правило, значение ФРЭЭ в "промежуточной" области превышало величину максвелловского распределения, продолженного из области низких энергий.

Обращает на себя внимание соотношение между T_e и φ_{pl} . Типичным для аргона является случай $\varphi_{pl}/T_e \approx 50$. Очевидно, что уход электронов через хвост максвелловской ФРЭЭ, который рассматривается в работах [10, 30, 31] в качестве основного канала ухода запертых электронов, в данном случае не может играть сколько-нибудь заметной роли. В этом смысле измеренные значения T_e можно назвать аномально низкими.

Зависимости температуры электронов максвелловского ядра ФРЭЭ T_e и потенциала ИПП ϕ_{pl} от давления для закрытой системы, измеренные с помощью одиночного цилиндрического зонда, приведены на рис. 6.9. Как следует из рисунка, для величин T_e и ϕ_{pl} характерно монотонное уменьшение с ростом давления.

Наиболее характерные величины для закрытой системы при использовании в качестве рабочего газа аргона: потенциал ИПП $\phi_{pl} \approx 10 - 20$ В, температура электронов $T_e \approx 0.2 - 0.5$ эВ. При использовании молекулярных газов, в частности воздуха, потенциал плазмы в тех же условиях уменьшался: $\phi_{pl} \approx 4 - 10$ В, при $T_e \approx 0.3 - 0.6$ эВ.

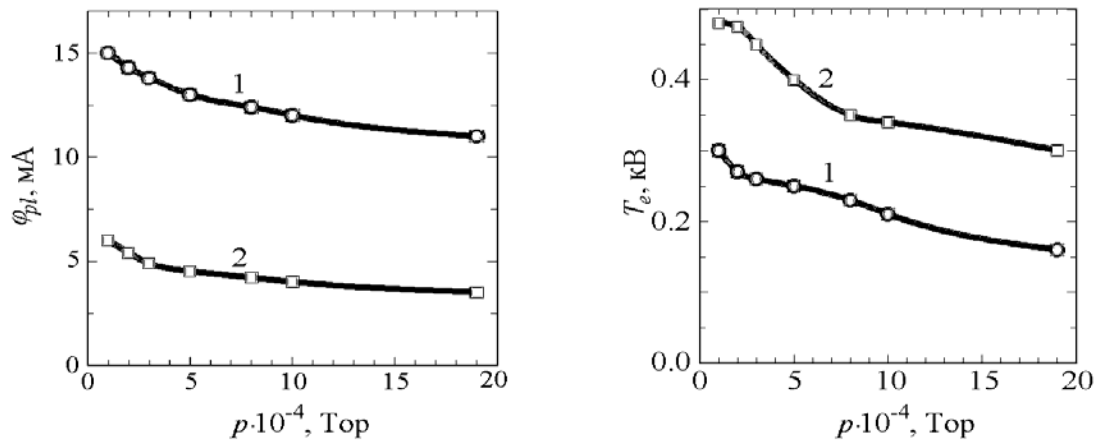


Рис. 6.9. Зависимость электронной температуры T_e и потенциала плазмы ϕ_{pl} в закрытой системе от давления газа в пространстве транспортировки ИП ($I_m = 5$ мА, $U_a = 1.5$ кВ). 1 — рабочий газ - аргон; 2 — рабочий газ - воздух.

6.3 Пространственно-усредненная феноменологическая модель ионно-пучковой плазмы

Как показали эксперименты, ионно-пучковая плазма, возникающая в пространстве транспортировки ИП, состоит из четырех компонент заряженных частиц: ионов пучка, γ -электронов, медленных ионов, рожденных в результате ионизации и резонансной перезарядки, и запертых в потенциальной яме низкоэнергетичных электронов. Для формы потенциальной ямы для электронов характерно существование практически постоянного значения потенциала в пределах геометрических границ пучка, вследствие чего потенциал плазмы,

температура и функция распределения электронов по энергиям являются нелокальными параметрами и характеризуют всю систему в целом. Это обстоятельство позволяет существенно упростить построение теоретической модели. Можно сформулировать следующую упрощенную феноменологическую модель автокомпенсации, которая учитывает основные элементарные процессы согласно схеме, представленной на рис. 6.10.

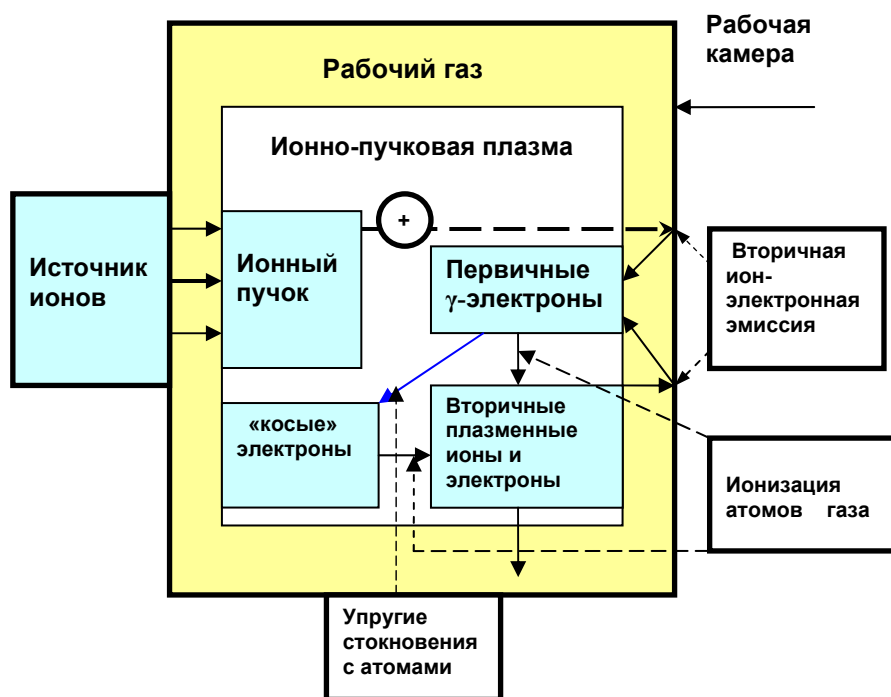


Рис. 6.10. Схема взаимодействия основных групп частиц, которые учитываются теоретической моделью.

Данную систему можно назвать несамостоятельным газовым разрядом. Однако, в этом разряде имеется всего один электрод, который можно отождествить с катодом (эмиссия γ -электронов, прикатодное падение потенциала). Плазма положительна относительно "катода", но ее потенциал определяется не потенциалом анода, который в данной системе отсутствует, а является самосогласованной величиной, зависящей от многих факторов и меняющейся в широких пределах, как в ВЧИ разряде.

Баланс энергии заряженных частиц

Для определения φ_{pl} воспользуемся законом сохранения энергии для электронов ИПП, который можно представить в виде:

$$e\varphi_{pl} \cdot \gamma_{eff} I_b + e\varphi_{pl} \cdot \gamma_{eff} I_i = e\varphi_{pl} \cdot I_i + \varepsilon_{c\gamma} \cdot I_i + T_e \cdot I_e + T_e \cdot \gamma_{eff} I_b + T_e \cdot I_i, \quad (6.1)$$

где I_b – ток пучка ионов на мишень,

$I_i = I_e$ – соответственно токи вторичных (плазменных) ионов и электронов,

$\gamma_{eff} I_b = I_\gamma$ – ток первичных γ -электронов, захваченных в ИПП,

$\gamma_{eff} = \chi \cdot \gamma$ – эффективный коэффициент ион-электронной эмиссии,

χ – коэффициент «захвата» первичных γ -электронов, эмитированных с поверхности мишени,

$\varepsilon_{c\gamma}$ – неупругие потери энергии, сопровождающие один акт ионизации γ -электронами,

T_e – температура плазменных электронов.

Таким образом, левая часть уравнения (6.1) представляет источник энергии, аналогичный уравнению (3.14) в магнетронном разряде (раздел 3), обусловленный суммой энергий, внесенной γ -электронами, выбитыми с мишени ионами пучка и вторичными ионами со стенок вакуумной камеры.

Правая часть уравнения (6.1) содержит неупругие потери энергии $\varepsilon_{c\gamma}$ моноэнергетичных γ -электронов с энергией $\varepsilon_\gamma = e\varphi_{pl}$ на образование ион-электронной пары, энергию, затраченную на ускорение вторичных ионов в пристеночном слое $e\varphi_{pl} I_i$ и на границу плазмы $T_e I_i$, а также поток энергии вторичных плазменных $T_e I_e$ и «остывших» γ -электронов $\gamma_{eff} T_e I_e$ из ИПП на стенки. Эта сумма аналогична потерям энергии в плазме ВЧ индукционного разряда (раздел 4).

Экспериментальные данные указывают, что температура плазменных электронов $T_e \ll I \sim \varphi_{pl}$ ($T_e = 0,2-0,5$ эВ) и согласно измерениям величина $\varphi_{pl} / T_e \sim 50$. Соответственно, участием вторичных плазменных электронов в ионизационном и энергетическом балансах ИПП можно пренебречь. Тогда уравнение (6.1) приобретает вид:

$$e\varphi_{pl} \cdot \gamma_{eff}(1 + I_b/I_i) = \varepsilon_{c\gamma} + e\varphi_{pl} = \eta_{\gamma}(e\varphi_{pl}), \quad (6.2)$$

где η_{γ} – суммарная энергетическая цена иона, включающая в себя неупругие и кинетические потери энергии при образовании ион-электронной пары. Уравнение (6.2) определяет равновесное значение потенциала ИПП в зависимости от параметра $N = \gamma_{eff}(1 + I_b/I_i) \approx \gamma_{eff}I_b/I_i$ ($I_b \gg I_i$), который показывает число захваченных γ -электронов, необходимое для образования ион-электронной пары, а величина $a = I/N$ характеризует ионизационную эффективность захваченных γ -электронов.

Для определения η_{γ} воспользуемся выражениями (1.13), (1.14) из раздела 1, в которых энергию электронов $\varepsilon' = \varepsilon/I$ положим равной $\varepsilon' = (e\varphi_{pl} + \varepsilon_0)/I$ (ε_0 – средняя начальная энергия γ -электронов). Таким образом, для определения φ_{pl} получаем уравнение

$$N \cdot \varepsilon' = 1,73 + \varepsilon' + \frac{1}{\varepsilon'^2 - 1} \quad (6.3)$$

для случая моноэнергетичной ФРЭЭ γ -электронов,

$$N\varepsilon' = \varepsilon' \cdot e^{1/\varepsilon'} \quad (6.4)$$

в случае определения $\eta(\varepsilon)$ согласно Таунсенду. На рис. 6.11 представлены зависимости $\eta(\varepsilon)$ согласно (6.3), (6.4) для различных значений параметров a и ε_0/I .

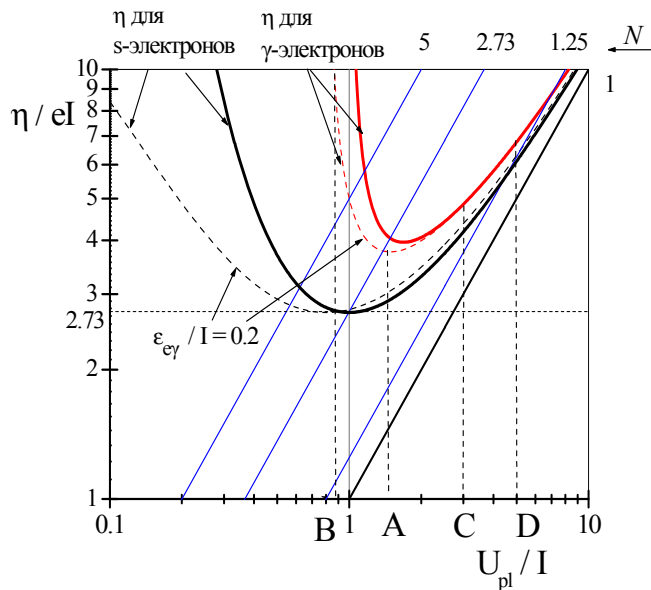


Рис. 6.11. Суммарная энергетическая цена иона $\eta/I = \eta'$ для потока γ -электронов в ИПП (сплошные линии соответствуют $\varepsilon_0/I = 0$, штриховые линии – $\varepsilon_0/I = 0,2$) и энергия γ -электронов $N \cdot e\varphi_{pl}/I$ в зависимости от нормированного потенциала плазмы.

Как видно из рисунка, точка пересечения функций $N \cdot \varepsilon'$ и η'_γ дает равновесное значение нормированного потенциала ИПП $e\varphi' = e\varphi_{pl}/I$. На рис. 6.12а представлена зависимость потенциала плазмы от величины N . Как следует из рисунка, с уменьшением потенциала плазмы число захваченных электронов, необходимых для образования одной ион-электронной пары, возрастает. Обратную величину $a = I/N$ можно определить, как ионизационную эффективность захваченных γ -электронов. Зависимость a от потенциала плазмы $e\varphi'$ представлена на рис. 6.12б.

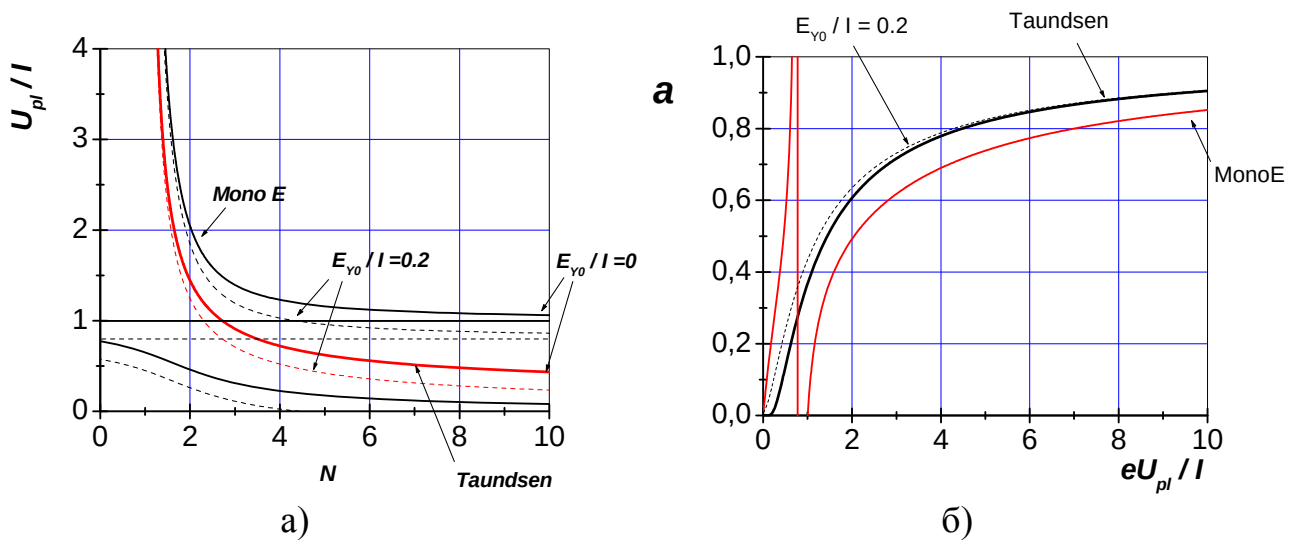


Рис. 6.12. Число захваченных γ -электронов N , необходимых для образования ион-электронной пары, и ионизационная эффективность захваченных γ -электронов $a = I/N$ от нормированного потенциала ИПП φ_{pl}/I .

Отметим, что величина $N = \gamma_{eff}(I_b/I_i + 1)$ является функцией γ_{eff} и I_i , величину которых трудно оценить чисто теоретически. Однако на основании сравнения теории и эксперимента можно сделать следующие оценки и выводы о параметрах ИПП:

Потенциал ИПП

- Как следует из теории (рис. 6.11) равновесная величина φ_{pl} может изменяться в широких пределах: $\varphi' \gg 1$ при $N \rightarrow 1$, $\varphi' \geq 1$ при $N \gg 1$ для моноэнергетичной ФРЭЭ γ -электронов. Однако при учете начальной энергии ε_0 γ -электронов и для определения η' по Таунсенду $\varphi'_{pl} < 1$ при $N > 4$.

- При $N=2,73$ величина $\varphi_{pl} = (0,7-1,5)I$, а энергия $N\varphi'_{pl}$, необходимая для создания равновесной ИПП, – минимальна (рис. 6.11).
- Как показывают эксперименты, увеличение давления рабочего газа p_k в пространстве транспортировки при $I_b=\text{const}$ приводит к незначительному уменьшению $\varphi' < 1$, что соответствует увеличению N от 2,73 до 5 на участке АВ равновесных значений φ' (рис. 6.11). Эта зависимость отражает тенденцию пропорционального увеличения коэффициента захвата γ -электронов χ вследствие электрон-атомных соударений.
- Увеличение φ' от значений близких к потенциалу ионизации I до $(2-5)I$ при подаче отрицательного потенциала на антидинаatronную сетку (рис. 6.4 а,б) отвечает снижению N от 2,73 до 1,3, вследствие уменьшения потока захваченных γ -электронов $\gamma_{eff}I_b$ на участке (А-С) – равновесных значений φ' (рис. 6.11).

Скорости образования вторичных ионов и электронов в ИПП

Полагая, что ток вторичных электронов I_i равен току вторичных плазменных электронов I_e , уходящих на электрод 11, $I_e=I_i$ (рис. 6.3), из данных, приведенных на рис. 6.5, 6.6, можно сделать оценки γ_{eff} .

- Согласно энергетическому балансу ИПП при увеличении потенциала φ_{pl} ионизационная эффективность $a=I/N=I_i/I_b$ увеличивается, выходя на насыщение $a \leq 1$ при $\varphi' \gg 1$ (рис. 6.12б). Экспериментальные данные, приведенные на рис. 6.6, показывают, что при $\varphi_{pl}=100$ В ($\varphi' \approx 6$ для аргона, участок А-Д на рис. 6.11) величина $I_i/I_b \approx 0,15$ ($U_{c2}=0$). Соответственно, $a \approx 0,8$ из рис. 6.12б, а значение $\gamma_{eff}=I_i/I_b$ $a \approx 0,18$ при $p_k=4 \cdot 10^{-4}$ Торр. (Из данных на рис. 6.5 ток γ -электронов составляет величину $I \sim 1$ мА при $I_b=4$ мА, т.е. величина коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии $\gamma \approx 0,25$). При подаче отрицательного потенциала U_{c2} на антидинаatronную сетку величина γ_{eff} снижается : $\gamma_{eff}(U_{c2}=-5 \text{ В})=0,09$, $\gamma_{eff}(U_{c2}=-15 \text{ В})=0,05$.
- Повышение давления рабочего газа p_k при $I_m=\text{const}$ приводит к линейному росту I_e (рис. 6.7б) за счет увеличения γ_{eff} . Это соответствует

пропорциональности коэффициента захвата γ -электронов χ частоте электрон-атомных соударений, т.е. давлению p_k .

- Рост скорости образования вторичных ионов и электронов ($\alpha \rightarrow 1$) при увеличении потенциала ϕ_{pl} (рис. 6.6, 6.12) происходит за счет внешнего дополнительного источника энергии, которым является ИИ в случае открытой системы либо электрод 11 (рис. 6.3), на который подается положительный потенциал.

Температура электронов

В случае ионизационного равновесия плазмы с максвелловской ФРЭЭ, что справедливо для ВЧИ разряда, температура электронов T_e однозначно определяется параметром pd , а потенциал плазмы относительно стенок ϕ_{pl} соответствует плавающему потенциалу и при условии равенства плотности тока ионов и электронов задается T_e .

В ИПП, когда ионизация рабочего газа осуществляется высокоэнергетичными захваченными γ -электронами, реализуется обратная ситуация. Потенциал плазмы ϕ_{pl} , как было показано выше, определяется уравнением энергобаланса (6.2) и по величине $e\phi_{pl} \sim (0,8-3)I$ в зависимости от числа захваченных γ -электронов N . Соответственно, температура вторичных, плазменных электронов должна определяться равенством потоков вторичных ионов и плазменных электронов на стенки камеры транспортировки пучка:

$$n_i \cdot \left(\frac{T_e}{M} \right)^{1/2} = n_e \cdot \left(\frac{T_e}{m} \right)^{1/2} \cdot e^{-(e\phi_{pl}/T_e)}.$$

Если воспользоваться условием квазинейтральности пространственного заряда в ИПП, $n_i + n_b = n_e + n_\gamma$, то для температуры электронов можно получить выражение:

$$T_e = \frac{e\phi_{pl}}{\ln\left((M/m)^{1/2} \cdot (1 + n_b/n_i)\right)}.$$

При условии $n_b / n_i \gg 1$, а $n_\gamma / n_i \ll 1$ температура электронов в ИПП значительно меньше, чем в плазме ВЧ индукционного разряда.

В общем случае энергобаланс, а также скорости рождения и ухода электронов определяются как потенциалом плазмы φ_{pl} , так и температурой электронов T_e , которая, в свою очередь, зависит от φ_{pl} . Точное количественное определение φ_{pl} и T_e является самосогласованной задачей, а ее решение возможно при совместном использовании уравнений баланса энергии и электронов, причем последнее требует знание вида функции распределения электронов, который можно получить в результате решения кинетического уравнения. Наиболее полное решение этой задачи представлено в работе С.В. Дудина [234], в которой в результате численного решения уравнения баланса энергии рассчитаны зависимости температуры максвелловского ядра ФРЭЭ от параметров системы (для некоторых случаев получены аналитические решения).

Вместе с тем хорошее совпадение результатов дрейфовой теории с экспериментальными данными, представленное выше, позволяет сделать вывод об адекватном описании моделью реальных процессов в ИПП и возможности ее практического применения при оптимизации процессов ионно-лучевого и ионно-химического травления, ионно-лучевого напыления, а также методов оперативного контроля технологических процессов. Полученные результаты также могут быть полезны для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований бесстолкновительной газоразрядной плазмы.

Здесь же отметим, что анализ скоростей образования нейтрализующих электронов по всем имеющимся каналам позволяет сделать вывод о том, что максимальная скорость образования захваченных электронов при любых условиях меньше тока ионного пучка I_e ($I_e \leq \gamma_{eff} I_b$), т.е. токовая автокомпенсация без дополнительной инжекции электронов невозможна при низких энергиях ИП.

6.4 Нейтрализация ионных потоков при наличии интенсивных источников электронов

При обработке диэлектрических поверхностей ионными пучками возникает необходимость в токовой нейтрализации ионов электронами. Наиболее простым вариантом источника электронов является термокатод (ТК) – вольфрамовая нить нагретая до температуры интенсивной термоэлектронной эмиссии ($\sim 2000^\circ\text{C}$) током накала величиной 2-10 А и расположенная в пространстве транспортировки ионного пучка (рис. 6.1а). ТК в открытой системе может быть применен и в случае использования проводящей мишени для того, чтобы скомпенсировать уход электронов в источнике ионов (ИИ), а также для более полной зарядовой компенсации с целью снижения потенциала плазмы. Также источником электронов может являться плазма комбинированного ВЧ индукционно-емкостного разряда при использовании односеточной ионно-оптической системы (рис. 6.1в).

Очевидно, что наличие в системе интенсивного источника электронов существенно изменяет баланс частиц и энергии, а, следовательно, и параметры ионно-пучковой плазмы. Ниже представлены результаты экспериментальных исследований параметров ионно-пучковой плазмы (ИПП) (ϕ_{pb} , T_e , f_e) при компенсации объемного заряда ИП для различных ионно-плазменных систем, представленных на рис. 6.1.

Многоканальный источник ионов «Радикал – М»

Экспериментальные исследования ИПП при наличии термокатада были получены на той же экспериментальной установке, в тех же режимах работы ИИ «Радикал – М» (раздел 6.2), в которых аналогичные исследования были проведены без ТК. Изменения в постановке экспериментов заключались в том, что вместо экранирующей и антидинатронной сеток (7, 8) на границе ИП был введен термокатод 6 (рис. 6.1а), в котором можно было изменять потенциал эмитирующей поверхности. Согласно данному выше определению, такая система является открытой для прохождения тока электронов в ИИ.

Было обнаружено, что величины φ_{pl} и T_e в открытой системе при прочих равных условиях существенно выше аналогичных величин в закрытой системе. Характерные значения $T_e \approx (1 - 3)$ эВ, $\varphi_{pl} \approx (15 - 30)$ В, причем, в отличие от закрытой системы, практически отсутствует их зависимость от сорта газа.

На рис. 6.13, 6.14 представлены типичные зависимости φ_{pl} , T_e и тока эмиссии ТК I_e от параметров системы. Для сравнения там же приведены аналогичные зависимости φ_{pl} и T_e , полученные при отсутствии накала ТК.

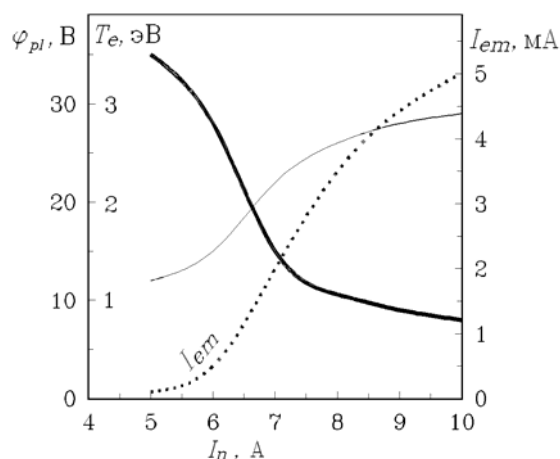


Рис. 6.13. Зависимость T_e и φ_{pl} в открытой системе от тока накала катода-нейтрализатора. Утолщенные линии — φ_{pl} , тонкие — T_e , точечная линия — ток эмиссии ТК. Анодное напряжение ИИ $U_a = 1.5$ кВ; $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_H = 2$ А, $I_b = 7.5$ мА. Рабочий газ — аргон.

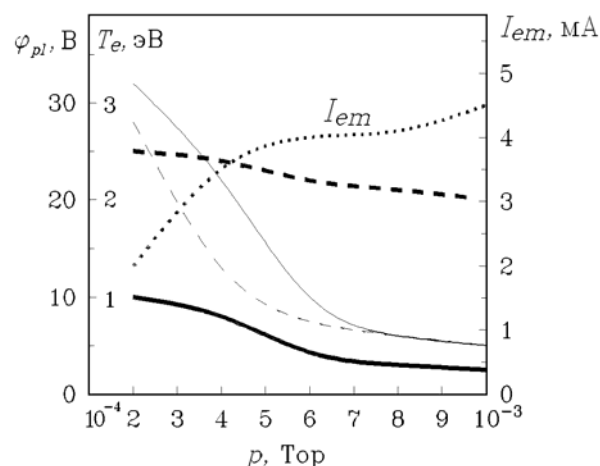


Рис. 6.14. Зависимость T_e и φ_{pl} от параметров системы при использовании КН. Утолщенные линии — φ_{pl} , тонкие — T_e . Штриховыми линиями показаны аналогичные зависимости при отсутствии накала ТК. Для всех графиков анодное напряжение ИИ $U_a = 1.5$ кВ. Рабочий газ — аргон. $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_n = 9$ А

Появление эмиссии с ТК при увеличении тока накала I_n обычно приводит к снижению φ_{pl} и росту T_e (рис. 6.13). Установившиеся значения этих величин зависят от параметров ИП, давления газа в пространстве транспортировки и потенциала ТК.

С ростом давления в пространстве транспортировки ионного пучка наблюдается улучшение нейтрализации (рис. 6.13), связанное с увеличением частоты соударений, приводящих к появлению нейтрализующих электронов. Регулировка давления при снятии зависимостей рис. 6.14 производилась изменением скорости откачки. Ток пучка посредством изменения газонапуска поддерживался постоянным.

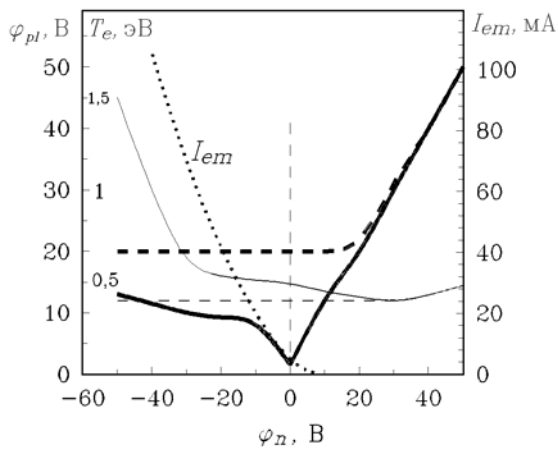


Рис. 6.15. Зависимость T_e и ϕ_{pl} от потенциала нити ТК. Утолщенные линии — ϕ_{pl} , тонкие — T_e . Штриховыми линиями показаны аналогичные зависимости при отсутствии накала ТК. Для всех графиков анодное напряжение ИИ $U_a = 1.5$ кВ. Рабочий газ — аргон. $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_n = 9$ А.

На следующем этапе исследований была изучена роль термоэлектронов в формировании параметров ИПП в зависимости от соотношения между потенциалами нейтрализатора ϕ_n , плазмы ϕ_{pl} и стенок камеры. Анализ зависимостей, представленных на рис. 6.15, показывает, что при отрицательных ϕ_n даже небольшое превышение потенциала ТК над "стенками" потенциальной ямы приводит к появлению "сквозного" тока термоэлектронов, ускоренных разностью потенциалов между ТК и плазмой и попадающих на стенки камеры.

Как видно из рисунка, увеличение тока эмиссии не только не снижает ϕ_{pl} , но и приводит к его быстрому росту, т.е. к ухудшению нейтрализации. Этот факт свидетельствует о том, что термоэлектроны непосредственно не могут скомпенсировать объемный заряд ионов пучка (как и γ -электроны при автокомпенсации), а компенсация производится низкоэнергетичными электронами ИПП, запертыми в потенциальной яме. Термоэлектроны могут попадать в число запертых, теряя энергию в неупругих столкновениях с атомами газа, а также при кулоновских столкновениях с плазменными электронами. Роль термоэлектронов при этом аналогична роли γ -электронов.

Дальнейший рост отрицательной величины ϕ_n приводит к росту электронной температуры и, как следствие, к росту ϕ_{pl} , компенсирующему рост скорости ухода электронов через высокоэнергетичный хвост f_e . Приведенные результаты свидетельствуют о том, что режим нейтрализации с отрицательным смещением КН не является оптимальным, несмотря на высокие токи эмиссии.

Небольшой положительный потенциал ТК не позволяет термоэлектронам покидать пространство транспортировки ИП, они могут накапливаться в потенциальной яме, улучшая нейтрализацию (этот режим является оптимальным [265]). Минимальное значение φ_{pl} в описываемой системе достигается при $\varphi_n = (0 - 2)$ В.

При увеличении φ_n до равновесного значения φ_{pl} эмиссия прекращается, ТК становится эффективным стоком для электронов, что приводит к росту φ_{pl} . В этом случае $\varphi_{pl} \approx \varphi_n$, и отключение накала не приводит к изменению параметров изучаемой системы. Вынужденный рост потенциала плазмы обычно сопровождается повышением T_e .

Энергоанализ электронной компоненты ИПП показал, что при использовании ТК f_e кроме низкоэнергетической максвелловской части содержит группу ускоренных термоэлектронов (рис. 6.16), при этом основная часть электронной плотности сосредоточена в максвелловской группе (ее температура значительно выше температуры ТК). Для сравнения, там же показан вид f_e при отсутствии накала ТК (наряду с максвелловским ядром видна группа γ -электронов).

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод, что при использовании ТК, как и в случае автокомпенсации, нейтрализацию ИП обеспечивают низкоэнергетичные плазменные электроны, запертые в потенциальной яме. Термоэлектроны (также, как и γ -электроны) ответственны за поставку частиц и энергии в максвелловское ядро электронного газа.

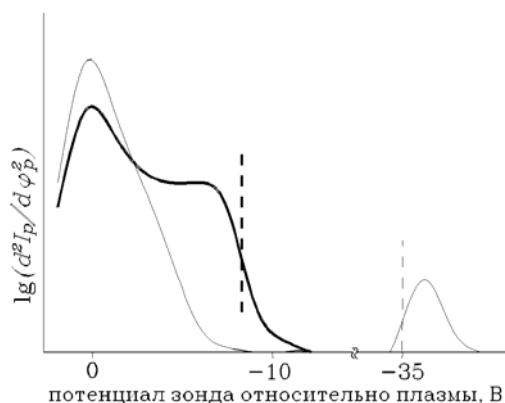


Рис. 6.16. Типичный вид функции распределения электронов ИПП по энергии в открытой системе при наличии накала заземленного ТК (утолщенная линия) и при его отсутствии (тонкая линия). Вертикальные штриховые линии обозначают границу удержания электронов (потенциал стенки камеры) в этих случаях. $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Торр, $I_H = 2$ А, $U_a = 1,5$ кВ. Рабочий газ — аргон.

ВЧ-индукционный источник ионов с двухсеточной ИОС

Эксперименты, описанные в этом разделе, проводились на установке, оборудованной двухступенчатым источником ионов с плазмообразующей ступенью на базе ВЧ индукционного разряда и двухсеточной ускоряющей ионно-оптической системой (ИОС) (рис. 6.1б). Выходная сетка ИИ находилась под потенциалом металлических стенок камеры, т. е. пространство транспортировки ИП, согласно принятой нами терминологии, должно быть закрытой системой. Однако, наличие второй сетки, находящейся под высоким положительным потенциалом, приводит к тому, что ИОС становится эффективным стоком для электронов ИПП, и система является открытой.

На рис. 6.1б представлена схема установки с двухступенчатым источником ионов на основе ВЧИ разряда. ИОС состояла из двух сеток диаметром 10 см и размером ячеек ~ 1 мм, расположенных на расстоянии 3 мм друг от друга. Ускоряющее напряжение между сетками ИОС задавалось блоком питания БП-94. Данный блок позволял одновременно измерять ток, протекающий между сетками (в дальнейшем — ток источника I_s). Качественное распределение потенциала в системе также изображено на рис. 6.1б.

Во время проведения экспериментов площадь диэлектриков в камере была незначительной, т.е. стенки представляли собой эквипотенциальную поверхность. В качестве мишени применялся плоский металлический электрод диаметром 10 см. Мишень была электрически изолирована от камеры и включена в цепь измерения, что позволяло регистрировать ток на мишень. Катод-нейтрализатор прямого накала представлял собой расположенную в пучке вольфрамовую проволоку длиной $l = 5,5$ см и диаметром $d = 0,28$ мм. Накал нейтрализатора осуществлялся блоком питания СИП-35. Падение напряжения на самом термокатоде составляло примерно 5 В. Потенциал нейтрализатора задавался блоком питания Б5-49. Применявшиеся в данной работе блоки питания имели коэффициент пульсаций не более 1%, что позволило в ходе исследований считать параметры плазмы стационарными.

Ниже приведены наиболее характерные значения параметров установки для типичных экспериментальных условий:

- Ток источника, мА $100 \div 400$,
- Энергия ионов, кэВ $0.5 \div 2$,
- Ток на мишень, мА $40 \div 250$,
- Давление газа в камере, Торр $2.4 \cdot 10^{-4} \div 7 \cdot 10^{-4}$,
- Диаметр пучка, см 10.

Параметры пучка были постоянны по сечению, что является следствием существования высоко однородной области пространственной ионизации в ВЧИ разряде при низких давлениях. Одним из важных достоинств источников ионов, использующих ВЧИ разряд, является отсутствие накаливаемых элементов, что обеспечивает чистоту разряда в сравнении с другими типами ИИ, возможность работы с химически активными средами, а также более длительный срок эксплуатации.

Следует отметить, что данная система обладает рядом облегчающих интерпретацию экспериментальных результатов особенностей, которые наряду с возможностью широкого технологического применения источников на основе ВЧИ разрядов и предопределили ее выбор в качестве объекта исследований. Так, в отличие от ускорителя с анодным слоем типа "Радикал" данный источник позволяет при постоянном давлении независимым образом регулировать плотность и энергию ионов. Кроме того, функция распределения ионов пучка по энергиям имеет δ -образный вид. В то же время, ИИ типа "Радикал" широко используется в промышленности, что обусловило выбор такого источника ионов для изучения процесса нейтрализации.

Закономерности нейтрализации ИП для данной системы качественно подобны результатам, полученным для ИИ холловского типа "Радикал-М", и хорошо укладываются в рамки существующих представлений о механизме нейтрализации интенсивных пучков ионов низкой энергии. В то же время обнаружен ряд специфических особенностей двухсеточной ИОС, которые

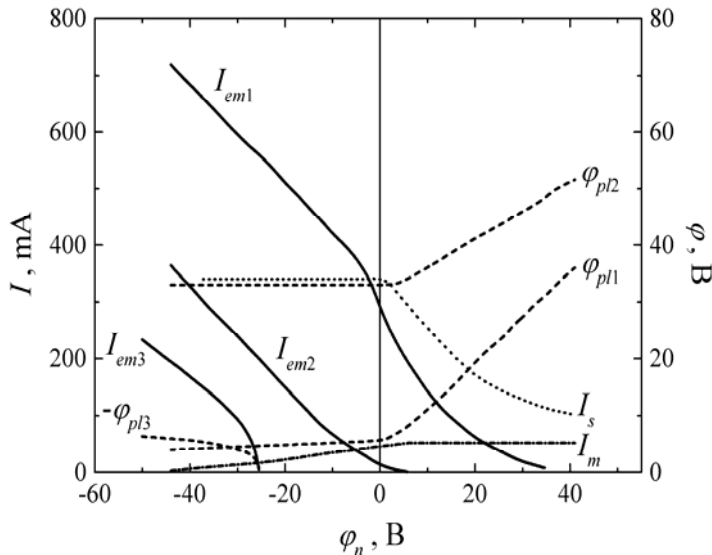


Рис. 6.17. Типичные зависимости тока эмиссии I_{em1} , тока источника I_s , тока на мишень I_m , плавающего потенциала при наличии накала ϕ_{pl1} и без него ϕ_{pl2} от потенциала нейтрализатора. I_{em2} — ток эмиссии в отсутствие ускоряющего напряжения, I_{em3} и ϕ_{pl3} — ток эмиссии и плавающий потенциал при несамостоятельном разряде. $p = 3.5 \cdot 10^{-4}$ Торр, $U = 2$ кВ, $I_b = 100$ мА.

оказывают существенное влияние на балансы частиц и энергий в ИПП и, как следствие, на значения основных параметров плазмы.

Наибольшее отличие проявилось в зависимостях тока эмиссии и плавающего потенциала ИПП от потенциала ТК. Типичный вид этих кривых представлен на рис. 6.17. Там же приведены зависимости тока источника I_s и тока на мишень I_t от ϕ_n . Как видно из рис. 6.17, при потенциалах катода-нейтрализатора $\phi_n > 5$ В, кроме

стока на диэлектрические поверхности, неизбежно присутствующие в камере (изоляция зонда, вакуумные вводы и т.п.), вторым каналом, по которому электроны покидают пространство транспортировки пучка, является их уход в ионный источник. С уменьшением потенциала термокатода наблюдается рост тока эмиссии и, соответственно, увеличение тока электронов из пространства транспортировки в источник. Однако, ток на мишень, а значит, и вклад ионов в ток между сетками ИОС остается постоянным. Фактически, кривая зависимости тока источника от потенциала нейтрализатора представляет собой ВАХ плоского зонда. Но, в отличие от классической вольтамперной характеристики, изменение тока есть результат изменения параметров плазмы при постоянном потенциале зонда. Примерно в точке $\phi_n = 4$ В потенциал плазмы и ток разряда выходят на насыщение. Как показывают проведенные оценки, максимальное значение I_s определяется предельной плотностью тока j_{max} , который может перенести плазма: $j_{max} = 0.25env_{Te}$, где n — плотность

плазмы ($n \approx n_b$), v_{Te} — тепловая скорость электронов, хотя, в нашем случае функция распределения электронов несколько отлична от максвелловской. Разность между значениями потенциалов ячейки сетки и φ_{pl} при этом обращается в нуль. Таким образом, минимальный потенциал плазмы, которого можно достичь в данной системе, определяется величиной потенциала в щелях заземленной сетки ИОС.

Необходимо отметить, что, несмотря на значительные токи электронов из ИПП в источник, в эксперименте не наблюдалось их влияния на режим генерации ионов в ВЧИ разряде аналогично комбинированному индукционно-емкостному разряду. Это, возможно, объясняется высокой энергией поступающих электронов, намного превосходящей соответствующую максимуму сечения ионизации, низким давлением рабочего газа и относительно небольшой плотностью.

Максимальное значение тока источника в $3 \div 3,5$ раза превосходит собственно ток ионов, т.е. большая часть мощности блока питания, задающего ускоряющее напряжение между сетками ИОС, расходуется "впустую". Таким образом, с технологической точки зрения представляется важным предотвратить сток электронов в источник. Очевидно, что этого можно достичь, подавая на заземленную сетку ИОС отрицательный относительно стенок потенциал определенной величины. К сожалению, особенности экспериментального оборудования не позволили провести подобные исследования. Изучение данного вопроса необходимо продолжить.

Сток электронов на стенки играет важную роль в балансе частиц при отрицательных значениях потенциала катода-нейтрализатора. Термоэлектроны при этом являются пролетными и могут непосредственно уходить на поверхность заземленной камеры, ускоряясь разностью потенциалов в слое между термокатодом и плазмой. Однако сам механизм этого процесса обладает рядом особенностей. Как было установлено, в области отрицательных φ_n , начиная с некоторого порогового значения, зависящего от давления, пробивается самостоятельный низковольтный пучково-плазменный разряд

(НППР [143]) (рис. 6.17). Сравнение разрядной характеристики НППР с формой кривых I_{em1} , I_{em2} на рис. 6.17 в области отрицательных значений φ_n позволяют говорить о том, что сток электронов на стенки и при наличии пучка ионов во многом схож с НППР. И хотя механизм релаксации энергии электронного пучка не совсем ясен, в частности, принципиальным вопросом является наличие либо отсутствие в системе колебаний [143], большие токи эмиссии свидетельствуют о существовании в камере несамостоятельного НППР, что приводит к появлению мощного источника захваченных электронов и медленных ионов, которые заметным образом влияют на балансы частиц и энергий.

ВЧ-индукционный источник ионов с односеточной ИОС

Принцип работы и конструкция односеточного источника ионов на базе комбинированного ВЧ индукционно-емкостного разряда (рис. 6.1в) детально описан в разделе 5.4. Этот источник ионов обладает уникальной способностью одновременно генерировать потоки положительных ионов и электронов [235, 236]. Применение для доускорения ионов высокочастотного напряжения позволяет не только избавиться от необходимости применения дополнительного нейтрализатора, но и повысить эффективность извлечения ионов, а также избежать образования микродуг на сетке, опасность возникновения которых всегда присутствует при использовании для ускорения ионов постоянного напряжения выше 100 В.

Для получения количественной информации об извлекаемых токах ионов и электронов была измерена средняя по периоду поля ВАХ мишени (рис. 6.18). Из рисунка видно, что в случае использования постоянного ускоряющего напряжения (пунктир) мишень при любых потенциалах собирает только ионы, в то время как при использовании ВЧ питания ИОС ток мишени имеет обе полярности (сплошная линия), что означает присутствие ионов и электронов. При отрицательном потенциале мишень собирает ионы с различным характером зависимостей для случаев постоянного и ВЧ смещений электрода. В случае ВЧ смещения ионная ветвь ВАХ имеет явное насыщение, а

плавающий потенциал мишени близок к нулю, в то время как при постоянном смещении плавающий потенциал мишени близок к ускоряющему напряжению. При величине потенциала мишени выше, чем плавающий потенциал плазмы, ток мишени меняет знак, что означает преимущество тока электронов. При достаточно высоких потенциалах мишени (в случае ВЧ смещения электрода), все электроны, эмитированные источником, достигают мишени, и наступает электронное насыщение.

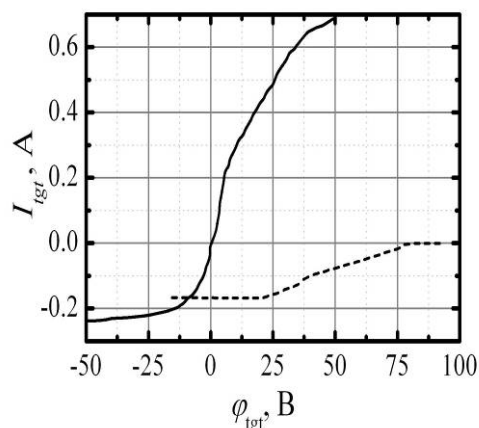


Рис. 6.18. ВАХ мишени для случая постоянного потенциала на электроде (штриховая линия) и ВЧ смещения на электроде (сплошная линия). Давление рабочего газа $7,5 \cdot 10^{-4}$ Торр, мощность, вкладываемая в индуктор, 200 Вт.

Возможность одновременного извлечения положительных ионов и электронов из плазмы с использованием односеточной системы иллюстрируют измерения функции распределения по энергии (ФРЭ) для ионов и электронов. На рис. 6.19 показаны измеренные энергетические спектры для случаев постоянного и ВЧ напряжения питания ИОС. В обоих случаях постоянный потенциал электрода был равен 120 В. ФРЭ были получены путем дифференцирования вольт-амперных характеристик (ВАХ) коллектора при потенциале сетки, равном 0 В. Производная ВАХ дает ионный спектр правее нуля потенциала, и электронный — левее.

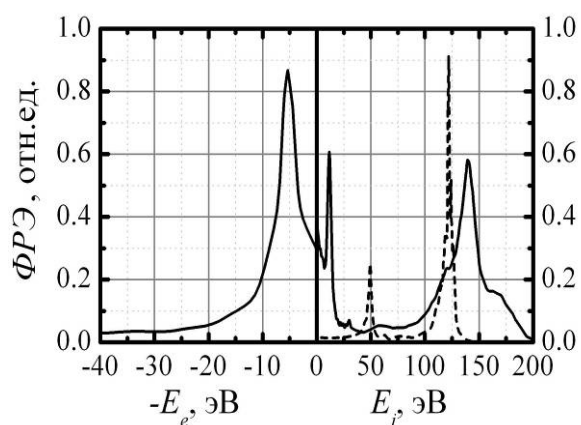


Рис. 6.19. Функции распределения по энергии (ФРЭ) для электронов (левая часть) и ионов (правая часть). Кривая, соответствующая случаю постоянного напряжения на электроде показана штриховой линией, а случаю ВЧ напряжения — сплошной линией. Давление рабочего газа $7,5 \cdot 10^{-4}$ Торр, мощность, вкладываемая в индуктор, 200 Вт. Ускоряющее напряжение в обоих случаях 120 В.

При ВЧ питании ИОС, на ФРЭ присутствует комбинированный ионно-электронный спектр с острым пиком электронов вблизи нуля и широким пиком пучка ионов вблизи энергии, приблизительно соответствующей ускоряющему потенциалу, что характерно для ускорения ионов в ВЧ слое, когда время пролета слоя ионом сравнимо с периодом ВЧ поля [235]. В случае постоянного смещения наблюдается острый ионный пик пучка. Кроме того, в ионной части полученных спектров присутствует еще один пик, вблизи 10 В для ВЧ напряжения на электроде и вблизи 50 В для случая постоянного напряжения на электроде. Эти пики соответствуют медленным ионам ионно-пучковой плазмы, возникающей в пространстве транспортировки пучка; их положение определяется потенциалом ионно-пучковой плазмы [236].

Необходимо отметить, что соотношением между токами ионов и электронов на мишень можно управлять в широком диапазоне путем изменения потенциала мишени. Рис. 6.19 показывает, что изменение потенциала на ± 10 В приводит к изменению степени компенсации ионного пучка от некомпенсированного до сильно перекомпенсированного. Это может быть использовано в различных технологиях: травление подзатворных диэлектриков полевых транзисторов, производстве нанoeлектронных устройств, а также многих других. Измерения с различными потенциалами сетки показали, что при положительном смещении мишени электроны достигают мишени в виде направленного пучка с управляемой энергией.

Таким образом, исследования характеристик ВЧ источника ионов с односеточной ИОС показали, что количество эмитируемых электронов достаточно для полной токовой компенсации пучка ионов. Предложенный метод управления соотношением токов ионов и электронов, эмитируемых источником, позволяет изменять это соотношение в очень широких пределах.

Выводы

Проведенные исследования продемонстрировали, что совокупность процессов, происходящих в ионно-пучковой плазме можно охарактеризовать как несамостоятельный безэлектродный газовый разряд низкого давления.

Принципиальным отличием ИПП от плазмы безэлектродных разрядов (ВЧ индукционный, СВЧ разряды) является наличие высокоэнергетичного пучка ионов, что в сочетании с относительно слабыми собственными источниками ионизации обеспечивает интенсивную вторичную ион-электронную эмиссию с поверхности мишеней и, соответственно, низкие значения потенциала плазмы φ_{pl} . Причем величина φ_{pl} , а вслед за ней и все остальные параметры ИПП, чрезвычайно чувствительны к эмиссионным характеристикам, проводимости обрабатываемой мишени и стоку плазменных электронов. Сток плазменных электронов происходит на диэлектрической поверхности внутри рабочей камеры и в источник ионов при отсутствии потенциального барьера, что определяет потенциал ИПП.

Пространственно-усредненная феноменологическая модель автокомпенсации ИП подтвердила, что энергобаланс заряженных частиц в ИПП обеспечивает минимальное значение φ_{pl} на уровне потенциала ионизации атомов рабочего газа.

Экспериментальные исследования ФРЭЭ в ИПП показали, что температура плазменных электронов имеет аномально низкие значения ($e\varphi_{pl} \sim 50T_e$) по сравнению с максвелловским равновесным уходом плазменных ионов и электронов ($e\varphi_{pl} \sim 3-5 T_e$). В то же время экспериментально показано, что существует промежуточная группа высокоэнергетичных электронов (рис. 6.17). Эти данные для баланса электронов необходимо анализировать на основе кинетической теории. Также исследована динамика функции распределения электронов ИПП по энергиям, принципиальное различие вида ФРЭЭ при наличии и в отсутствие термокатода. Установлено, что как при автокомпенсации, так и при компенсации посредством ТК, нейтрализация ИП обеспечивается низкоэнергетичными плазменными электронами, запертыми в потенциальной яме. Получил экспериментальное обоснование вывод об оптимальном режиме нейтрализации при небольшом положительном смещении ТК. Обнаружено резкое ухудшение нейтрализации при отрицательном смещении ТК с большими токами эмиссии.

РАЗДЕЛ 7

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ОТЛИЧИЯ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМ С РАЗЛИЧНЫМИ КОМБИНАЦИЯМИ ЕН ПОЛЕЙ

Центральной задачей анализа плазменных систем для обработки материалов является нахождение параметров плазмы и потоков активированных частиц:

- концентрации ионов n_i , электронов n_e , химически активных частиц $n_{\text{хач}}$,
 - плотности тока ионов j_i и тока химически активных частиц (ХАЧ) $j_{\text{хач}}$ из плазмы на поверхность,
 - средней энергии электронов ε_e и ионов ε_i на обрабатываемую поверхность,
 - пространственных распределений потенциала φ и электрического поля E , плотности ионного тока j_i ,
 - толщины приэлектродных слоев пространственного заряда,
- при заданных внешних, контролируемых условиях:
- параметров источника электропитания – разрядного напряжения U , мощности P , частоты ω ,
 - параметров рабочего газа – давления p , газопотока, химического состава,
 - параметров газоразрядной камеры – характерного размера d , геометрической формы, величины и топологии магнитного поля.

При известных взаимосвязях внешних условий и внутренних параметров газоразрядной системы можно целенаправленно управлять потоками активированных частиц на обрабатываемую поверхность [146]. Для каждого типа системы диапазон изменения параметров потока частиц ограничен, поэтому для реализации различных ионно-плазменных технологий необходимы разные типы ионно-плазменных систем, отличающихся комбинацией электрических и магнитных полей. Рис. 7.1 из книги Либермана [146] на примере ВЧ емкостного и ВЧ индукционного разрядов иллюстрирует основную

задачу для физики плазменных систем, предназначенных для обработки поверхностей материалов.

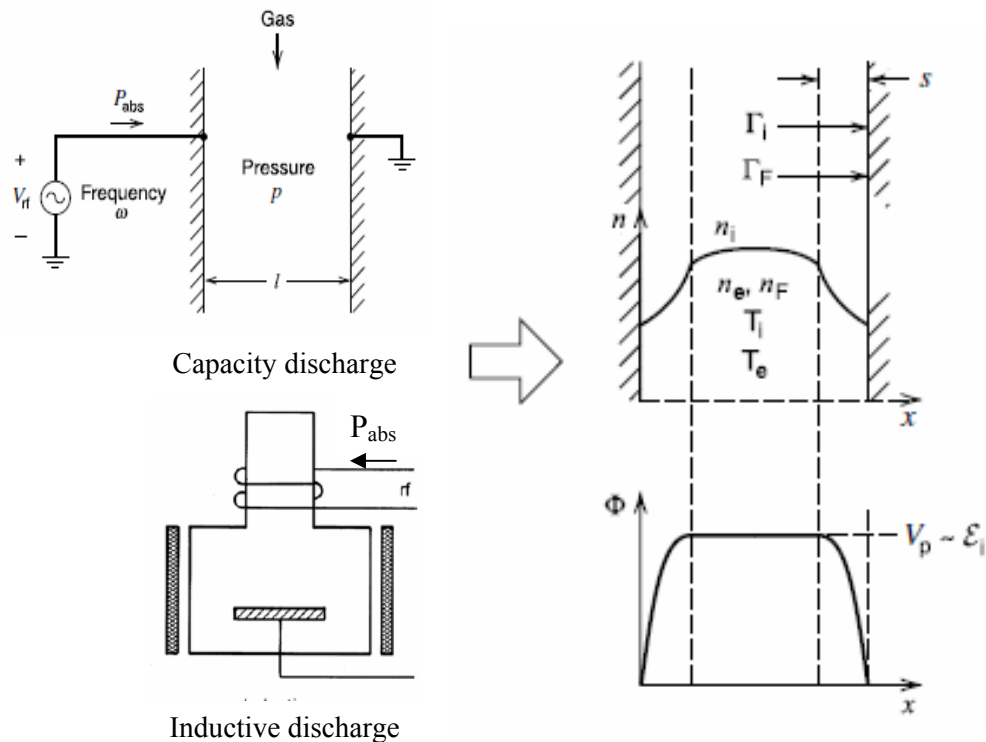


Рис. 7.1. Центральная задача анализа газоразрядных систем – нахождение взаимосвязи внешних и внутренних параметров на примере ВЧ емкостного и ВЧ индукционного разрядов [146].

Основными проблемами теоретического анализа в физике газового разряда и ионно-плазменных систем для обработки поверхностей являются:

- широкий, в несколько порядков, диапазон внешних параметров,
- существенная, часто определяющая, роль столкновений заряженных частиц с атомами в объеме и на поверхности газоразрядной камеры (ГРК),
- значительная роль вторично эмиссионных процессов с поверхности ГРК, связанных с ионной бомбардировкой,
- существенная пространственная неоднородность параметров плазмы и большая роль приэлектродных слоев пространственного заряда,
- нелокальность и неравновесность функций распределения частиц по скоростям.

По этим причинам наиболее общее теоретическое рассмотрение ионно-плазменных систем, основанное на кинетическом уравнении Больцмана и его

моментах (законах сохранения частиц, импульса и энергии) [237-239] или на уравнениях нелокальной кинетики, разработанных в последнее десятилетие [240], встречает существенные трудности даже для простейших газоразрядных систем, представленных на рис. 7.1. Поэтому в основе физических моделей газовых разрядов различных типов лежат соответствующие упрощения этих уравнений, что позволяет проанализировать тот либо иной процесс или явление независимо (phenomenon model).

К настоящему времени разработаны различные модели отдельных областей тлеющего и дугового разрядов, ВЧ емкостного и ВЧ индукционного разрядов, разрядов в скрещенных ЕН полях в различных режимах [63, 64, 146]. Однако, развитие самосогласованных аналитических моделей ИПС с комбинированными ЕН полями по-прежнему остается актуальной задачей. В настоящей работе также представлены оригинальные модели ИПС, разработанные на основе полученных новых экспериментальных данных:

- модель пробоя и зажигания разряда в магнитоизолированном диоде (раздел 1),
- модель стационарных состояний планарного магнетронного разряда в ускорительном режиме с прианодным слоем электронов (раздел 2),
- модель стационарных и переходных состояний ПМР в плазменном режиме (раздел 3),
- гидродинамическая, диффузионно-дрейфовая модель ВЧ индукционного разряда (раздел 4),
- модель энергобаланса комбинированного ВЧ индукционно-емкостного разряда (раздел 5),
- модель энергобаланса комбинированного индукционно-магнетронного разряда (раздел 5),
- модель ионно-пучковой плазмы (раздел 6).

То, что при разработке этих моделей использовался единый подход на основе общих параметров подобия и нормировки, позволило выявить общие

закономерности и отличительные особенности ионно-плазменных систем с комбинированными ЕН полями с газоразрядными системами других типов.

7.1 Параметры подобия и нормировки физических величин в дрейфовой теории ИПС с ЕН полями

Правильный выбор параметров подобия и нормировки физических величин позволяет обобщить экспериментальные данные и провести количественное сравнение результатов теоретических расчетов и эксперимента. Как показали проведенные исследования, наиболее универсальным подходом для сопоставления всех типов рассмотренных ИПС является энергетический баланс. В основе энергетического баланса лежит определение *суммарной энергетической цены иона η* . Величина η включает в себя как суммарные упругие и неупругие потери энергии электрона ε_c , сопровождающие один акт ионизации при парных соударениях электрона с атомами, так и набор кинетической энергии ε_k заряженных частиц на длине ионизации l_i : $\eta = \varepsilon_c + \varepsilon_k$. Согласно [146] в слабоионизованных электроположительных разрядах основными неупругими потерями энергий электронов ε_c являются возбуждение и ионизация, поэтому ε_c определяется из уравнения:

$$\varepsilon_c = \frac{K_i I + K_{ex} I' + K_{ea} T_e 3m/M}{K_i}, \quad (7.1)$$

где K_i , K_{ex} , K_{ea} – соответственно, скорости реакции ионизации, возбуждения и упругих столкновений электронов с атомами, I , I' – потенциалы ионизации и возбуждения атомов. Для ансамбля электронов величина неупругих потерь ε_c зависит от функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и существенно различается для разных групп электронов, а для вычисления K_α используется усреднение по энергетическому спектру электронов $f_e(v)$:

$$K_\alpha = \langle \sigma_\alpha(v) \cdot v \rangle = \int d^3v \cdot f_e(v) \cdot \sigma_\alpha(v), \quad (7.2)$$

где σ_α - сечение парных столкновений процесса α . Очевидно, что величина K_α отличается для разных f_e и сорта газа, а для ее вычисления требуется численное интегрирование.

В слабоионизованной плазме с установившейся максвелловской ФРЭЭ со средней энергией электронов $\varepsilon_{cp}=T_e$ в работах [86, 87] была получена эмпирическая формула для ε_c :

$$\varepsilon_{cp} = eI \left(1 + \frac{SU_a}{I} \right) \cdot \exp \left(\frac{eI - eU_a}{T_e} \right), \quad (7.3)$$

где S и U_a – постоянные величины, зависящие от сорта газа. Например, для аргона ($I=15,8$ эВ, $S=0,89$ эВ, $U_a=12,89$ эВ) ε_c определяется выражением:

$$\varepsilon_{cp} = 1,73eI \exp \left(\frac{0,19eI}{T_e} \right). \quad (7.4)$$

Для моноэнергетической ФРЭЭ (пролетные γ -электроны) ε_c можно представить формулой [88]:

$$\varepsilon_{c\gamma} = \frac{eI\sigma_i(\varepsilon) + eI'\sigma_{ex}(\varepsilon)}{\sigma_i(\varepsilon)}. \quad (7.5)$$

Численное решение уравнения (7.5) для аргона можно аппроксимировать эмпирической формулой:

$$\varepsilon_{c\gamma} = \left(1,73 + \frac{1}{(\varepsilon/eI)^2 - 1} \right) \cdot eI. \quad (7.6)$$

На рис. 7.2 штриховыми линиями представлены зависимости ε_{cp} и $\varepsilon_{c\gamma}$ для аргона согласно уравнениям (7.4), (7.6) от нормированной средней энергии ансамбля электронов $t=\varepsilon/eI$. Как следует из приведенных графиков, при больших энергиях электронов $t \gg 1$, ε_{cp} и $\varepsilon_{c\gamma}$ асимптотически стремятся к величине $1,73eI$.

Кинетическая составляющая ε_k суммарной энергетической цены иона зависит от пространственного распределения потенциала и различается для разных типов разрядов. В плазме при низких давлениях и слабом электрическом поле кинетическая составляющая ε_k определяется суммарной энергией иона ε_i и

электрона на границе плазмы T_e : $\varepsilon_\kappa = \varepsilon_i + T_e$. На рис. 7.2 представлены зависимости нормированной величины суммарной энергетической цены иона η / eI от нормированной величины средней энергии электрона t при $\varepsilon_\kappa = T_e$ для различных зависимостей ε_c , а на рис. 7.3 – зависимости η / eI при максвелловской ε_{cp} для различных $\varepsilon_\kappa / eI = (1; 2; 5; 7) t$.

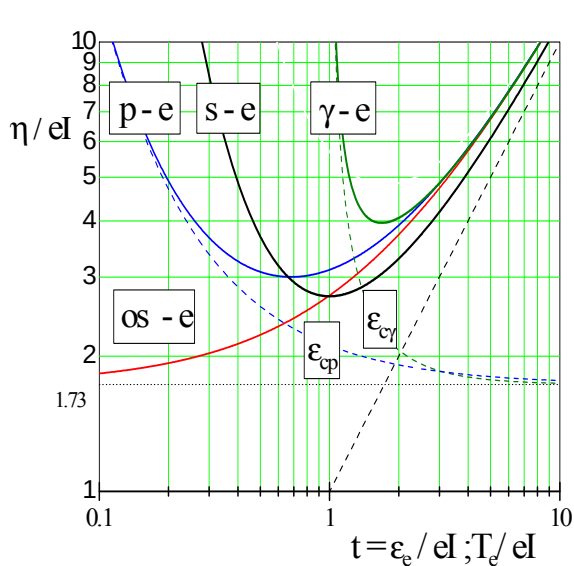


Рис.7.2. Зависимость суммарной энергетической цены иона η/eI для p-, s-, os-электронов и суммарных неупругих потерь для γ -электронов $\varepsilon_{c\gamma}$ и p-электронов ε_{cp} (пунктир) от нормированной средней энергии электронов $t = \varepsilon_e / eI$.

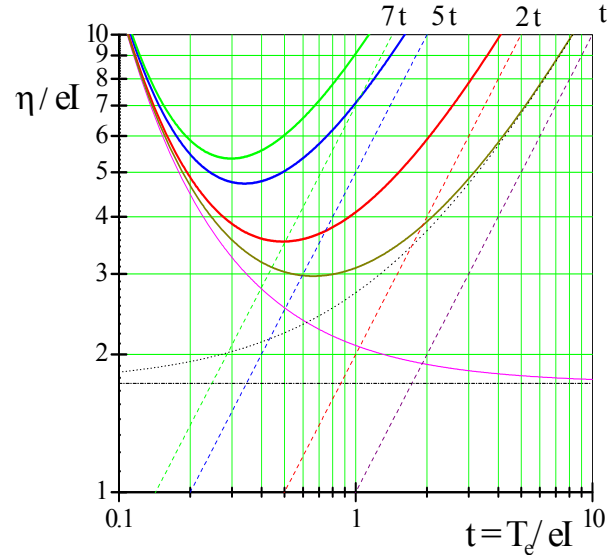


Рис. 7.3. Зависимость нормированной суммарной энергетической цены иона η/eI для плазменных p-электронов ε_{cp} (максвелловская ФРЭЭ) от нормированной $t = T_e / eI$ при различных значениях $\varepsilon_\kappa / eI = (1; 2; 5; 7)t$ (пунктир).

В сильном электрическом поле, когда направленное движение электронов вдоль E является преобладающим и ФРЭЭ – существенно неравновесная, величина суммарной энергетической цены ионов определяется средней энергией электрона, которую он набирает на длине ионизации l_i : $\eta = eEl_i$. Полагая, что $l_i = v_D / \nu_i$; $\nu_i = n_a K_i$, а скорость реакции ионизации аппроксимируется уравнением Арениуса [146]:

$$K_i = K_0 e^{-eI/\varepsilon_e}, \quad (7.7)$$

где $K_0 = \text{const}$, для η получаем выражение:

$$\eta = \varepsilon_e e^{eI/\varepsilon_e}, \quad (7.8)$$

где $\varepsilon_e = eEl_m$ – средняя энергия на минимальной длине ионизации $l_m = v_D/n_a K_0$. График зависимости нормированной величины η / eI от $t = \varepsilon_e / eI$ для электронов, родившихся в слое (s-электронов), также представлен на рис. 7.2.

Сравнительный анализ графиков $\eta(\varepsilon)$ показывает, что величина η является универсальной характеристикой для всех типов газоразрядных систем и в дрейфовом приближении позволяет сравнить ионизационную эффективность ансамблей электронов с различными ФРЭЭ в плазме и в приэлектродных слоях пространственного заряда. На рис. 7.4 представлено качественное распределение потенциала для одномерных моделей плазменных систем с различными комбинациями ЕН полей.

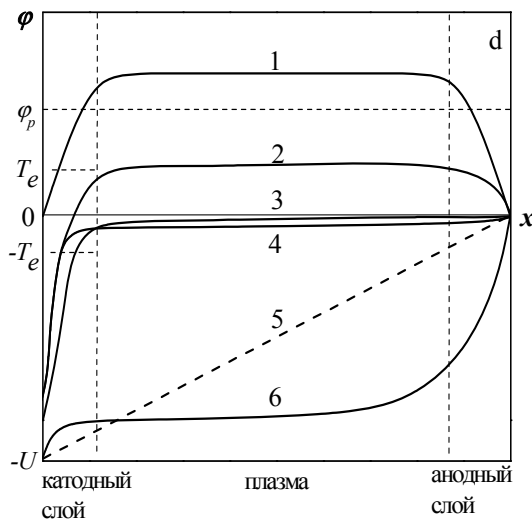


Рис. 7.4. Качественное распределение потенциала в одномерной модели плазменных систем с различными комбинациями ЕН полей [98].

потенциала отвечает электростатической ловушке для электронов, родившихся в объеме и имеющих ФРЭЭ, близкую к максвелловской, и суммарной энергетической цене иона $\eta(\varepsilon)$ с $\varepsilon_k = \varepsilon_i + \varepsilon_e \sim 7T_e$ (рис. 7.3).

График 2 на рис. 7.4 отвечает среднему по времени распределению потенциала в асимметричном комбинированном индукционно-емкостном разряде и в комбинированном индукционно-магнетронном разряде. Величине $\eta(\varepsilon)$ соответствует $\varepsilon_k = \varepsilon_i + \varepsilon_e \sim 2T_e$ (рис. 7.3).

График 1 на рис. 7.4 отвечает среднему по времени распределению потенциала в планарном ВЧ индукционном разряде и в положительном столбе тлеющего разряда по радиусу разрядной трубки. Глубина потенциальной ямы для электронов $e\phi_p = T_e(M/m)^{1/2} \sim 5T_e$ (M и m – соответственно масса иона аргона и электрона) и определяется равенством плотности потоков ионов и электронов на стенки ГРК. Это распределение

Графики 3, 4 на рис. 7.4 отвечает магнетронному разряду в плазменном режиме при большом разрядном токе ($n_i \sim n_e$) (3) и вблизи порога зажигания ($n_i < n_e + n_\gamma$) (4). Величине $\eta(\varepsilon)$ соответствует $\varepsilon_k \sim T_e$ (рис. 7.3).

Графики 5, 6 на рис. 7.4 отвечают распределению потенциала в вакуумном и ускорительном режиме планарного магнетронного разряда. Величина $\eta(\varepsilon)$ соответствует s-электронам с неравновесной ФРЭЭ (7.8) на рис. 7.2.

Для распределений потенциала 2-6 на рис. 7.4, при наличии электромагнитной ловушки в объеме и $\varphi > 2eI$, возможно существование os-электронов – захваченных первичных высокоэнергетичных γ -электронов ($\varepsilon_\gamma > eI$), осциллирующих вдоль магнитных силовых линий. Для этих электронов величина $\eta(\varepsilon)$ соответствует графику (os-e) на рис. 7.2. Как следует из рис. 7.2, в области слабых электрических полей ($\varepsilon_e = eEl_m < eI$) η для os-электронов имеет минимальное значение и определяется в основном неупругими потерями энергии $\varepsilon_c \sim 2eI$. Поэтому именно os-электроны, несмотря на их маленькую плотность ($n_\gamma \ll n_i$) определяют начальную стадию разряда в магнитном поле – кривые зажигания и вольт-амперную характеристику (разделы 1, 3). В газовых разрядах без магнитного поля высокоэнергетичные os-электроны отсутствуют и основную роль в пробое и ВАХ разряда играют вторичные p- и s-электроны, родившиеся в объеме.

В сильном электрическом поле и при большой температуре плазменных электронов ($T_e \sim \varepsilon_e = eEl_m > eI$), как видно из рис. 7.2, принципиальной разницы в величине η для всех групп электронов нет. Исключение составляет ВЧ индукционный разряд, в котором ионы набирают энергию ε_i полностью за счет теплового движения электронов.

Таким образом, суммарная энергетическая цена иона η зависит как от энергетического спектра электронов, так и от механизма токопереноса заряженных частиц из плазмы в каждом конкретном типе газового разряда и является *энергетическим параметром подобия* ионно-плазменных систем с различными комбинациями ЕН полей. Для систем с объемной ионизацией, в

соответствии с энергетическим балансом, η также определяет величину разрядного тока, вольт-амперные и ватт-амперные характеристики.

Нормирующей величиной энергетических параметров eU , ε , η является потенциал ионизации I атомов рабочего газа.

Длина ионизации и нормировка электрического поля

В общем случае для определения длины ионизации l_i необходимо знать взаимосвязь скорости дрейфа и средней энергии электронов с электрическим полем $v_D(E)$, $\varepsilon_{exp}(E) = eEl_m(E)$ на основе решения кинетического уравнения Больцмана. Однако, в сильных электрических полях в силу существенной неравновесности и нелокальности ФРЭЭ расчеты ε_{exp} путем решения кинетического уравнения и, в лучшем случае, хорошо аппроксимируются той или иной эмпирической формулой на отдельных участках величины E .

Для расчета ε_{exp} в зависимости от конкретных условий разряда широко используются два следующих предельных случая [64].

1. Полагается постоянной величиной, не зависящей от E , длина свободного пробега электронов $l_m = v_D / \nu_i = \text{const}$. Тогда $\varepsilon_{exp} \sim E$.
2. Полагается постоянной величиной частота столкновений ν_{imax} и подвижность электронов μ_e : $\nu_{imax}; \mu_e = \text{const}$. Тогда $l_m = v_D / \nu_{imax} = (\mu_e / \nu_{imax}) \cdot E$, $\varepsilon_{exp} \sim E^2$.

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов согласно этим моделям показывает, что первое приближение дает хорошее соответствие в разрядах без магнитного поля, а второе – в разрядах с магнитным полем при относительно низких давлениях рабочего газа.

Величина коэффициента ионизации $\alpha = I / l_i$ (первый коэффициент Таунсенда) определяет число электрон-ионных пар, родившихся на единицу длины. В соответствии с уравнениями (7.7, 7.8) α определяется выражением

$$\alpha = \frac{1}{l_i} = \frac{\nu_i}{v_D} = \frac{\nu_{imax}}{v_D} \cdot e^{-I/El_m} = \frac{1}{l_m} \cdot e^{-I/El_m}. \quad (7.9)$$

В первой модели, после ввода газовых постоянных $A = I/p l_m$ и $B = I / p l_m$, выражение (7.9) для α принимает вид, соответствующий известной эмпирической формуле Таунсенда

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{B}{E/p}}.$$

Теперь если ввести нормирующую величину электрического поля $E_0 = I/l_m$, зависимость $\alpha(E)$ (7.9) принимает вид:

$$\alpha_T = \frac{eE_0}{I} \cdot e^{-\frac{E_0}{E}}, \quad (7.10)$$

для газового разряда без магнитного поля.

Во второй модели, когда $l_m = v_D/v_{imax} = (\mu_e/v_{imax}) \cdot E$, выражение для α имеет вид:

$$\alpha = \frac{v_{imax}}{\mu_e E} \cdot e^{-\frac{I v_{imax}}{e E^2 \mu_e}}.$$

В магнитном поле, когда $\mu_{eH} = e v_c / m \omega_{eH}$; $E_0^2 = v_{imax} I / e \mu_{eH} = I^2 / e^2 r_m^2$; $r_m^2 = v_i I / v_c m \omega_{eH}^2$ зависимость $\alpha(E)$ для электронов, родившихся в слое (s-электронов), определяется выражением:

$$\alpha_s = \frac{eE_0}{I} \left(\frac{E_0}{E} \right) \cdot e^{-\left(\frac{E_0}{E} \right)^2}. \quad (7.11)$$

Воспользовавшись уравнением (1.10), определением коэффициента ионизации через энергетическую цену иона $\alpha = eE/\eta$ и считая $v_c/v_i = const$, можно получить зависимости $\alpha(E/E_0)$ для ос-электронов:

$$\alpha_{os} = (eE_0/I) \cdot \frac{(E/E_0)}{1,73 + (E/E_0)^2}. \quad (7.11a)$$

Графики зависимостей (7.10), (7.11), (7.11a) в линейном и логарифмическом масштабах E/E_0 представлены на рис. 7.5. Величина $\alpha_0 = eE_0/I = I/l_m = I/r_m$ соответствует минимальной длине свободного пробега, на которой электрон набирает энергию, равную потенциалу ионизации I , а величина E_0 является критерием оценки величины напряженности электрического поля.

В однородном электрическом поле вакуумного диода, $E=U/d$, справедливо соотношение $E/E_0=(U/I) \cdot (l_m/d)$.

Как следует из графиков на рис. 7.5 в слабом электрическом поле $E/E_0 < 0,5$ только электроны с большой начальной энергией – ос-электроны могут эффективно ионизовать атомы, в то время как в магнитном поле при $E/E_0 > 1$ $\alpha_s = \alpha_{os}$, т.е. ФРЭЭ не имеет существенного значения.

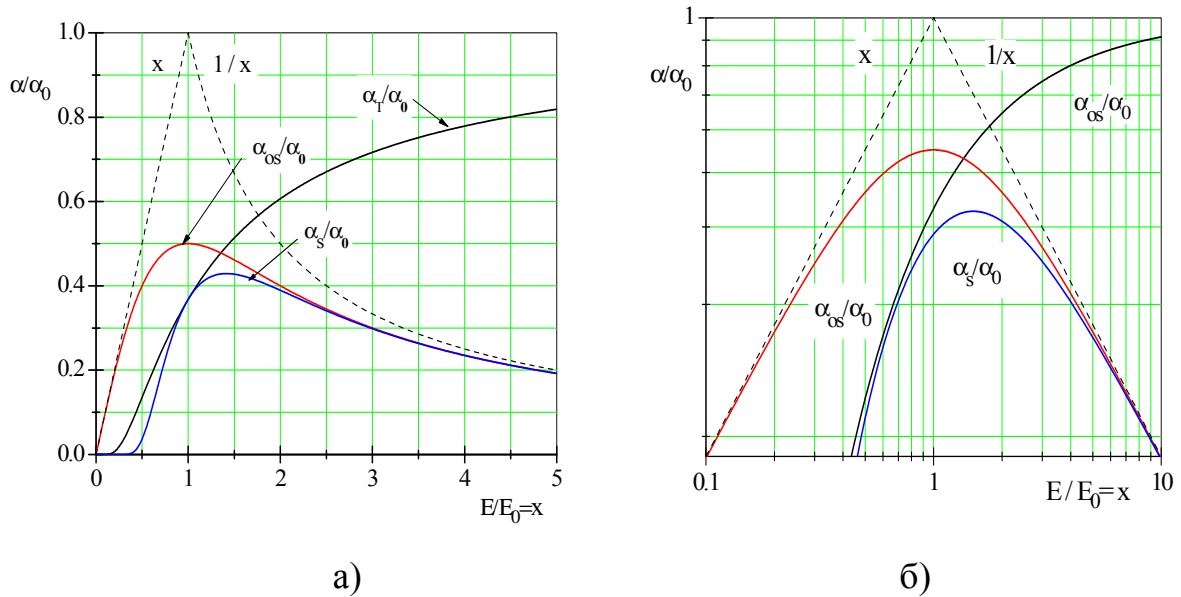


Рис. 7.5. Зависимость нормированного коэффициента ионизации α / α_0 , ($\alpha_0 = E_0 / I$) от нормированной величины электрического пол E/E_0 ($E_0 = I / l_m$) для различных групп электронов в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

На основании выше изложенного можно сделать следующие выводы о параметрах нормировки и подобия плазменных систем с комбинированными ЕН полями:

- потенциал ионизации атомов рабочего газа I является оптимальной величиной для нормировки и оценки энергетических параметров – напряжения разряда U , энергетической цены иона η , средней энергии электронов ε_e , T_e ;
- минимальная длина ионизации l_m , соответствующая максимальному сечению ионизации, является пространственным масштабом для расчетов процессов направленной ионизации в электрическом поле;

- нормирующей величиной электрического поля является $E_0 = I/l_m$, которая одновременно служит критерием оценки слабого ($E/E_0 < 1$) и сильного ($E/E_0 > 1$) электрического поля;
- суммарная энергетическая цена иона η является универсальной энергетической характеристикой газоразрядных систем плазма-слой с различными ФРЭЭ и позволяет сравнивать их энергетическую эффективность;
- ФРЭЭ играет принципиальную роль только в области слабых электрических полей $E/E_0 < 1$ или относительно небольшой средней энергии электронов $\varepsilon_{ср}/eI < 1$. В области сильных электрических полей при $E/E_0 > 1$ коэффициент ионизации одинаковый для всех ансамблей электронов.

7.2 Характеристики ИПС, определяемые законом сохранения плотности заряженных частиц

Уравнения баланса ионов и электронов (закон сохранения числа частиц) являются уравнениями нулевого момента функции распределения, которые получаются интегрированием кинетического уравнения Больцмана по пространству скоростей. В общем случае они имеют вид [237]:

$$\partial n / \partial t = -\operatorname{div}(n \bar{v}) + \delta n / \delta t \quad (7.12)$$

и определяют изменения во времени концентрации частиц данного сорта. Для стационарных процессов ($\partial n / \partial t = 0$) и при низких давлениях рабочего газа, когда можно пренебречь объемной рекомбинацией и возникновение заряженных частиц обусловлено ионизацией при столкновениях электронов с атомами, столкновительный член (7.12) можно представить в виде $\delta n / \delta t = n_e \langle v_i \rangle$, где величина v_i усреднена по скоростям электронов, уравнение (7.12) для электронов и ионов приобретает вид:

$$\operatorname{div}(n_e \bar{v}_e) = n_e \langle v_i \rangle, \quad (7.13)$$

$$\operatorname{div}(n_i \bar{v}_i) = n_e \langle v_i \rangle. \quad (7.14)$$

Уравнение (7.13) для электронов униполярно и определяет закон сохранения тока электронов в слое пространственного заряда. В одномерном случае при наличии электрического поля (модель вакуумного диода) его можно представить в виде:

$$\partial j_e / \partial x = n_e \langle v_i \rangle = \alpha(E) \cdot j_e, \quad (7.15)$$

где $j_e = n_e v_D$ – плотность тока электронов в направлении x , совпадающем с направлением E , $\alpha(E) = \langle v_i \rangle / v_D = n_a K_i / v_D$ – коэффициент ионизации Таунсенда, v_D – дрейфовая скорость электронов в направлении E , обусловленная подвижностью электронов μ_e , $v_D = \mu_e E$, $K_i = \langle v \cdot \sigma(v) \rangle$ – скорость реакции ионизации.

Уравнение (7.15) определяет процессы возникновения и стационарные состояния газового разряда в вакуумном диоде, как при наличии поперечного магнитного поля H , рассмотренные в разделах 1, 2, так и без H . Суммируем полученные результаты и определим особенности газового разряда в магнитоизолированном диоде по сравнению с разрядом без магнитного поля.

Пробой и зажигание газового разряда в вакуумном и магнитоизолированном диодах

Возникновение газового разряда в планарном диоде рассчитывается из уравнения (7.15) при условии вакуумного распределения электрического поля $E(r)$, определяемого из уравнения Пуассона $\text{div} E = 0$. В этом случае функциональная зависимость коэффициента ионизации $\alpha(E)$ определяется уравнениями (7.10) и (7.11). Для планарного диода электрическое поле постоянно $E = U/d = \text{const}$, где U – напряжение, d – расстояние между электродами. Соответственно, нормированное электрическое поле E/E_0 , входящее в уравнения (7.10), (7.11), определяется соотношением:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{eU}{I} \cdot \frac{l_m}{d}, \quad (7.16)$$

где l_m – минимальная длина ионизации.

В случае *сильного электрического поля* $E/E_0 > 0,5$, как следует из представленных на рис. 7.5 зависимостей $\alpha(E)$, эффективная ионизация осуществляется всеми группами электронов и развиваются электронные лавины. Поэтому условие пробоя Таунсенда имеет вид [64]

$$\alpha \cdot d = \ln(1 + 1/\gamma), \quad eU/I > 0,5d/l_m, \quad (7.17)$$

а кривые зажигания в вакуумном диоде (закон Пашена) получаются подстановкой (7.16) в уравнение (7.10), а затем в (7.17). В нормированном виде закон Пашена определяется уравнением:

$$\frac{eU}{I} = \frac{d/l_m}{\ln((d/l_m)/\ln(1 + 1/\gamma))}, \quad (7.18)$$

где d/l_m – число ионизирующих соударений первичных γ -электронов на длине разрядного промежутка, определяемое давлением рабочего газа p .

Аналогичной подстановкой выражения (7.16) в уравнения (7.11) и (7.17) получаются кривые зажигания в магнитоизолированном диоде, которые удобно представить в параметрической форме:

$$\begin{aligned} eU/I &= E'^2 \cdot \exp(1/E'^2) \cdot \ln(1 + 1/\gamma_{eff}), \\ d/r_m &= E' \cdot \exp(1/E'^2) \cdot \ln(1 + 1/\gamma_{eff}), \end{aligned} \quad (7.19)$$

где d/r_m – число ионизирующих соударений первичных γ -электронов на длине разрядного промежутка, определяемое напряженностью магнитного поля H , γ_{eff} – эффективный коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии, $E' = E/E_0$.

Величина γ_{eff} зависит от многих параметров системы: давления рабочего газа, конфигурации силовых линий магнитного поля, геометрии и размеров электродов. Эти факторы можно интегрально характеризовать коэффициентом захвата $\gamma_{eff} = \chi \cdot \gamma$, где $\chi = \chi(p, H, d)$. Это объясняет возможность широкой дисперсии кривых зажигания в зависимости от конкретных разрядных условий. На рис. 7.6, 7.7 представлены графики функций (7.18), (7.19) при различной величине γ_{eff} .

Как следует из сравнения графиков, приведенных на рис 7.6, нижние ветви кривых пробоя при слабом электрическом поле $E/E_0 = x < 1$ в безразмерных переменных ведут себя подобным образом, а минимумы потенциала кривых зажигания совпадают. Верхние ветви кривых пробоя при сильных электрических полях $E/E_0 = x > 1$ существенно отличаются, так что для планарного магнетронного разряда существует двузначность напряжения пробоя при заданном d/l_m . Это подтверждается экспериментальными данными, приведенными в разделе 1.

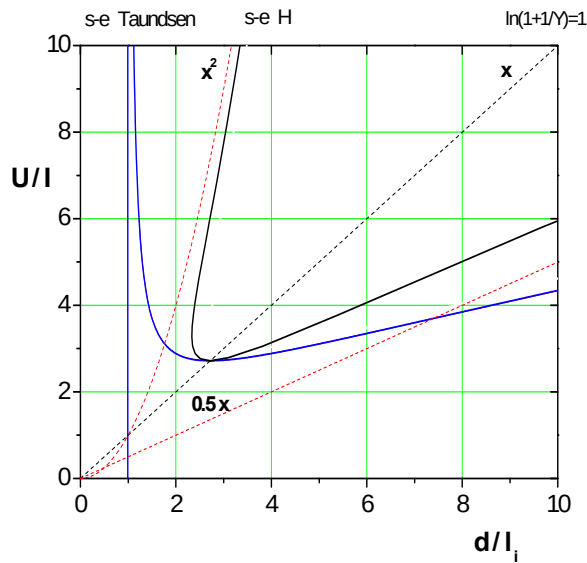


Рис. 7.6. Нормированные кривые пробоя s-электронами в вакуумном диоде согласно Таунсенду [64] и в магнитоизолированном диоде (уравнения (7.18), (7.19)).
 $\ln(1+1/\gamma)=1$, $x=d/l_i=E/E_0$.

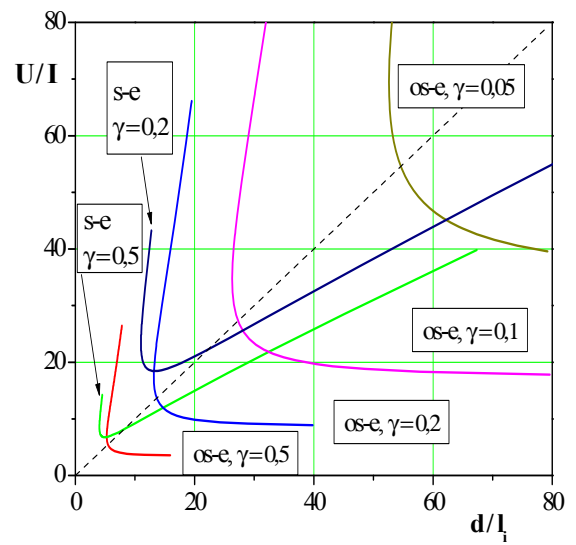


Рис. 7.7. Нормированные кривые пробоя и зажигания разряда (s-e)- и (os-e)-электронами (уравнения (7.19), (7.20)) в магнитоизолированном диоде при различных γ_{eff} .

В размерных переменных кривые зажигания разряда в вакуумном диоде без магнитного поля (7.18) представляют зависимости напряжения пробоя, измеренные в единицах потенциала ионизации рабочего газа I , от величины $d/l_m = A \cdot p \cdot d$ ($A = 1/p \cdot l_m = \text{const}$ – газовая постоянная в единицах $(\text{см} \cdot \text{Торр})^{-1}$), которая является параметром подобия. Таким образом, зависимость (7.18) представляет закон Пашена в безразмерном виде.

Аналогично, для магнитоизолированного диода отношение $d/r_m = A_H \cdot H \cdot d$, где $A_H = (v_c I m c^2 / v_i e^2)^{-1/2} = \text{const}$, является параметром подобия и определяется

произведением напряженности магнитного поля H и d . Величина A_H для аргона при $\nu_c/\nu_i \sim 10$ равна $2,5 \text{ (м} \cdot \text{Э)}^{-1}$.

Принципиальным отличием магнитоизолированного диода от вакуумного является возможность удерживать высокоэнергетичные электроны при условии замкнутого холловского тока и появления электромагнитной ловушки для группы электронов, осцилирующих вдоль силовых линий магнитного поля (ос-электронов). Это открывает возможность зажигания разряда при относительно слабом электрическом поле $E/E_0 < 1$ без развития электронных лавин только за счет ионизации первичными высокоэнергетичными γ -электронами, захваченными в электромагнитную ловушку. При этом условие пробоя Таунсенда модифицируется в соотношение $\alpha_{os}d = 1/\gamma_{eff}$ и приводит к появлению дополнительной ветви кривой зажигания разряда в области слабого электрического поля при однородном E :

$$\frac{d}{r_m} = \frac{U/I}{(\gamma_{eff}U/I - 1)^{1/2}}. \quad (7.20)$$

В вакуумном, неоднородном электрическом поле кривая зажигания разряда в магнитоизолированном диоде приближенно описывается уравнением (раздел 1):

$$\frac{U}{I} = \frac{d}{r_m} \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{r_m}{d\gamma_{eff}} \right). \quad (7.21)$$

Графики зависимостей U/I согласно (7.20), (7.21) при $\gamma_{eff} = 0,1; 0,2$ представлены на рис. 7.8.

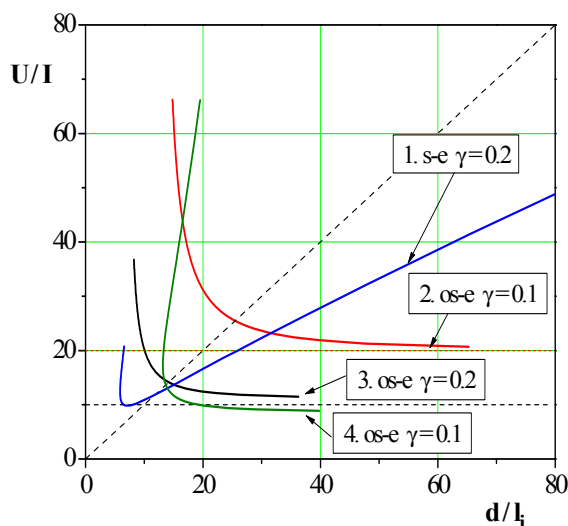


Рис. 7.8. Нормированные кривые пробоя и зажигания s- и ос-электронами в магнитоизолированном диоде с однородным (1), (4) и неоднородным (2), (3) электрическим полем при $\gamma_{eff} = 0,1; 0,2$ согласно уравнениям (7.20, 7.21).

Таким образом, как следует из уравнений (7.18), (7.19) для кривых зажигания и пробоя газового разряда в магнитоизолированном диоде, приведенных на рис. 7.6, 7.7, величина $\ln(1+1/\gamma_{eff})$ и величина $1/\gamma_{eff}$ определяют энергетический и пространственный масштаб, а также минимальные значения (пороги) U/I и d/r_m возникновения разрядов.

Также существует возможность одновременного протекания процессов ионизационного усиления тока разных групп электронов или преобладания того или иного механизма возникновения разряда в различных диапазонах внешних параметров. Это объясняет существование широкой дисперсии кривых зажигания в проведенных экспериментах, и которое наблюдалось в работах Пеннинга, Смирницкой, Тюрюканова и Фетисова [65, 70-73]. Поэтому определение механизма возникновения разряда возможно на основе анализа экспериментальных данных для кривых зажигания/пробоя в конкретном газоразрядном устройстве.

Стационарные режимы генерации ионов в планарном магнетронном разряде

Стационарные самосогласованные режимы планарного магнетронного разряда также определяются из уравнений баланса частиц (7.13), (7.14). Для этого электрическое поле находится из уравнения Пуассона с учетом пространственного заряда ионов и электронов $\text{div}\mathbf{E}=4\pi\rho$, где $\rho=e(n_i-n_e)$. В разделах 2-4 представлены модели ускорительного и плазменного режимов генерации ионов в ПМР и ВЧ индукционном разряде, основанные на уравнениях баланса частиц, упрощенные для каждой конкретной взаимосвязи электрического поля с параметрами плазмы. Представляет интерес определить границы применимости каждой модели и особенности перехода из одного стационарного режима в другой.

Ускорительный режим генерации ионов в ПМР

В модели ускорительного режима ПМР полагается, что электроны сильно замагничены ($\rho_e \ll d$) и их дрейфовая скорость определяется классической подвижностью, а ионы не замагничены ($\rho_i > d$). Поэтому $n_e > n_i$ и стационарные

состояния разряда в магнитоизолированном диоде находятся из уравнения (7.13), которое определяет пространственное распределение параметров прианодного слоя электронов $\phi(x)$, $E(x)$, $n_e(x)$, $j(x)$, а также ВАХ и зависимости $I(H)$, $I(p)$ разряда.

В разделе 2 экспериментально и теоретически показано, что условия на катодной границе слоя, в частности, величина начального тока электронов j_{egr} дает широкий спектр стационарных состояний прианодного слоя электронов.

В разделе 2 также продемонстрирована определяющая роль предслоя со слабым электрическим полем в начальной стадии разряда и режиме со свободной катодной границей. Однако эта модель однозначно не определяет условия перехода ПМР из ускорительного в плазменный режим.

Плазменный режим генерации ионов в ПМР

В модели плазменного режима ПМР полагается, что плотность электронов $n_e \sim n_i$, а уход электронов из плазмы определяется аномальной боровской диффузией и ограничен скоростью ионов на границе плазмы, соответствующей критерию Бома: $v_e \sim v_i = (T_e/M)^{1/2}$. Поэтому в модели используется биполярное уравнение баланса частиц (7.14). Для получения стационарных состояний плазмы в ПМР и интегральных характеристик разряда достаточно использовать пространственно усредненную модель, которая хорошо описывает ВЧ индукционный разряд (раздел 3). После пространственного усреднения уравнение баланса частиц принимает вид

$$h(T_e/M)^{1/2} = K_i \cdot n_a d_i,$$

где $h = n_{i2p}/n_{ecp}$ – параметр, учитывающий пространственную неоднородность плотности плазмы,

$d_i = V_i/S_{ep}$ – характерный размер ионизационной ловушки для электронов, который в ПМР определяется высотой арок СЛМП,

K_i – скорость реакции ионизации.

В предположении максвелловской ФРЭЭ, уравнение баланса частиц определяет равновесные значения электронной температуры T_e от давления рабочего газа p и d_i и фиксирует границы плазменного режима в ПМР.

На рис. 7.9 представлены графики функций $T_e(pd_i)$ при аппроксимации K_i уравнением Арениуса (1) и различных значениях параметра h . Величина $h=0,5$ (график 1) отвечает ВЧ индукционному разряду [146], а $h=3$ (график 1) соответствует магнетронному разряду, когда максимум плотности ионов находится вблизи катода.

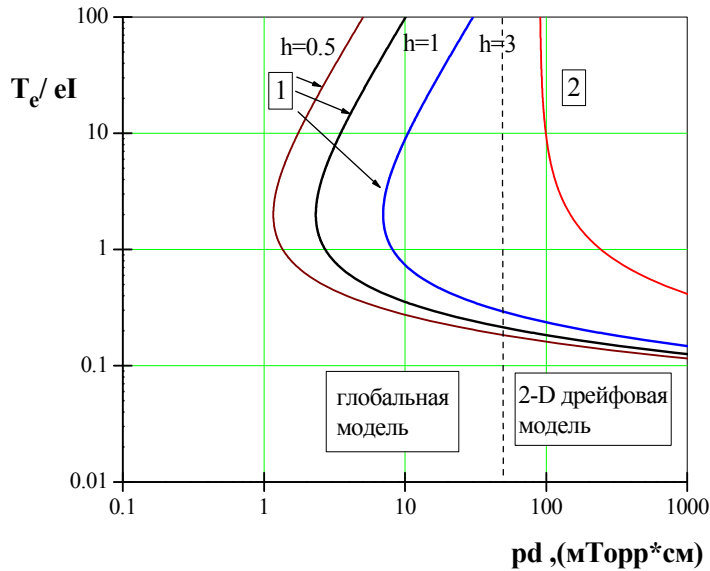


Рис. 7.9. Зависимости равновесных значений электронной температуры T_e от параметра подобия pd_i для ВЧИ разряда ($h=0,5$), ПМР разряда ($h=3$) при аппроксимации K_i уравнением Арениуса (1) и для плазменного диода без магнитного поля (2).

В случае отсутствия магнитного поля баланс частиц в плазменном диоде определяется униполярным уравнением (7.13), которое после пространственного усреднения и условия $v_e \sim v_D = l_m / \nu_i$ дает для температуры электронов следующее соотношение:

$$\frac{T_e}{eI} = \frac{1}{\ln(d_i/l_m)} = \frac{1}{\ln(A \cdot pd)}. \quad (7.22)$$

График зависимости T_e/eI (кривая 2) согласно (7.22) также представлен на рис. 7.9. Следует уточнить, что в области давлений $pd > 100$ мТорр·см, как показано в разделе 3, для детальных расчетов параметров плазмы необходимо использовать 2-D дрейфовую модель.

Если в пространственно усредненной модели ПМР учесть дополнительную ионизацию высокоэнергетичными γ -электронами, захваченными в электромагнитную ловушку, уравнение баланса частиц при $h=1$ принимает вид:

$$n_i (T_e / M)^{1/2} = n_a d_i \cdot K_0 (e^{-I/T_e} n_{pe} + n_\gamma),$$

где $d_i = V / S_i$, и его решение при различной величине параметра $\delta = n_\gamma / n_{pe}$ ($n_i = n_{pe} + n_\gamma$) дает дополнительные стационарные значения электронной температуры.

Параметр δ определяет степень раскомпенсации плазмы γ -электронами. Можно оценить величину δ из равенства плотностей токов γ -электронов $j_{e\gamma}$ захваченных в плазму, и суммарной плотности тока ионов на катод $j_{e\gamma} = \gamma_{eff} j_i$. Т.к. $j_{e\gamma} = e n_{e\gamma} v_e$, $j_i = e v_i n_i$, величина параметра $\delta = n_{e\gamma} / n_i = \gamma_{eff} (v_i / v_e)$.

При аномальной боровской диффузии электронов $v_i = v_e$ и величина $\delta = \gamma_{eff} < 1$, что соответствует слабозаряженной плазме.

При классической проводимости, $v_i \gg v_e$, ПМР переходит в ускорительный режим с прианодным слоем: $\delta > 0,5$, $v_e \ll v_i = n_a d_i K_0$.

На рис. 3.27 представлено семейство графиков, определяющих равновесные значения нормированной температуры t р-электронов как функция параметра $(n_a d_i)'$ при различной относительной плотности γ -электронов $\delta = n_\gamma / n_i$. На основании этих графиков можно представить диаграмму существования различных режимов ПМР в зависимости от температуры электронов T_e , давления рабочего газа p и геометрических размеров d , дополняющую диаграмму Шуурмана (рис. 2.1) [94]. Для обобщения на этой диаграмме (рис. 7.10) также представлены области существования ионно-пучковой плазмы (7), предслоя (6), со слабым электрическим полем и термолизованными электронами и прианодного слоя электронов (5). Диаграмма дополнена графиками качественного распределения потенциала для различных режимов (рис. 7.11) и относительного вклада плазменных электронов в генерацию ионов $j_{ip} / j_{i\Sigma}$ при различных pd и T_e из раздела 3.

Ниже приведены краткие характеристики каждого режима.

Режим 1. При $\delta = 0$, $(j_{ip} / j_{i\Sigma}) = 1$ ионизация рабочего газа осуществляется только р-электронами в квазинейтральной плазме (распределение потенциала соответствует графику $\delta = 0$ на рис. 7.11). При этом энергия γ -электронов

полностью идет на нагрев р-электронов в результате кулоновских соударений и развития пучково-плазменных неустойчивостей. Это возможно при относительно высокой плотности плазмы $n_i > 10^9 \text{ см}^{-3}$ и, соответственно, тока разряда. Этот режим аналогичен стационарным состояниям плазмы ВЧ-индукционного разряда (раздел 4).

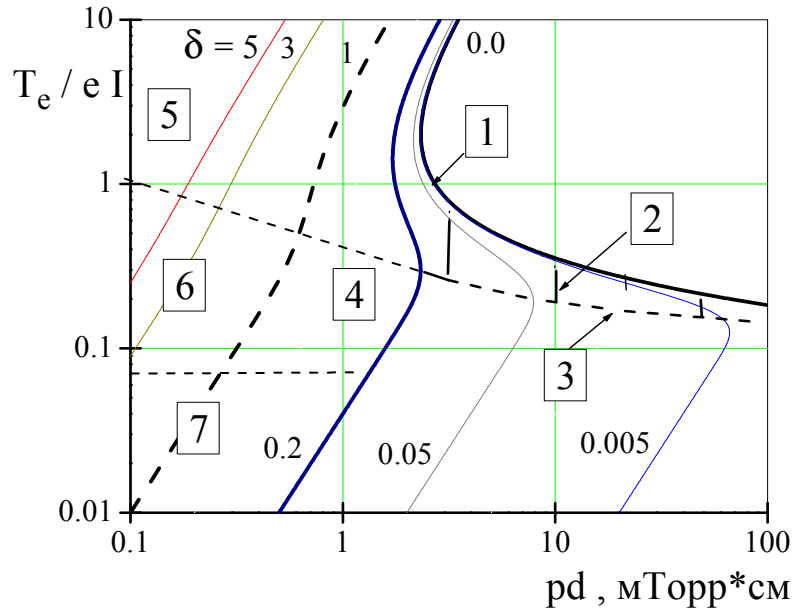


Рис. 7.10. Диаграмма существования стационарных и переходных режимов планарного магнетронного разряда (ПМР). 1 – ВЧ индукционный разряд, 2 – плазменный режим ПМР, 3 – кривая зажигания ПМР, 4 – переходной режим, 5 – ускорительный режим ПМР, 6 – область возникновения ПМР в ускорительном режиме, 7 – ионно-пучковая плазма.

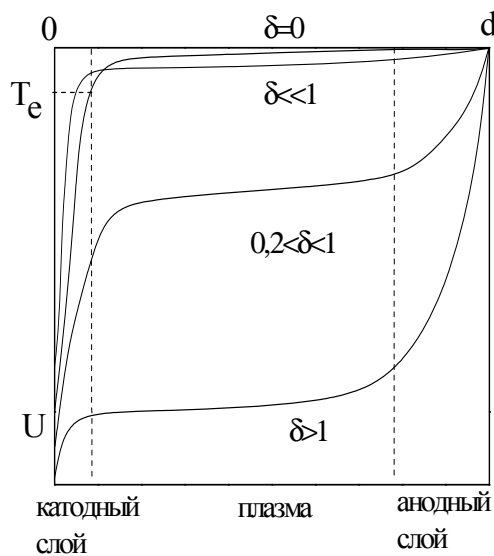


Рис. 7.11. Качественное распределение потенциала в зависимости от параметра δ согласно результатам работы [98].

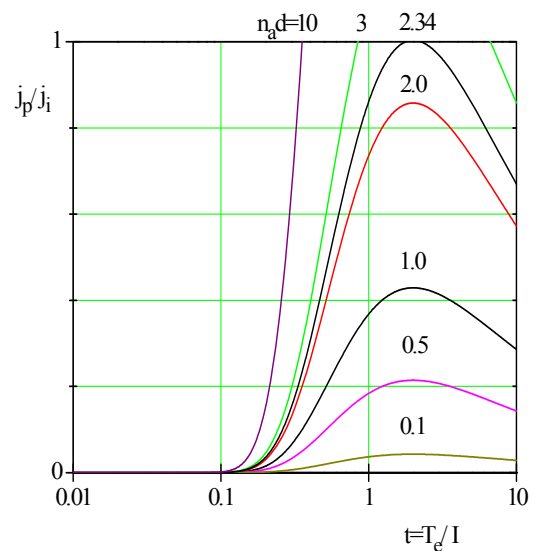


Рис. 7.12. Относительный вклад в ионизацию рабочего газа р-электронами $j_{ip}/j_{i\Sigma}$ от нормированной электронной температуры $t=T_e/I$ при различных значениях параметра подобия $(n_a d)'$

Режим 2. Значения $0 < \delta < 0,2$, $0,1 < (j_{ip}/j_{i\Sigma}) < 1$. Эти условия соответствуют плазме ионизационной ловушки ПМР (раздел 2), в которой ионизация γ -электронами совмещается с ионизацией р-электронами. Качественное распределение потенциала в режиме 2 соответствует графику $\delta \ll 1$ на рис. 7.11.

Режим 3. Значения $t < 0,2$, $(j_{ip}/j_{i\Sigma})=0$ (рис. 7.12) соответствуют случаю слабозаряженной плазмы при небольшой температуре р-электронов $T_e/I < 0,1$ и плотности плазмы $n_i < 10^8 \text{ см}^{-3}$. Соответственно, ионизация рабочего газа осуществляется только γ -электронами. Этот режим отвечает начальной стадии ПМР в плазменном ($\delta < 1$) и ускорительном ($\delta > 1$) режимах при малых токах (раздел 3).

В предельном случае эта область ограничена кривой зажигания разряда (3), которая слабо зависит от давления и является функцией U и H (раздел 1). Качественное распределение потенциала соответствует вакуумному.

Режим 4. Значения $0,2 < \delta < 1$, $(j_{ip}/j_{i\Sigma}) < 0,5$ реализуются при низких давлениях рабочего газа $(n_a d_i)' < 2$ и соответствуют режиму перехода магнетронного разряда в разряд с прианодным электронным слоем (распределение потенциала соответствует графику $0,2 < \delta < 1$ на рис. 7.11).

Режим 5. Значения $\delta > 1$, $(j_{ip}/j_{i\Sigma}) \ll 1$. Ускорительный режим ПМР с прианодным электронным слоем, который может существовать при очень низких давлениях $pd \ll 1$ (раздел 2). Качественное распределение потенциала в режиме 5 соответствует графику $\delta > 1$ на рис. 7.11. В этом режиме принципиально изменяется характер подвижности электронов в магнитном поле - классическая проводимость электронов заменяет аномальную Бомовскую диффузию.

Область 6 соответствует параметрам электронов в предслое перед анодным слоем (раздел 2).

Область 7 соответствует параметрам ионно-пучковой плазмы, которую можно рассматривать как несамостоятельный, низковольтный, пучково-плазменный разряд (раздел 6).

Таким образом, уравнение баланса частиц в дрейфовом приближении позволяет определить:

- пробой и зажигание ПМР во всем диапазоне рабочих параметров - pd, H, U ;
- параметры и характеристики ПМР в ускорительном режиме;
- равновесные значения электронной температуры и границы существования ПМР в плазменном режиме в зависимости от параметра подобия pd ;
- относительный вклад в генерацию ионов групп электронов, различающихся ФРЭЭ.

Однако для расчета ватт-амперных характеристик ВЧИ разряда и вольт-амперных характеристик ПМР в плазменном режиме необходимо использовать уравнение баланса энергии.

7.3 Характеристики ИПС, определяемые законом сохранения энергии заряженных частиц

Уравнения баланса энергии являются уравнениями моментов второго порядка функции распределения, которая в общем случае имеет вид [237]:

$$\partial(n\langle K \rangle)/\partial t = -\text{div} \vec{Q} + \vec{j} \cdot \vec{E} + \delta(n\langle K \rangle)/\partial t, \quad (7.23)$$

где $\langle K \rangle = \langle m v^2 / 2 \rangle$ - кинетическая энергия частиц каждого сорта,

$\vec{Q}$ - вектор потока энергии,

$P = \vec{j} \cdot \vec{E}$ - удельная мощность нагрева частиц, связанная с током в плазме или ВЧ нагревом,

$\delta(n\langle K \rangle)/\partial t$ - изменение энергии при столкновениях.

Для стационарных процессов ($\partial n/\partial t=0$) в двухкомпонентной плазме с концентрацией ионов n_i и электронов n_e уравнение (7.23) приобретает вид:

$$P = e\mathcal{E}_i(T_e)n_a K_i(T_e) \int_V n_e dV + e\mathcal{E}_k(T_e)v_B \oint_S n_i dS, \quad (7.24)$$

где V и S - объем и поверхность области плазмы, e - заряд электрона, K_i - скорость реакции ионизации атомов электронами, $\mathcal{E}_n$ - средние потери энергии электронов в

неупругих соударениях, ε_k – кинетическая энергия, выносимая на стенки ГРК ион-электронной парой [187].

Усреднение по объему и поверхности плазмы плотностей ионов и электронов позволяет привести уравнение (7.21) к простому виду:

$$P = j \cdot S \cdot \eta(T_e), \quad (7.25)$$

$$j = e \cdot n_{из} \cdot v_B, \quad (7.26)$$

где $d = V/S$ – геометрический параметр, $n_{из}$ – усредненная по S плотность ионов, P — мощность, $\eta = \varepsilon_c + \varepsilon_k$ – суммарная энергетическая цена иона, $v_B = (2T_e/M_i)^{1/2}$ – скорость ионов на границе плазма-слой, соответствующая критерию Бома.

В случае преимущественной генерации ионов в плазме газового разряда, когда T_e является однозначной функцией параметра подобия pd (рис. 7.9), уравнение (7.22) определяет линейную ватт-амперную характеристику разряда $I = j \cdot S \sim P/\eta$, ($\eta = \text{const}$).

При ВЧ нагреве электронов плазмы вся поглощаемая разрядом мощность электромагнитной волны P_{abs} расходуется на неупругие потери ε_c (ионизацию, возбуждение и т.д.) и ускорение заряженных частиц ε_k , которые приведены на рис. 7.2, 7.3. При этом потенциал плазмы относительно стенок ГРК (график 1 на рис. 7.4) является самосогласованной величиной и определяется равенством потоков ионов и электронов на стенки и, в конечном счете, температурой электронов $e\phi_p = T_e \ln(M/m)^{1/2}$. В этом случае ВАХ разряда отсутствует и баланс энергии определяет ватт-амперную характеристику $I = I(P_{abs})$.

В случае самостоятельных разрядов постоянного тока в плазменном режиме суммарная вкладываемая мощность P определяется суммарным током во внешней цепи I_Σ и напряжением на электродах U : $P = U \cdot I_\Sigma$. $I_\Sigma = I_i + \gamma_{eff} I_i$, из которой только небольшая часть, определяемая потоком вторичных γ -электронов, идет на генерацию плазмы: $P_{abs} = \gamma_{eff} P = \gamma_{eff} U \cdot I_i$. Однако именно эта часть в соответствии с уравнением (7.22) определяет напряжение на разряде $U = \eta(T_e)/\gamma_{eff}$. Поэтому ВАХ самостоятельного разряда постоянного тока в плазменном режиме имеет стабилитронный характер.

В целом, разнообразие ВАХ разрядов с комбинированным и ЕН полями обусловлено:

- существованием в плазме групп электронов с различной ФРЭЭ и, соответственно, $\eta(\epsilon_{\text{ср}})$ (рис. 7.2);
- переходом разряда в ускорительный режим при низком давлении рабочего газа;
- комбинацией разрядов с независимыми источниками электропитания.

На рис. 7.13 представлены обобщенные ВАХ в логарифмическом масштабе относительных единиц тока I/I_0 и напряжения eU/I для плазменных систем, рассмотренных в разделах 2-6.

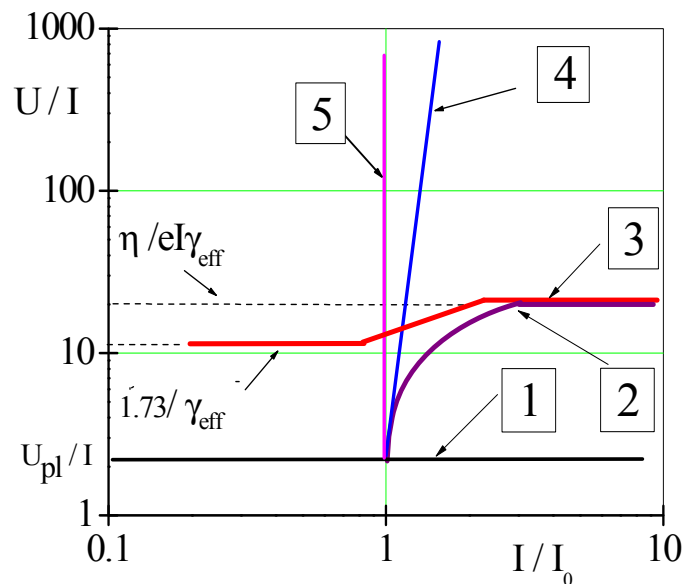


Рис. 7.13. Обобщенные вольт-амперные характеристики ионно-плазменных систем с комбинированными ЕН-полями. 1 – ВЧ индукционный разряд, 2 – комбинированный индукционно-магнетронный разряд в плазменном режиме, 3 – плазменный режим ПМР, 4 – комбинированный индукционно-магнетронный разряд в ускорительном режиме, 5 – комбинированный индукционно-емкостной разряд.

График 1 отвечает зависимости потенциала плазмы от тока разряда для ВЧ индукционного разряда с максвелловской ФРЭЭ (р-электронов). Потенциал плазмы $U_{pl}(T_e) \sim 2I = \text{const}$ не зависит от разрядного тока, а ток разряда определяется ватт-амперной характеристикой $I = P / \eta(T_e)$ (раздел 4).

График 2 отвечает ВАХ комбинированного индукционно-магнетронного разряда в плазменном режиме («current mode») с дополнительной ионизацией и нагревом плазменных электронов высокоэнергетичными γ -электронами

(os-электронами) (раздел 5). Для этой ВАХ $I_0 = \text{const}$ является током ионов на мишень магнетрона из ВЧИ разряда.

График 3 соответствует ВАХ планарного магнетронного разряда в плазменном режиме. В начальной стадии разряда напряжение на электродах U определяется энергетической ценой иона при ионизации os-электронами: $eU = \eta_{os} / \gamma_{\text{eff}} = 1,73 eI / \gamma_{\text{eff}}$, а при больших разрядных токах - энергетической ценой при ионизации p-электронами: $eU = \eta_p / \gamma_{\text{eff}}$ (рис. 7.2). На переходном участке ВАХ $I \sim U^n$ ($n=2-8$) [24] и отвечает зависимости $\eta_s(T_e)$, которая определяется механизмом пучково-плазменного нагрева p-электронов (раздел 3).

График 4 соответствует комбинированному индукционно-магнетронному разряду в ускорительном режиме («voltage mode») при низких давлениях рабочего газа, когда самостоятельный магнетронный разряд не зажигается, однако вторичные γ -электроны захватываются в электромагнитную ловушку и дают дополнительный вклад в ионизацию рабочего газа (раздел 5).

График 5 соответствует комбинированному индукционно-емкостному разряду. В этом случае вторичные γ -электроны являются пролетными и не дают вклад в ионизацию ($I / I_0 = \text{const}$, где I_0 – ток ионов на электрод, обусловленный только ВЧИ разрядом) (раздел 5).

Уравнение баланса энергии также определяет энерговклад ионов на электроды в асимметричном индукционно-емкостном разряде (раздел 5) и потенциал ионно-пучковой плазмы $eU_p(T_e) \sim I = \text{const}$, представляющей несамостоятельный пучково-плазменный разряд (раздел 6).

Таким образом, уравнение баланса энергий заряженных частиц в плазменных системах с комбинированными ЕН полями позволяет определить:

- ватт-амперную характеристику ВЧ индукционного разряда, соответствующую генерации потока ионов с **низкой энергией** ($\varepsilon_i \sim eI \sim (10-30) \text{ эВ}$);
- ВАХ планарного магнетронного разряда в плазменном режиме, соответствующую генерации потока ионов со **средней энергией** ($\varepsilon_i \sim eI / \gamma_{\text{eff}} \sim (300-700) \text{ эВ}$);

- ВАХ комбинированных разрядов, определяющих генерацию потока ионов с **высокой энергией** ($\varepsilon_i \sim eU \sim (1-7) \text{ кэВ}$), где U – дополнительное ускоряющее напряжение на электрод;
- потенциал ионно-пучковой плазмы.

7.4 Пространственный масштаб, граничные условия, роль вторично-эмиссионных процессов с поверхности электродов и геометрии ГРК

Для ИПС с комбинированными ЕН-полями, предназначенных для ионно-плазменных технологий, поверхность газоразрядной камеры (ГРК) и электродов играет ключевую роль, а именно:

1. При ионно-плазменных технологиях обрабатываемая поверхность является объектом для формирования потока ионов с заданными геометрическими размерами, формой, энергией, величиной и однородностью, плотностью тока ионов.
2. Поверхность задает граничные условия для уравнений баланса частиц и энергий, которые определяют стационарные режимы генерации ионов.
3. В ИПС на основе самостоятельных газовых разрядов постоянного тока вторичная ион-электронная эмиссия с поверхности (γ -электроны) дает начало развитию электронных лавин в прикатодном или прианодном слоях пространственного заряда и является источником энергии для создания плазмы.
4. Обрабатываемая поверхность является источником распыленных атомов и летучих продуктов химических реакций, которые при больших потоках энергии определяют массовый состав рабочего газа в ИПС.

Приведем обобщенные данные о роли поверхностных эффектов в ИПС с различной комбинацией ЕН-полей.

Пространственный масштаб и граничные условия

В разрядах без магнитного поля (тлеющий разряд, ВЧ индукционный и ВЧ емкостной разряды) форма электродов и расстояние между анодом и

катодом или геометрия ГРК определяют пространственный масштаб и границы плазмы, а приповерхностные слои пространственного заряда – механизм удержания заряженных частиц в объеме. Расстояние между электродами d в планарной геометрии, радиус электродов r в цилиндрической геометрии, характерный размер $d_i = V_i/S$, определяемый отношением объема области ионизации V_i к площади поверхности S , ограничивающей плазму, в пространственно усредненных моделях, а также концентрация атомов рабочего газа определяют параметры подобия разрядов $n_a d$, $n_a r$, $n_a d_i$, кривые зажигания/пробоя и стационарные состояния плазмы.

В газоразрядных системах с магнитным полем величина напряженности магнитного поля H и форма силовых линий магнитного поля (СЛМП) определяют размеры и конфигурацию прианодного слоя электронов d_s и границы удержания плазмы d_i . Именно магнитное поле позволяет локализовать плазму в заданной области рабочей камеры и управлять потоками ионов. Формируя свободную границу плазмы, «не привязанную» к поверхности электродов, магнитное поле позволяет создать широкий спектр ионно-плазменного оборудования для обработки поверхности – плазменных ускорителей, магнетронных распылительных систем и источников ионов.

Полученные в настоящей работе данные о влиянии граничных условий на режимы ионно-плазменных систем с комбинированными ЕН-полями можно представить схемой, приведенной на рис. 7.14.

Роль вторичной ион-электронной эмиссии

В газоразрядных системах без магнитного поля, когда основное падение напряжения сосредоточено в прикатодном слое, все вторичные электроны попадают в слой и принимают участие в развитии электронных лавин. В этом случае коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии γ , величина которого зависит только от материала катода и сорта ионов, определяет пробой и стационарные состояния разряда.



Рис. 7.14. Схема стационарных состояний ИПС с ЕН-полями в зависимости от граничных условий и соотношения толщины приэлектродных слоев d_s , характерного размера ионизационной ловушки d_i и характерного размера D газоразрядной камеры.

В газоразрядных системах с магнитным полем, когда СЛМП замкнуты на катод или дополнительные электроды-отражатели электронов, часть γ -электронов может возвращаться на катод вдоль СЛМП, а часть захватываться в область слоя или плазмы с большим потенциалом, набирая значительную энергию. Этот процесс характеризуется коэффициентом γ_{eff} , который определяется не только материалом катода, а является функцией внешних параметров системы p , H , U и параметров прианодного слоя или плазмы. Величина $\gamma_{eff} = \chi \cdot \gamma$ и коэффициент захвата γ -электронов χ интегрально характеризует каждую конкретную систему. В этом случае величина γ_{eff} является параметром, который задается стационарными состояниями прианодного слоя электронов или замагниченной плазмы. Как показывают экспериментальные данные, «лишние» γ -электроны уходят из анодного

предслож или плазмы на катод в результате формирования неравновесной ФРЭЭ или развития колебаний.

Дополним эту качественную картину характеристикой роли вторичной ион-электронной эмиссии для каждого режима ИПС с магнитным полем, представленных на схеме рис. 7.14.

- Для кривых пробоя и зажигания газового разряда (режимы 1, 2 рис. 7.14) величины $\ln(1+1/\gamma_{eff})$ и $1/\gamma_{eff}$ определяют абсолютное значение нормированных напряжения пробоя U/I и пространственного масштаба d/l_m или d/r_m . В зависимости от геометрии разрядного устройства и силовых линий магнитного поля величина γ может изменяться в широких пределах $0 < \gamma_{eff} < \gamma$, что определяет широкий спектр кривых зажигания/пробоя, представленных на рис. 7.6-7.8.
- Для стационарных ускорительных режимов ПМР с фиксированной катодной границей (режим 3 рис. 7.14) величина γ_{eff} определяется граничным током электронов j_{cp} , которую задает решение уравнение баланса частиц с фиксированными параметрами p , H , U . Этот случай аналогичен закону «3/2 Чайльда-Ленгмюра», когда ток через вакуумный диод ограничен пространственным зарядом.
- Для стационарных режимов ПМР со свободной катодной границей (режим 4 рис. 7.14) величина γ_{eff} определяется граничным током электронов j_{cp} , который определяет предслож и ионно-пучковая плазма. В этом случае максимум плотности электронного и ионного токов при фиксированных параметрах p , H , U определяет стационарные режимы анодного слоя электронов.
- В плазменном режиме ПМР со свободной и фиксированной границами (режимы 5,6 рис. 7.14) величина γ_{eff} определяет разрядное напряжение $eU = \eta/\gamma_{eff}$.

Эту схему можно дополнить следующими данными.

- Для комбинированного индукционно-магнетронного разряда вторичные электроны дают существенный или преимущественный вклад в ионизацию рабочего газа при относительно большой мощности источника постоянного тока (графики 2, 5 на рис. 7.13).

- Вторичная ион-электронная эмиссия с поверхности мишени является основой механизма зарядовой автокомпенсации интенсивных ионных пучков (раздел 6).
- Для ВЧ индукционного и комбинированного индукционно-емкостного разрядов при низких давлениях рабочего газа роль γ -электронов незначительна (график 6 на рис. 7.13).

Геометрическая форма ГРК

Как показали проведенные исследования, одномерные (1-D) модели ИПС с ЕН-полями позволяют получить аналитические решения уравнений баланса частиц и энергий и проанализировать физические механизмы формирования кривых зажигания и основных характеристик разряда. В ряде случаев они дают не только качественное, но и хорошее количественное соответствие.

В этих моделях также можно учесть двухмерные (2-D) эффекты – уход заряженных частиц вдоль силовых линий магнитного поля и краевые эффекты вблизи границ электродов, - в виде малого параметра и проанализировать ее влияние на характеристики разряда. В работе [240] проведены такие расчеты пробоя плазменного диода в коротких газоразрядных трубках, в работе [5] - при моделировании выходного канала плазменного ускорителя холловского типа и в работе [24] - планарного магнетронного разряда. В планарном ВЧ индукционном разряде при повышении давления рабочего газа свыше 80 мТорр также проявляются сильные двумерные эффекты в виде радиальной неоднородности плотности и температуры электронов плазмы, что ограничивает применение пространственно усредненной модели (раздел 4). Несомненно, 2-D модели дают более точные количественные результаты при расчете параметров конкретных конструкций ИПС. Однако этот подход требует численного решения системы уравнений баланса частиц и энергии, что затрудняет физическую интерпретацию результатов. В этом случае аналитические решения одномерных уравнений баланса частиц и энергии позволяют проводить калибровку результатов двумерного моделирования и облегчают понимание физических причин двумерных эффектов.

Изменения массового состава рабочего газа

Факт влияния продуктов взаимодействия ионов и ХАЧ с поверхностью на массовый состав рабочего газа и параметры плазмы при относительно большой вкладываемой мощности подтверждается многочисленными экспериментальными данными и, в некоторых случаях, находит практическое применение.

Т.к. атомы большинства металлов и летучие продукты поверхностных химических реакций имеют низкий потенциал ионизации, даже их небольшое процентное содержание в рабочем газе может значительно изменять потенциал плазмы, температуру электронов и напряжение разряда. Это явление лежит в основе методов контроля процессов травления по изменению параметров плазмы, представленных в Приложении А.

При взаимодействии потока ионов с поверхностью металлов с высоким коэффициентом физического распыления MPC могут перейти в режим «самораспыления» материала без участия инертного газа [135]. В этом режиме существенно повышается скорость нанесения покрытий и качество получаемых пленок.

7.5 Границы применимости дрейфовых моделей ИПС с комбинированными ЕН-полями

Дрейфовое приближение основано на определении средних для ансамбля частиц направленной и хаотической скорости и законах сохранения усредненных параметров: концентрации, импульса, энергии. Для усреднения необходимо знать вид функции распределения частиц по скоростям из решения кинетического уравнения Больцмана с учетом столкновительного члена. В общем случае это требует численных расчетов.

Аппроксимация ФРЭЭ для различных групп электронов в различных условиях позволяет построить феноменологические дрейфовые модели разрядов в разных диапазонах внешних параметров и рассчитать их интегральные характеристики, что продемонстрировано в настоящей работе.

Вместе с тем, ряд важных процессов, которые необходимо учитывать для построения самосогласованных моделей, нельзя описать в рамках дрейфового приближения и приходится их постулировать, ссылаясь на экспериментальные данные и численные решения кинетического уравнения. Для представленных моделей ИПС с ЕН-полями к таким процессам, прежде всего, относятся:

- механизм нагрева плазменных электронов – стохастический, пучково-плазменный,
- механизм релаксации энергии высокоэнергетичных электронов в плазме,
- вид ФРЭЭ в сильном электрическом поле при определяющей роли неупругих столкновений,
- расчет многокомпонентной «двух- и трехтемпературной» немаксвелловской ФРЭЭ в слабом электрическом поле,
- аномальная диффузия электронов в замагниченной плазме и слоях пространственного заряда,
- влияние неустойчивостей и колебаний в плазме и слоях пространственного заряда на интегральные характеристики разряда,
- двумерные и трехмерные эффекты, требующие численных расчетов.

На сегодняшний день эти процессы являются предметом теоретических и экспериментальных исследований, а также численно аналитического моделирования, результаты которых позволяют усовершенствовать представленные дрейфовые модели.

Выводы

Проведенный анализ дрейфовых моделей ИПС с ЕН полями позволяет сделать следующие выводы и обобщения.

1. Потенциал ионизации I и минимальная длина ионизации l_m – минимальная длина, на которой электрон набирает энергию I , - являются общими для ИПС энергетическими и пространственными *нормирующими параметрами*.
2. Суммарная, нормированная энергетическая цена иона η/I и величина d/l_m являются энергетическими и пространственными *параметрами подобия*.

Для газоразрядных систем без магнитного поля $d/l_m \sim pd$, а при наличии магнитного поля $d/l_m \sim Hd$.

3. Уравнение баланса плотности заряженных частиц в дрейфовом приближении позволяет определить:
 - кривые пробоя разрядного промежутка в сильном электрическом поле, когда развиваются электронные лавины, и кривые зажигания разряда в слабом электрическом поле, когда ионизация осуществляется только первичными высокоэнергетичными электронами, при вакуумном распределении потенциала;
 - равновесные состояния и вольт-амперные характеристики ПМР в ускорительном режиме, когда электрическое поле является самосогласованным и определяется пространственным зарядом электронов;
 - равновесные состояния температуры электронов в плазменном режиме ПМР, границу перехода из плазменного в ускорительный режим при снижении давления $(pd)_{min}$ и границу применимости пространственно-усредненной модели при повышении p ;
 - границы существования различных режимов ИПС с ЕН-полями в зависимости от параметров T_e и pd .
4. Уравнение баланса энергий заряженных частиц в дрейфовом приближении в плазменных системах с комбинированными ЕН полями позволяет определить:
 - ватт-амперную характеристику ВЧ индукционного разряда, определяющую генерацию потока ионов с **низкой энергией** ($\varepsilon_i \sim eI \sim (10-30)$ эВ);
 - ВАХ планарного магнетронного разряда в плазменном режиме, определяющую генерацию потока ионов со **средней энергией** ($\varepsilon_i \sim eI/\gamma_{eff} \sim (300-700)$ эВ);
 - ВАХ комбинированных разрядов, определяющих генерацию потока ионов с **высокой энергией** ($\varepsilon_i \sim eU \sim (1-7)$ кэВ), где U – дополнительное ускоряющее напряжение на электрод;
 - потенциал ионно-пучковой плазмы.

5. Граничные условия и вторичные эмиссионные процессы на поверхности ГРК играют существенную, а в ряде случаев определяющую, роль в формировании стационарных режимов ИПС ЕН-полями.

В целом, дрейфовые одномерные модели ИПС позволяют получить аналитические решения уравнений баланса частиц и энергий и проанализировать физические механизмы формирования кривых зажигания и основных характеристик разряда. В ряде случаев они дают не только качественное, но и хорошее количественное соответствие.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с поставленной целью и задачами исследований в настоящей работе на основе фундаментальных законов сохранения энергии, импульса и частиц определены обобщенные характеристики плазменных систем с комбинированными ЕН полями и установлен диапазон параметров для максимально эффективного формирования интенсивных ионных потоков с различной энергией. На базе результатов экспериментальных исследований были разработаны феноменологические модели ионно-плазменных систем с различными комбинациями ЕН полей и в дрейфовом приближении аналитически получены следующие фундаментальные результаты:

- рассчитаны кривые пробоя и зажигания газового разряда в постоянных ЕН полях с различными механизмами ионизационного усиления тока электронов для ускорительного и плазменного режимов;
- определены параметры подобия, общие для систем без магнитного поля и с магнитным полем в потенциальном и вихревом электрических полях;
- установлены закономерности в интегральных характеристиках планарного магнетронного разряда для ускорительного и плазменного режимов генерации ионных потоков: ВАХ, зависимостях токов заряженных частиц от напряженности магнитного поля и давления рабочего газа с учетом геометрических факторов;
- определены причины существования порога погасания по давлению газоразрядной плазмы в системах с объемной ионизацией на базе магнетронного и ВЧ индукционного разрядов и факторы, влияющие на пространственную однородность и энергию потока ионов;
- рассчитаны оптимальные параметры комбинированных ВЧ индукционно-емкостного и индукционно-магнетронного разрядов для энергетически эффективной ионизации рабочего газа, независимого управления плотностью тока и энергией ионов;

- найдены общие закономерности процессов формирования ионно-пучковой плазмы для источников ионов на базе плазменных систем с различными комбинациями ЕН полей.

Таким образом, основным результатом проведенных теоретических исследований является создание целостной, логически не противоречивой, физической картины процессов, протекающих в ионно-плазменных систем с комбинированными ЕН полями в области низких давлений рабочего газа, наиболее оптимальной для генерации и транспортировки ионных пучков. Общим для всех ионно-плазменных систем фактором для создания стационарной плазмы при низких давлениях рабочего газа является формирование электростатической либо электромагнитной ловушки для электронов с помощью комбинации ЕН полей, сформированных как за счет внешних систем, так и в результате существования пристеночных слоев пространственного заряда.

Также для всех систем с постоянным электрическим полем принципиальную роль играет вторичная ион-электронная эмиссия с поверхности электродов и инжекция первичных, высокоэнергетичных γ -электронов в газоразрядный объем. Именно γ -электроны, захваченные в ловушку, созданную ЕН полями, ионизируют газ в начальной стадии разряда и являются источником энергии для создания плотной плазмы и достижения больших значений токов заряженных частиц.

Проведенные фундаментальные исследования продемонстрировали, что использование комбинированных электрических и магнитных полей в ионно-плазменных системах позволяет в широких пределах управлять потоками ионов, химически активных частиц и распыленных атомов. Применяя различные комбинации потенциального электрического поля (постоянного, высокочастотного, импульсного) и вихревых электромагнитных полей, а также постоянного магнитного поля для локализации плазмы, можно целенаправленно формировать потоки частиц с заданными свойствами: плотностью тока, энергии, химическим составом и геометрическими

размерами. Можно выделить следующие основные факторы воздействия ЕН полей на процессы формирования ионных потоков.

1. Скрещенные постоянные электрическое поле и магнитное поле с напряженностью, обеспечивающей сильную замагниченность электронов, позволяют:
 - создавать газовый разряд при низких давлениях рабочего газа,
 - локализовать газоразрядную плазму в заданной области рабочей камеры,
 - формировать слои пространственного заряда электронов, обеспечивающих интенсивную генерацию и ускорение ионов,
 - управлять потоками ионов в пространстве транспортировки.
2. Вихревые электрические и магнитные поля (электромагнитная волна) обеспечивают создание низкотемпературной плазмы с высокой плотностью и низкой энергией ионов при низких давлениях рабочего газа, на два порядка меньших по сравнению с разрядами с потенциальным электрическим полем.
3. Комбинированное ВЧ потенциальное и вихревое электрические поля (комбинированный ВЧИЕ разряд) позволяют независимо управлять плотностью тока, энергией и зарядовой нейтрализацией интенсивных низкоэнергетичных ионных потоков.
4. Комбинирование ВЧ вихревого электрического поля (ВЧ индукционный разряд) и скрещенных постоянных ЕН полей (планарный магнетронный разряд) позволяют независимо формировать и управлять потоками распыленных атомов, химически активных частиц и ионов, воздействующих на обрабатываемую поверхность.

Определение этих закономерностей позволило решить ряд прикладных задач – разработать оригинальные плазменные системы для генерации ионных потоков с заданными параметрами: геометрическими размерами, энергией и плотностью тока ионов для технологий реактивного ионно-плазменного травления и реактивного ионно-плазменного синтеза покрытий. Полученные результаты доказывают, что планарный магнетронный и ВЧ индукционный разряды по целому ряду параметров – энергетической эффективности,

диапазону рабочего давления, простоте реализации устройств с различными геометрическими размерами, - и возможностью комбинирования с дополнительными электрическими и магнитными полями, являются оптимальными для разработки ионно-плазменного технологического оборудования.

На базе комбинированного индукционно-емкостного разряда с асимметричными электродами разработаны источники взаимокompенсирующих потоков низкоэнергетичных ионов и электронов для технологий РИЛТ и РИПТ [241-245].

Комбинированный индукционно-магнетронный разряд продемонстрировал высокую эффективность при реализации технологий реактивного ионно-плазменного синтеза сложнокомпозиционных покрытий [252-258].

Примеры конкретной практической реализации фундаментальных результатов представленной диссертационной работы приведены в Приложении А.

Приложение А

Практическая реализация результатов диссертационной работы

Представленные в диссертационной работе фундаментальные исследования плазменных систем с комбинированными ЕН полями проводились параллельно с выполнением прикладных НИР и НИОКР по разработке ионно-плазменного оборудования и технологий для обработки поверхности. В ряде случаев достижение положительного практического результата было получено эмпирическим путем и опережало понимание физических основ и фундаментальных механизмов происходящих процессов. Вместе с тем, дальнейшие экспериментальные исследования физических процессов и разработка феноменологических моделей ионно-плазменных систем с комбинированными ЕН полями позволили создать оригинальные источники ионов, плазмохимические реакторы и системы нанесения функциональных покрытий, защищенных Патентами Украины [241-244]. В настоящем Приложении приведены примеры конкретной реализации результатов проведенных исследований в процессе выполнения прикладных НИР и НИОКР для различных государственных организаций, которые подтверждают их практическую ценность.

А.1 Ионно-плазменное оборудование с автономными источниками ионов низкой и средней энергии

Установка для реактивного ионно-лучевого травления субмикронных элементов быстродействующей электроники «Каштан-5».

Как пример реализации технологических возможностей ВЧИ источника низкоэнергетичных ионов на базе комбинированного ВЧ индукционно-емкостного разряда приведем характеристики установки "Каштан-5", разработанной и изготовленной в 1988-1990 гг. в НПО Вакууммашприбор, г. Москва, совместно с ХГУ по заказу НИИ "Сатурн", г. Киев, в рамках



Рис. А1. Установка РИЛТ «Каштан-5».

проведения хоздоговорных НИР и НИОКР. Установка предназначена для серийного производства СВЧ электронных приборов с субмикронными размерами элементов на подложках из соединений типа A_3B_5 [245]. Фотография установки представлена на рис. А1.

Установка имеет технологическую вакуумную камеру с четырьмя окнами диаметром 400 мм, четыре подложкодержателя диаметром 250 мм, каждый из которых охлаждается водой, вращается вокруг своей оси и может независимо устанавливаться под углом $(0 \div 60)^\circ$ к оси пучка для получения профиля "перевернутая трапеция". Подложкодержатели изолированы от земли, что позволяет контролировать процесс окончания травления по изменению тока в цепи подложкодержатель – земля. Технологическая камера откачивается высоковакуумным турбомолекулярным насосом ТМН-3500 (диаметр 400 мм), изготовленным в химически стойком исполнении, и двумя механическими насосами НВР-16Д до остаточного давления 10^{-6} Торр. В установке предусмотрен ручной и автоматический режимы управления. Установка "Каштан-5" оснащена двумя источниками ионов - "Радикал М-300", разработанными в НПО «Вакууммашприбор» [246, 247], и односеточным ИИ на базе ВЧИЕ разряда с диаметром пучка 250 мм, разработанного в ХНУ [241-243].

Принципиальная схема индукционного ИИ и его основные характеристики детально представлены в разделе 4 и подразделе 5.2 «Интегральные характеристики ВЧИЕ разряда», а особенностями конструкции этого источника ионов (рис. А2) являлось то, что ВЧ напряжение частотой 13.56 МГц от генератора типа УВ-1 через

согласующее устройство подавалось как на внутренний экранированный индуктор, так и на цилиндрический корпус ГРК, который одновременно являлся ВЧ электродом. Заземленным электродом системы была многощелевая сетка диаметром 250 мм, прозрачностью 60% и с размерами элементарных ячеек 0.8×20 мм, изготовленная электро-эрозионным способом из листовой нержавеющей стали толщиной 1.5 мм с последующим вакуумно-термическим отжигом. Основные параметры источника следующие:

- геометрические размеры ГРК: длина 80 мм, диаметр 250 мм.
- диапазон изменения давления в ГРК $p = 10^{-4} \div 10^{-2}$ Торр,
- амплитуда напряжения на ВЧ электроде $\varphi = 0 \div 500$ В,
- подводимая ВЧ мощность $P = 0.2 \div 1$ кВт.

Испытания и технологическая апробация установки "Каштан-5" проводились в НИИ "Сатурн". Исследовалась возможность глубинного

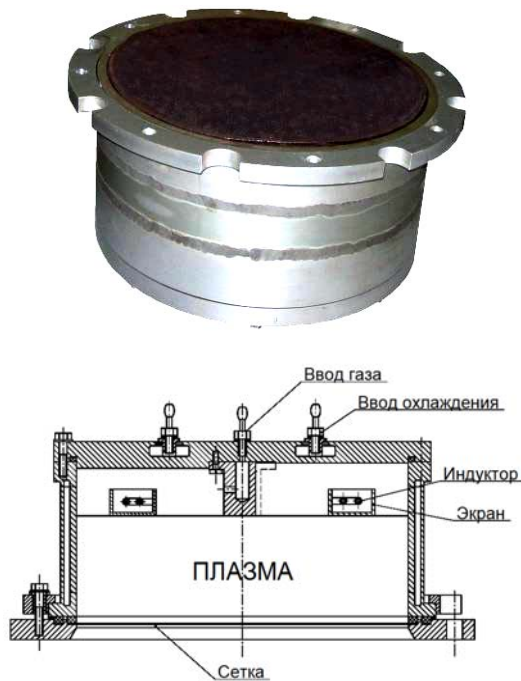


Рис. А2. Фотография и принципиальная схема односеточного ВЧ индукционно-емкостного источника низкоэнергетичных ионов.

анизотропного травления GaAs и слоев AlGaAs с целью выяснения возможности получения "границ лазерного зеркала" - вертикальной и гладкой поверхности боковой стенки, которая используется для изготовления оптоэлектронных интегральных схем.

Отрабатывался процесс бездефектного травления функциональных слоев GaAs в щелях субмикронных размеров ($0,3$ мкм) для последующего формирования на подтравленной поверхности контакта Шотки [248].

Исследовалась селективность процессов РИЛТ гетероэпитаксиальных структур со слоями AlGaAs и GaAs.

Технологические испытания ВЧИЕ источника низкоэнергетичных ионов

показали, что по совокупности таких показателей, как анизотропия, скорость и селективность травления, стойкость резиста при обработке, он может быть эффективно использован для целого ряда операций в технологии изготовления поупроводниковых приборов на основе A_3B_5 . Источник показал себя надежным и удобным в эксплуатации, легко перестраивается по режимам и стабилен в работе. Источник одинаково хорошо работает на фтор- и хлорсодержащих газах, кислороде, аргоне, азоте, водороде и их смесях. С помощью источника были разработаны лабораторные технологии глубинного и бездефектного РИЛТ, а так же РИЛТ гетероэпитаксиальных слоев.

В то же время, в некоторых технологических операциях выявлено, что поверхность полупроводникового материала требует дополнительной очистки после РИЛТ источником. Это указывает, что дальнейшее усовершенствование источника необходимо вести в направлении снижения остаточного давления в камере и поиска новых химически стойких конструкционных материалов.

Установка для нанесения сложнокомпозиционных покрытий и финишной полировки поверхности «Контур-06».

Для выполнения Государственной программы развития промышленности на 2003-2011 гг. в части выполнения задач по развитию наиболее конкурентноспособных направлений микроэлектроники в Украине по заказу Министерства промышленной политики Украины на КФТ ХНУ в 2007-2010 гг. была проведена научно-исследовательская опытно-конструкторская работа (НИОКР) «Розробка універсального джерела іонів для малоенергоємного іонно-радикального травління матеріалів мікроелектроніки на базі комбінованого індукційно-ємнісного ВЧ розряду», № ДР 0107U010814.

В результате выполнения работы был разработан и изготовлен экспериментальный образец установки «Контур-06» (рис. А3) с комплектом источников ионов, который включает:

- источник низкоэнергетичных ионов (100-300 эВ) на базе комбинированного ВЧИЕ разряда (рис. А2) [241, 242],

-источники ионов средних энергий (1,5-2 кэВ) «Радикал» и «Радикал-М» [246],
 - источник ионов с высокой энергией (2÷5) кэВ, диаметром пучка 150 мм и с двухсеточной ИОС на базе ВЧ индукционного разряда (рис. А4) [264].

Рабочая камера установки с различными посадочными фланцами позволяла оперативно заменять источник ионов в зависимости от поставленной задачи.



Рис. А3. Установка РИЛТ «Контур-06».



Рис. А4. ВЧ индукционный источник ионов с энергией 2 -5 кэВ с диаметром пучка 150 мм и двухсеточной ИОС

На установке «Контур-06» для НПО «Монокристаллхимреактив» были разработаны следующие ионно-лучевые технологии.

1. Синтез пленок флюорисцентных материалов типа ZnWO_4 путем физического перераспыления монокристаллических мишеней [249, 250].
2. Ионно-плазменная полировка поверхности монокристаллов сапфира с размером шероховатостей менее 0,1 мкм для элементов оптики мощных импульсных ИК лазеров.

По заказу НИИ Ортопедии и травматологии им. Ситенко была разработаны технологии реактивного ионно-лучевого синтеза оксидных покрытий типа Al_2O_3 , ZnO_2 и Ta_2O_5 с высокими механическими, коррозионно стойкими и электретными параметрами и нанесения биоактивных сложнокомпозиционных покрытий типа гидроксилapatит на медицинские

имплантаты путем физического перераспыления порошковых мишеней [251, 252].

А.2 Реактор РИПТ на базе ВЧ индукционно-емкостного разряда

По заказу Минпромполитики в 2003-2006 гг. на кафедре физических технологий ХНУ была проведена НИОКР «Дослідження та створення комплексу реакторних модулів для проведення основних технологічних процесів вакуумно-плазмового травління при виробництві сучасних виробів мікроелектроніки та інтегральних схем», № ДР 0102U005322.

В результате выполнения работы была разработана и изготовлена установка с плазмохимическим реактором для технологии РИПС на базе ВЧ индукционно-емкостного разряда [253]. Принципиальная схема и фотография реактора приведена на рис. А5, а его детальные характеристики приведены в разделе 4.

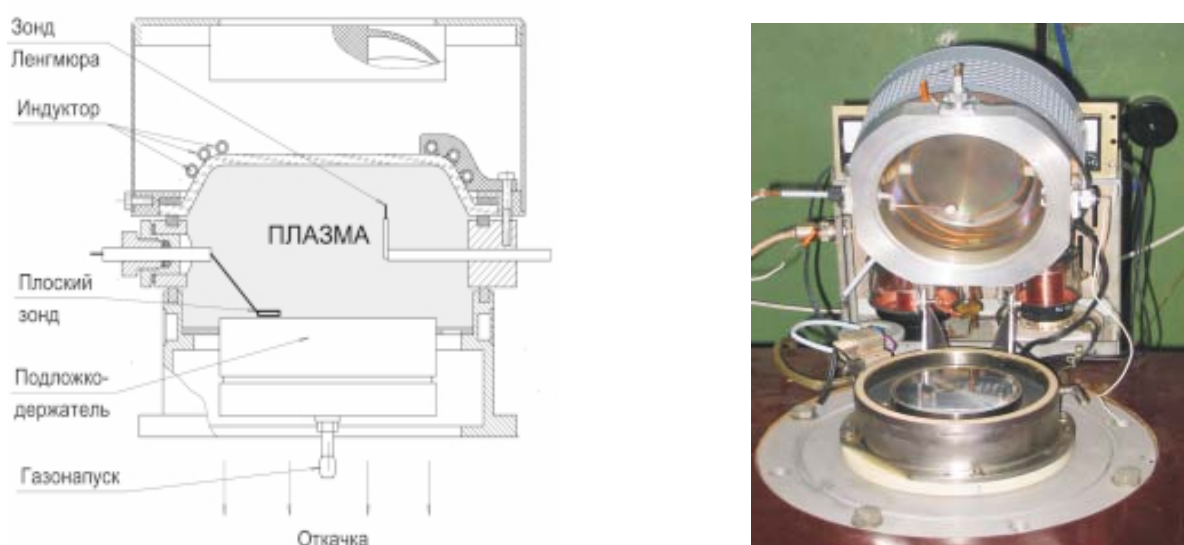
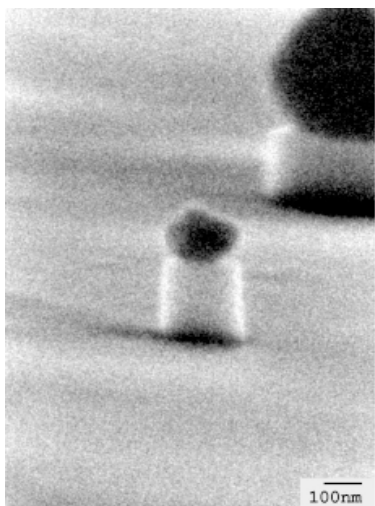
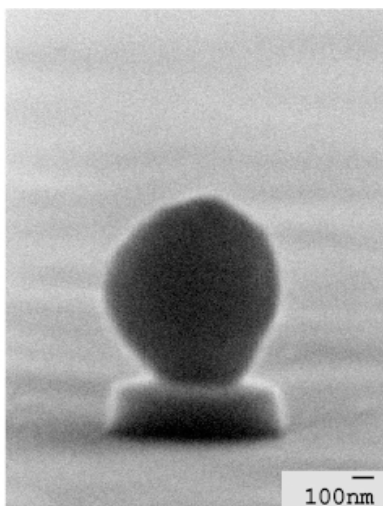


Рис. А5. Принципиальная схема и фотография плазмохимического реактора.

На установке были отработаны технологии анизотропного травления наноразмерных элементов с масками из Bi/In и плазменного травления гетерогенных структур на основе GaN для изготовления оптоэлектронных устройств. Результаты травления представлены на рис. А6, А7.



а)



б)

Рис. А6. Электронные фотографии наноструктур, формирующихся на подложках из кремния и SiO_2 в результате РИПТ в реакторе на базе ВЧ индукционно-емкостного разряда

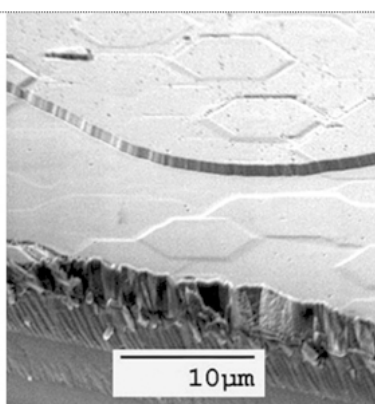
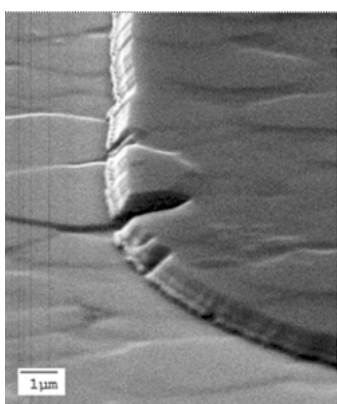


Рис. А7. Результаты травления GaN в различных режимах.
а) ВЧ мощность – 150 Вт, автосмещение образца – 240 В;
б) ВЧ мощность – 200 Вт, автосмещение образца – 300 В.

Таким образом, была доказана возможность получения элементов в кремнии и оксиде кремния с размерами менее 100 нм, что соответствует современному мировому уровню, и были получены скорость травления многослойных структур на базе GaN до 100 нм/мин и селективность относительно SiO_2 на уровне 6:1, что демонстрирует возможность использовать разработанный реактор для производства белых светодиодов.

А.3 Магнетронная распылительная система низкого давления с дополнительной активацией рабочего газа

В 2002-2007 гг. в рамках международной программы Cost-532 «Трибология и триботехнология» на КФТ ХНУ была выполнена НИОКР «Разработка и создание оборудования и технологий для синтеза покрытий на

основе оксида алюминия» совместно с Институтом технологии эксплуатации (г. Радом, Польша).

Результатом работы была модернизация установки Balzers 510a для синтеза многослойных покрытий на основе $\text{TiN-Al}_2\text{O}_3$ для коррозионной защиты изделий машиностроения и станкоинструментальной промышленности [254]. На рис. А8 представлена схема рабочей камеры установки Balzers 510a после модернизации и фотография процесса нанесения покрытий.

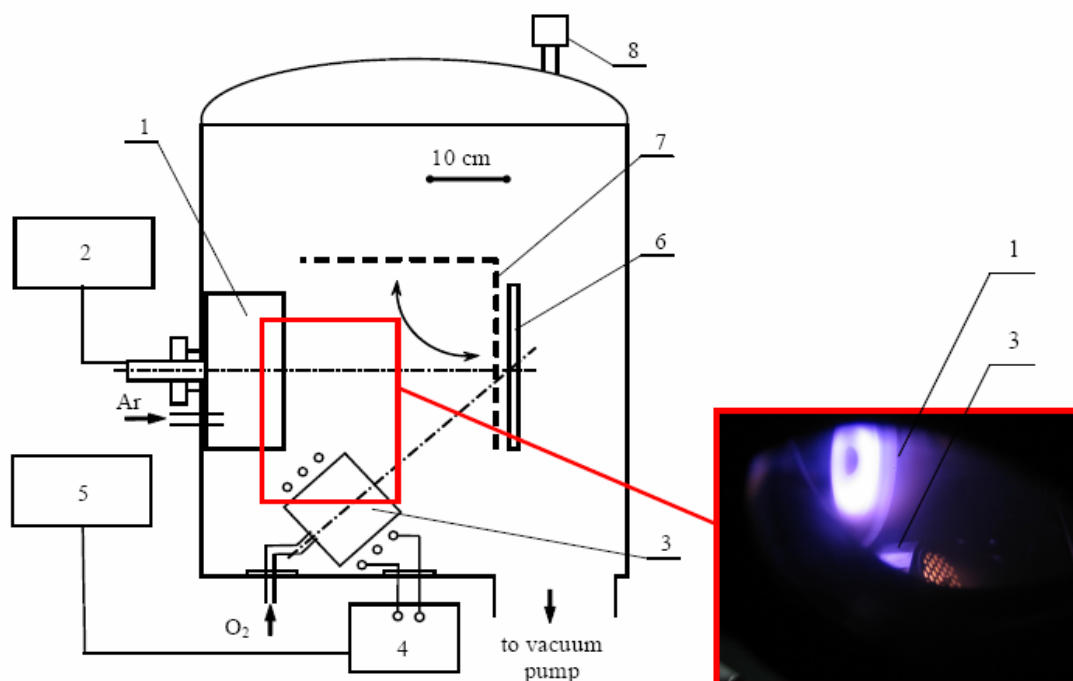


Рис. А8. Принципиальная схема рабочей камеры установки Balzers 510a после модернизации и фотография технологического процесса. Основные элементы системы:

1 – магнетрон низкого давления, 2 – источник питания постоянного тока мощностью 10 кВт, 3 – ВЧИ источник плазмы и ХАЧ, 4 – устройство согласования, 5 – ВЧ генератор мощностью 1 кВт, 6 – столик для образцов, 7 – заслонка, 8 – вакуумметр.

В процессе выполнения работ был разработан и изготовлен магнетрон низкого давления с диаметром мишени 170 мм (рис. А9) и внутрикамерный источник плазмы и химически активных частиц на базе ВЧ индукционного разряда (рис. А10).



Рис. А9. Фотография магнетрона низкого давления. Основные характеристики магнетрона:

диаметр мишени	170 мм,
рабочее давление	0,5– 5 мТорр
напряженность магнитного поля	0,3-1 кЭ,
максимальная мощность	10 кВт.



Рис. А10. Фотография внутрикамерного источника плазмы и химически активных частиц на базе ВЧ индукционного разряда. Основные параметры источника: диаметр – 100 мм, рабочее давление – 1-5 мТорр, мощность в разряде – до 1 кВт, плотность ионного тока на образец – 0,5 – 3 мА/см².

В процессе отработки технологии была определена область синтеза стехиометрических покрытий Al_2O_3 с высокой скоростью нанесения до 15 мкм/ч. На рис. А11 представлена экспериментально измеренная двухмерная диаграмма стехиометрии пленки Al_2O_3 , синтезированной при дополнительной активации кислорода ВЧ индукционным источником плазмы, а в Таблице 1 – технологические режимы. Также были измерены механические характеристики полученных пленок, которые представлены в Таблице 2. На рис. А12 представлены анодные поляризационные кривые, построенные потенциодинамическим методом, для образца из стали SW7М без покрытия и с покрытиями TiN , Al_2O_3 и двухслойным покрытием $\text{TiN-Al}_2\text{O}_3$, характеризующие коррозионную стойкость пленок.

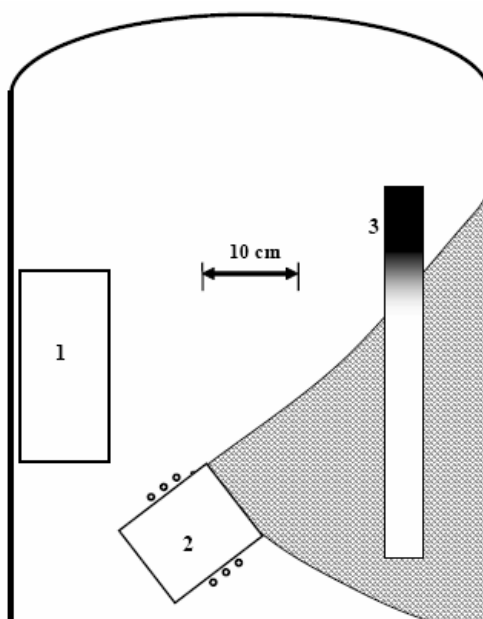


Рис. А11. Экспериментальная двухмерная диаграмма стехиометрии пленки Al_2O_3 , синтезированной с дополнительной активацией кислорода ВЧ индукционным источником плазмы. Область синтеза стехиометрической пленки Al_2O_3 заштрихована. 1 – магнетрон, 2 – ВЧ индукционный источник плазмы, 3 – столик для образцов.

Таблица 1

Параметры процесса нанесения покрытия Al_2O_3 на образцы из стали SW7M

Образец, №	Давление Ar [$\times 10^{-3}$ мбар]	Поток O_2 [$\text{см}^3/\text{с}$]	ВЧ мощность [Вт]	Напряжение магнетрона [В]	Ток магнетрона [А]	Потенциал образца [В]	Время процесса [мин]
1	3.12	28	500	700	6.5	0	45
2	2.85	26.7	500	775	6	0	45
3	2.84	23.5	500	780	6	-1000	45
4	2.84	23.5	500	780	6	-1000	45
5	2.8	23.5	500	780	6	-500	45
6	2.8	23.5	500	780	6	-500	45

Таблица 2

Параметры покрытий на образцы из стали SW7M

Образец, №	Подслой	Толщина [мкм]	Шероховатость Ra/Rz [мкм]	Твердость Н [ГПа]	Модуль Юнга Е [ГПа]
1	Al	4.3	0.017/0.199	7.8	197
2	TiN	3.5	0.120/1.477	8.1	209
3	—	2.9	0.037/0.240	7.2	184
4	TiN	2.8	0.130/1.403	8.6	216
5	Al	2.4	0.013/0.143	7.3	180
6	TiN/Al	2.5	0.153/1.653	8.6	213

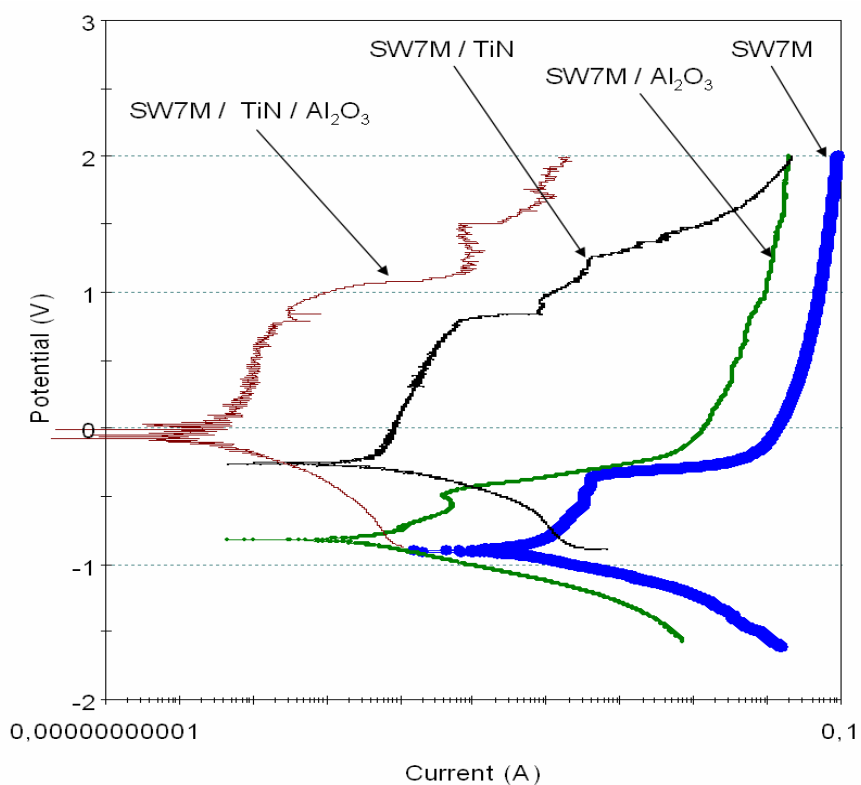


Рис. А12. Анодные поляризационные кривые, построенные потенциодинамическим методом, для образца из стали SW7M без покрытия и с покрытиями TiN, Al₂O₃ и двухслойным покрытием TiN-Al₂O₃.

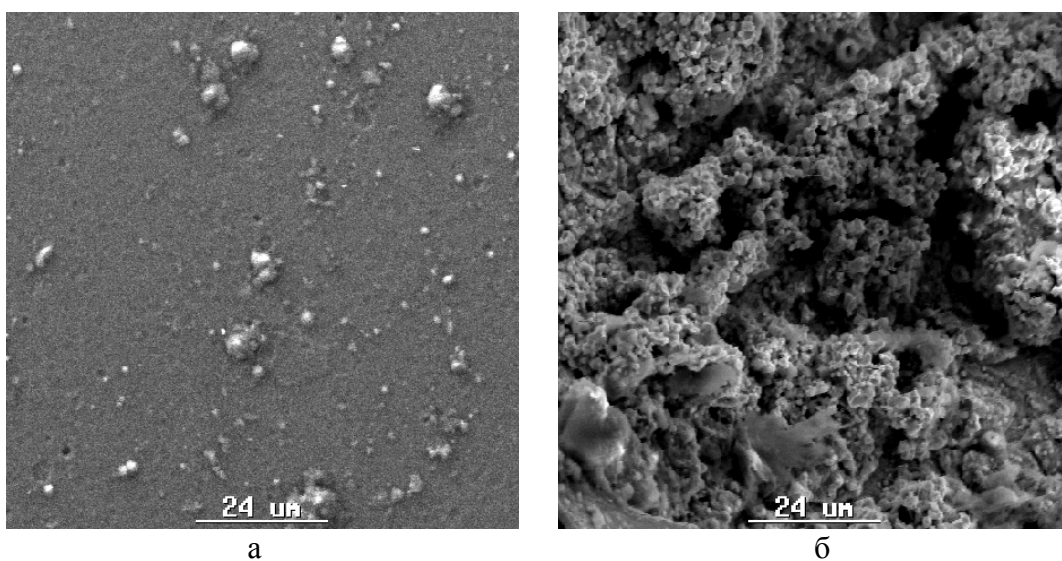


Рис. А13 Фотографии поверхности образцов из стали SW7M с покрытием из TiN/Al₂O₃ (а) и TiN (б) после электрохимических исследований в растворе NaCl. Фотографии получены на металлографическом микроскопе Nikon.

А.4 Многофункциональная кластерная система для реактивного ионно-плазменного синтеза сложнокомпозиционных покрытий

В 2005-2015 гг. в рамках выполнения госбюджетных прикладных НИР на КФТ ХНУ была разработана и изготовлена многофункциональная кластерная установка реактивного ионно-плазменного синтеза сложнокомпозиционных, упрочняющих и коррозионно-стойких покрытий [255-258]. Установка включает два магнетрона низкого давления с диаметром мишени 170 мм, источник ионов с энергией (2÷5) кэВ типа «Радикал-М» с диаметром пучка 100 мм, который монтируется на фланцах рабочей камеры, и ВЧ индукционный источник химически активных частиц и плазмы с энергией ионов (30÷50) эВ и плотностью тока до 5 мА/см^2 (рис. А14).

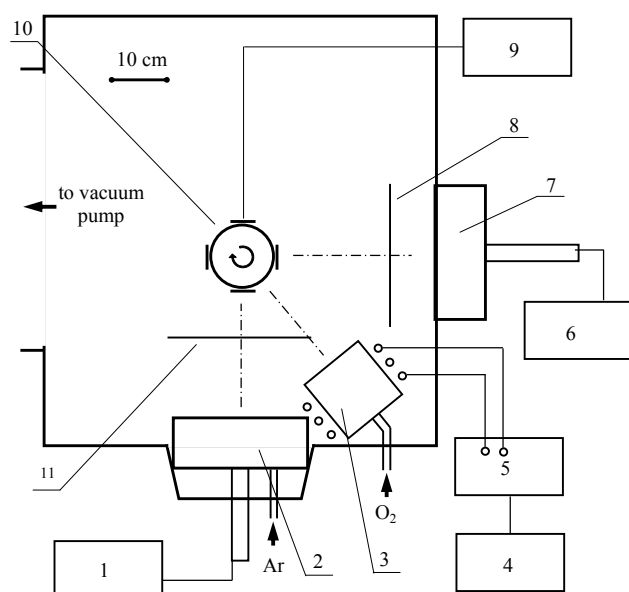


Рис. А14. Принципиальная схема расположения основных плазменных модулей в многофункциональной кластерной установке РИПС.

1, 6 – блоки питания магнетронов,
2, 7 – магнетроны,
3 – ВЧ индукционный источник ХАЧ и плазмы,
4 – ВЧ генератор,
5 – согласующее устройство,
8, 11 – заслонки магнетрона,
9 – блок импульсной поляризации образцов,
10 – столик для образцов с системой вращения.

На рис. А15, А16 представлены фотографии внешнего вида и рабочей камеры установки с магнетроном и источником плазмы.

На установке были отработаны технологии синтеза однослойных и многослойных покрытий оксидов и оксинитридов группы переходных металлов типа TiN, TiAlN, TiO, Al₂O₃, Ta₂O₅, TiN/Al₂O₃, TiN/TiO и др. [255-257].



Рис. А15. Фотография внешнего вида многофункциональной кластерной установки РИПС



Рис. А16. Фотографии магнетрона и ВЧ индукционного источника плазмы в рабочей камере установки.

В рамках договора о сотрудничестве для НИИ Ортопедии и травматологии им. Ситенко на установке были разработаны технологии реактивного ионно-плазменного синтеза оксидных покрытий типа Al_2O_3 , ZnO_2 и Ta_2O_5 с высокими механическими, коррозионно стойкими и электретыными параметрами на медицинские имплантаты различного назначения. Фотографии экспериментальных образцов изделий с покрытиями представлены на рис. А17, А18 [250, 251].



Рис. А17. Металлические ортопедические имплантаты с керамическими покрытиями типа Al_2O_3 .

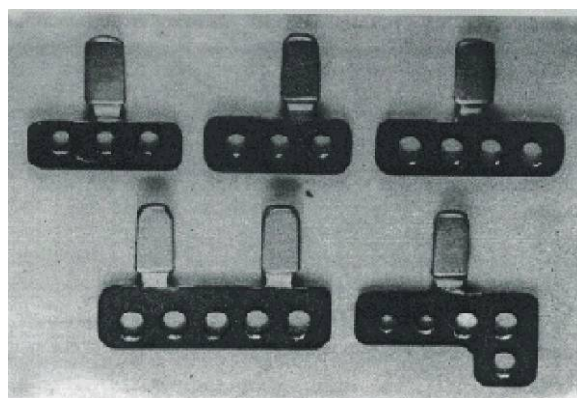


Рис. А18. Специализированные дентальные имплантаты с керамическими покрытиями типа Al_2O_3 .

А.5 Нейтрализация пучков ионов и контроль ионно-плазменных технологических процессов

При выполнении ряда технологических операций ионно-лучевой обработки в производстве изделий микроэлектроники необходимо проводить травление тонких (толщиной от нескольких микрон до нескольких сот ангстрем) диэлектрических слоев таким образом, чтобы не были повреждены нижележащие функциональные или защитные слои [20, 23, 33]. Низкая селективность, плохая повторяемость характеристик образцов и условий обработки не позволяют с достаточной точностью определять момент завершения травления по времени. Вследствие этого требуется создание методов оперативного контроля, обеспечивающих возможность фиксировать момент травливания функционального слоя [229, 230].

Также, поверхность диэлектрических пленок при обработке ионным пучком может заряжаться до высоких потенциалов в зависимости от соотношения площадей мишени и пучка. Вместе с потенциалом мишени растет и потенциал ионно-пучковой плазмы, который приводит к микропробоям пленки и, как результат, к необратимому разрушению создаваемой микроструктуры. Это вызывает необходимость производить нейтрализацию поверхностного заряда в процессе обработки при помощи внешнего источника электронов [32, 33].

Традиционно в качестве нейтрализатора используется термокатод (ТК), включенный с отрицательным смещением относительно заземленных электродов системы, что позволяет получать достаточно большие электронные токи [230, 246]. Однако, при таком подключении ТК значительная часть электронов беспрепятственно уходит на стенки камеры, практически не взаимодействуя с плазмой, параметры которой в этом случае близки к параметрам плазмы без термокатада (раздел 6).

Как показали эксперименты (см. раздел 6.2, 6.4), в этих условиях остается почти нерешенной основная задача — обеспечение компенсации

положительного заряда ионов на диэлектрической поверхности, поскольку практически невозможно поддерживать уровень эмиссии с ТК, соответствующий нулевому потенциалу поверхности. Кроме того, на поверхности мишени, на участках, близких к термокатоду, проявляется сильная неоднородность травления. Это вызывает необходимость использовать ТК больших размеров, который располагается вблизи обрабатываемого образца, что увеличивает уровень загрязнения [259-262].

Таким образом, возникла задача оптимизации процесса ионно-лучевой обработки диэлектрических покрытий путем снижения потенциала поверхности диэлектрика, с возможностью контроля и управления его величиной [263, 264].

В результате исследований ионно-пучковой плазмы (раздел 6) был предложен «Способ обработки диэлектрических мишеней в вакууме», защищенный Патентами Украины и России [265]. Суть способа заключается в следующем.

При включении ТК сток электронов с термокатода на стенки камеры и перекомпенсация поверхности мишени могут происходить только в том случае, если на эмитирующей нити ТК имеются участки с отрицательным относительно стенок камеры потенциалом. Включение термокатода с положительным смещением обеспечивает отсутствие стока электронов на стенки камеры. При этом ток электронов с термокатода в точности равен току ионов пучка на диэлектрическую поверхность, поскольку она в этих условиях является единственно возможным местом стока. Поскольку эмитирующая способность ТК значительно превышает скорость образования нейтрализующих электронов по другим каналам, глубина потенциальной ямы пучка понижается до значения, обеспечивающего уровень эмиссии, равный току на диэлектрик (току пучка). Эта же величина определяет и потенциал диэлектрической поверхности, который можно сделать достаточно малым и совершенно независимым от флуктуаций параметров ионно-пучковой плазмы. При таком способе нейтрализации снимаются все требования к размерам и

способу размещения ТК, поскольку сток электронов на поверхность диэлектрической мишени происходит не непосредственно с термокатода, а после изотропизации электронов в ионно-пучковой плазме [264].

Задача контроля момента окончания процесса травления диэлектрика при таком способе нейтрализации оказывается автоматически решенной, поскольку при исчезновении диэлектрика исчезает сток электронов, и ток эмиссии с ТК стремится к нулю, т.е. полезный сигнал для устройства контроля близок к 100%. Предложенный способ контроля является простым и технологичным по сравнению с принятыми в плазменной технологии микроэлектроники масс-спектроскопическим и спектрально-эмиссионным методами контроля окончания процесса травления диэлектрических пленок. Значительное изменение величины тока термокатода в момент травливания диэлектрического слоя позволяет использовать простые схемные решения для обработки контрольного сигнала, которым является ток эмиссии электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Габович М.Д. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей / Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. - М: Энергоатомиздат, 1986. – 364 с.
2. Ионные инжекторы и плазменные ускорители / Под ред. А.И. Морозова, Н.Н. Семашко. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
3. Быстрицкий В.М. Мощные ионные пучки / В.М. Быстрицкий, А.Н. Диденко. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
4. Морозов А.И. Высокоэнергетичные квазистационарные плазменные ускорители с собственным магнитным полем (КСПУ) / Радиационная плазмодинамика – под ред. Ю.С. Протасова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – Т. 1. – С. 157-191.
5. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Т.1 / Морозов А.И. - М: Атомиздат, 1978. – 326 с.
6. Морозов А.И. Плазменные ускорители / Морозов А.И. // В кн. «Плазменные ускорители» под ред. Арцимовича Л.А. – М.: Машиностроение, 1973. – С. 5-15.
7. Zhurin V.V. Physics of closed drift thrusters / Zhurin V.V., Kaufman H.R., Robinson R.S. // Plasma Sources Sci. – 1999. - Т. 8. - R1–R20.
8. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов / С.Д. Гришин, Л.А. Лесков. – М.: Машиностроение, 1989. – 216 с.
9. Brown J.G. The Physics and Technology of Ion Sources / Brown J.G. (ed.).- Hardcover ISBN: 978-0-471-86708-2, 1989. – 444 p.
10. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов / Габович М.Д. - М.: Атомиздат, 1972. - 304 с.
11. Zhurin V.V. Industrial Ion Sources / Zhurin V.V. - Weinheim, Germany: Wiley – VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012. – 307 p.
12. Kaufman H.R. Technology of ion beam sources in sputtering / Kaufman H.R. // J. Vac. Sci. Technol. - 1979. - V.15, N2. - p. 272 - 276.

13. Nastasi M. Ion implantation and synthesis of materials / M. Nastasi, J.W. Mayer. - Springer, Berlin, 2007.
14. Schmidt B. Ion Beams in Materials Processing and Analysis / Schmidt B., Wetzig K. - Wien: Springer-Verlog, 2013. – 415 p.
15. Verma H. R. Atomic and nuclear analytical methods / Verma H. R. – Berlin: Springer, 2007.
16. Dobeli M. Lecture materials analysis / Dobeli M. – Pruhonice: CERN Accelerator School, 2001.
17. Габович М.Д. Ионная физика и технология / Габович М.Д., Гусева М.И., Юрасова В.Е. - Киев: Препр. Инст. физики АН УССР, 1990. - 62с.
18. Sigmund P. Ion beam science: solved and unsolved problems, part 1 / Sigmund P. - Mat Fys Medd, 2006. - 52:1–755.
19. Sigmund P. Ion beam science: solved and unsolved problems, part 2. / Sigmund P. - Mat Fys Medd, 2006. - 52:756f.
20. Данилин Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов / Данилин Б.С., Киреев В.Ю. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 204 с.
21. Майшев Ю.П. Ионные и ионно-плазменные системы и пути их развития для задач микроэлектроники / Майшев Ю.П. // Микроэлектроника. - 1977. - Т.3, N2. - с. 31 - 42.
22. Zhurin V.V. Industrial Gridless Broad Beam Ion Sources and the Need for Their Standardization. Part 4B. Hall-Current Ion Sources, Problems and Solutions. Standardization of Ion Sources / Zhurin V.V. // Vacuum Technology & Coating. - November 2009. - P. 40–49.
23. Барченко В.Т. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве / В.Т. Барченко, Ю.А. Быстров, Е.А. Колчин. – СПб.: Энергоатомиздат, 2001.
24. Данилин Б.С. Магнетронные распылительные системы / Данилин Б.С., Сырчин В.К. – М.: Радио и связь, 1982. – 72 с.

25. Берлин Е.В. Получение тонких пленок реактивным магнетронным распылением / Е.В. Берлин, Л.А. Сейдман. – М.: Техносфера, 2014. – 256 с.
26. Берлин Е.В. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии / Е.В. Берлин, Л.А. Сейдман. – М.: Техносфера, 2010. – 528 с.
27. Погребняк А.Д. Ионно-лучевая и ионно-плазменная модификация материалов / К. К. Кадыржанов, Ф.Ф. Комаров, А.Д. Погребняк и др. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2005. – 640 с.
28. Бабинов Н.А. Физика и технология плазменных эмиссионных систем / Н.А. Бабинов, В.Т. Барченко, А.И. Кузьмичев и др. – СПб.: Изд-во СПб ГЭТУ «ЛЭТИ», 2014. – 263 с.
29. Кузьмичев А.И. Плазменные эмиттеры источников заряженных и нейтральных частиц / А.И. Кузьмичев, Н.А. Бабинов, А.А. Лисенков. – Киев: Аверс, 2016. – 181 с.
30. Габович М.Д. Ионно-пучковая плазма и распространение компенсированных ионных пучков / Габович М.Д. // УФН. – 1977. - Т.121, N 2. - с.259-284.
31. Габович М.Д. Компенсированные ионные пучки / Габович М.Д. // УФЖ. - 1979. - Т.24, N2. - с. 257 - 273.
32. Nir D. Dynamic interaction of floating substrate with an ion beam from a three grid microetch system operated without neutralizer / Nir D. // Vacuum. - 1986. - V.36, N6. - p. 317 - 321.
33. Nir D. Space charge effects and dynamic interactions in the case of broad and intense ion beam bombarding an insulated substrate / Nir D. // Vacuum. - 1986. - Vol. 36, N6. - p. 311 - 315.
34. Behrisch R. Sputtering by particle bombardment / R. Behrisch , W. Eckstein. – Berlin: Springer, 2007. - vol 110. – (Topics in applied physics).
35. Nastasi M. Ion solid interactions: fundamentals and applications / M. Nastasi, J.W. Mayer, J.K. Hirvonen. - Cambridge solid state science series. Cambridge University Press, Cambridge, 2004.

36. Bernas H. Materials science with ion beams. Topics in applied physics / Bernas H. (ed). – Berlin: Springer, 2010). - vol 116.
37. Moeller W. Fundamentals of ion-surface interaction / Moeller W. Dresden: Lecture Script, TU, 2004.
38. Bischoff L. Application of mass-separated focused ion beams in nano-technology / Bischoff L. // Nucl Instrum Meth Phys Res. – 2008. - B 266:1846.
39. Concept of deterministic single ion doping with sub-nm spatial resolution / Meijer J., Vogel T., Burchard B. et al. – Appl. Phys., 2006. - A 83: 321–327.
40. Hellborg J. Ion beams in nanoscience and technology / Hellborg J., Whitlow H.J., Zhang Y. – Heidelberg: Springer, 2009.
41. Lejeune C. Electrostatic reflex plasma source as a plasma bridge neutralizer / Lejeune C., Grandchamp J.P. and Kessi O. // Vacuum. - 1986. - Vol.36, N 11/12. - p. 857 - 860.
42. Winter H. P. Slow multicharged ions hitting a solid surface / Winter H. P., Aumayr F. // Europhys New. – 2002. – V.33. – P. 215–217.
43. Winter H. P. Slow heavy-particle induced electron emission from solid surfaces / Winter H. P., Burgdorfer J. – Berlin: Springer, 2007.
44. Burgdorfer J. Above-surface neutralization of highly charged ions / Burgdorfer J., Lerner P., Meyer F.W. // Phys. Rev. – 1991. - A 44: 5674–5685.
45. Matsunami N. Energy dependence of the ion-induced sputtering yields of monatomic solids / Matsunami N. et al. // At Data Nucl Data Tables. – 1984. - 31: 1–84.
46. Ziegler J.F. The stopping and range of ions in matter / Ziegler J.F., Biersack J.P., Ziegler D. – Chester: SRIM Co., 2008.
47. Andersen H.H. Sputtering yield measurements / Andersen H.H., Bay H.L. // In: Behrisch R., Eckstein W. (eds) Sputtering by particle bombardment. – Berlin: Springer, 2007.
48. Orloff J. High resolution focused ion beams / Orloff J., Utland M., Swanson L. - New York: Kluwer, 2003.

49. Giannuzzi L.A. Introduction to focused Ion beams: instrumentation, theory, techniques and practice / Giannuzzi L.A., Stevie F.A. - New York: Springer, 2005.
50. Ryding G. Industrial ion implantation machines / Ryding G., Wittkover A.B. // IEEE Trans Manuf Technol. – 1975. -4: 21.
51. Rose P.H. Concepts and designs of ion implantation equipment for semiconductor processing / Rose P.H., Ryding G. // Rev. Sci. Instrum. – 2006. - 77: 111101.
52. Leroy C. Principles of radiation interaction in matter and detection / Leroy C., Rancoity P.G. – Singapore: 2nd edn. World Scientific, 2009.
53. Mazarov P. Alloy liquid metal ion source for carbon focused ion beams / Mazarov P., Wieck A.D., Bischoff L., Pilz W. // J. Vac. Sci. Technol. – 2009. -B 27: L 47.
54. Reyntjens S. A review of focused ion beam applications in microsystem technology / Reyntjens S., Puers R.J. // Micromech. Microeng. – 2001. - 11: 287.
55. Гаркуша И.Е. Характеристики разряда и динамика компрессионных плазменных потоков, генерируемых МПК компактной геометрии / И.Е. Гаркуша, В.И. Терешин, В.В. Чеботарев, Д.Г. Соляков и др. // Физика Плазмы. – 2011. – Т. 34. – В. 11. – С. 115-122.
56. Жовтянский В.А. Оптимизация состава плазмообразующей среды при азотировании в тлеющем разряде / Хомич В.А., Рябцев А.В., Дидык Е.Г., Жовтянский В.А., Назаренко В.Г. // Физика и химия обработки материалов. – 2012. – № 2. – С. 44 – 50.
57. Жовтянський В.А. Роль прианодних процесів в енергетиці жевріючого розряду / В.А. Жовтянський, О.В. Анісімова // Укр. фіз. журн. – 2016. – Т. 61, № 2. – С. 104 – 112.
58. Paschen F. // Annalen der Physik Und Chemie – 1889. – V. 69. - P. 273.
59. Townsend J.S. Electricity in Gases / Townsend J.S. - Oxford: Clarendon Press, 1915.

60. Phillips C.E.S. The action of magnetized electrodes upon electrical discharge phenomena in rarefied gases. Preliminary note / Phillips C.E.S. // Proc. Royal Soc. (London) A. - 1898-1899, Vol. 64. - P. 172-176.
61. Strutt R.J. A peculiar form of low potential discharge in the highest vacuum / Strutt R.J. // Proc. Royal Soc. (London) A. - 1913. - Vol. 64, № 607. - P. 68-74.
62. Энгель А. Ионизированные газы / Энгель А. – М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1959.
63. Грановский В.П. Электрический ток в газе. Установившийся ток. / Грановский В.П. – М.: Наука. гл. ред. физ.-мат. лит., 1971.
64. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Райзер Ю.П.. – М.: Наука, 1987.
65. Penning F.M. Die Glimmentladung bei Niedrigen Druck Zwischen Koaxialen Zylindern in einem Axialn Magnetfield / Penning F.M. // Physica. - 1936. - Vol. 3, № 9. - P. 873-894.
66. Penning F.M. Ein Neues Manometer für Niedrige Gasdrücke. Insbesondere Zwischen 10⁻³ und 10⁻⁵ mm / Penning F.M. // Physica. - 1937. - Vol. 4, № 2. - P. 71-75.
67. Penning F.M. Eine Neutronenröhre Ohne Pumpvorrichtung / Penning F.M., Moubis J.H.A. // Physica. - 1937. - Vol. 4, № 11. - P. 1190-1199.
68. Hobson J.P. Operation of an Inverted-Magnetron Gauge in the Pressure Range 10⁻³-10⁻¹² mm Hg / Hobson J.P., Pedhead P.A. // Can J. Phys. – 1938. - Vol. 36, № 3. - P. 271-288.
69. Penning F.M. Cathode Sputtering in a magnetic field Penning F.M., Moubis J.H.A. // Proc. Royal Netherlands Academy of Science. - 1940. - Vol. 43. - P. 41-53.
70. Смирницкая Г.В. Зажигание разряда в трубке Пеннинга и в цилиндрическом магнетроне при низких давлениях / Смирницкая Г.В., Нгуэн-хыу-Ти. // ЖТФ. - 1969. - Т. 39, № 4. - С. 694-703.
71. Рейхредель Э.М. Диаграммы состояний разряда с осциллирующими электронами / Рейхредель Э.М., Смирницкая Г.В., Егизарян Г.А. // ЖТФ. - 1973. - Т. 43, № 1. - С. 130-135.

72. Тюрюканов П.М. Условия зажигания разряда низкого давления в скрещенных аксиально-симметричных однородном электрическом и неоднородном магнитном полях / Тюрюканов П.М., Фетисов И.К., Ходатенко Г.В. // ЖТФ. - 1978. -Т. 48, № 8. – С. 1629-1636.
73. Тюрюканов П.М.. Влияние неоднородности поперечного магнитного поля на условия зажигания разряда / Тюрюканов П.М., Фетисов И.К., Ходатенко Г.В. // ЖТФ. - Т.48, № 9. - С. 1809-1816.
74. Кузмичев А.И. Магнетронные распылительные системы. Книга 1 / Кузмичев А.И. - Киев: Аверс.. - 2008 г. - 244 с.
75. Гришин С.Д. Ускорители с замкнутым холловским током / Гришин С.Д., Ерофеев В.С., Жаринов А.В. В кн. Плазменные ускорители. – М.: Машиностроение, 1973. - С. 59 – 61.
76. Гришин С.Д. Плазменные ускорители / Гришин С.Д., Лесков П.В., Козлов Н.П.. – М.: Машиностроение, 1983 г.
77. Waits R. Planar magnetron sputtering / Waits R. // J. Vac. Sci. Technol. – 1978. Vol. 15, N 2. - P. 178-187.
78. Маишев Ю.П. Ионные и ионно плазменные системы и пути их развития для задач микроэлектроники / Маишев Ю.П. // Микроэлектроника. - 1977. – Т. 3, № 2(81). – С. 21-34.
79. Маишев Ю.П. Источники ионов и ионно-лучевое оборудование для нанесения материалов / Маишев Ю.П. // Вакуумная техника и технология. – 1992. - Т. 2, № 4. – С. 53-58.
80. Маишев Ю.П. Источники ионов для реактивного ионно-лучевого травления и нанесения пленок / Маишев Ю.П. // Электронная промышленность. – 1990. - № 5. – С. 15-18.
81. Валиев К.А. Физические принципы формирования пучков ионов химически активных газов в источниках ионов, предназначенных для травления и нанесения пленок / Валиев К.А., Великов Л.В., Маишев Ю.П., Терентьев Ю.П. // Ионно-лучевая обработка материалов в микро- и

- нанoeлектронике. Труды ФТИАНТ15. – М.: Наука, Физматлит. – 1990. – С. 18-26.
82. Маишев Ю.П. Установка прецизионного реактивного ионно-лучевого травления наноструктур для автоэмиссионных приборов / Маишев Ю.П., Терентьев Ю.П., Шевчук С.П., Татаренко А.И., Голиков В.А. // Микроэлектроника. - 2010. – Т. 39, № 4. – С. 274-283.
 83. Industrial, Low Maintenance Ion-Beam Family of Products: Round and Linear Ion-Beam Sources. - Advanced Energy Industries. Inc. revised, 2000.
 84. Lieberman M.A. Principals of Plasma Discharge and Material Processing / Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. -:John Wiley and Sons, 1994, - 572 p.
 85. Lisovskiy V. In-depth treatment of discharge ignition data during undergraduate laboratory work / Lisovskiy V., Yegorenkov V. // Eur. J. Phys. (36). – 2014. – 045021 (14pp.).
 86. Vahedi V., Lieberman M.A., Alves M.V., Verboncoeur J.P., C.K. Birdsall // J. Appl. Phys. – 1991 - V.69. - P. 2008-2014.
 87. Lieberman M., Ashida S.//Plasma Sources Sci. Technol. 5 – 1996. - P. 145-158.
 88. Phelps A.V. // Compilation of Electron Cross Sections (online).
 89. Baranov O. Low-pressure planar magnetron discharge for surface deposition and nanofabrication / O. Baranov, M. Romanov, M. Wolfer, S. Kumar, X. Zhong, K. Ostrikov // Physics of Plasmas. – 2010. - V. 17. - P. 053509-(1-9).
 90. Смирницкая Г.В. Электрический разряд с холодным катодом при низких давлениях в магнитном поле / Смирницкая Г.В., Рейхрудель Э.М. // ЖТФ. – 1959. – Т.29, №2. – С.153-160.
 91. Н. А. Кервалишвили Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле / Н. А. Кервалишвили, А.В Жаринов. // ЖТФ. – 1965 - Т. 35, № 12. -С. 2194-2201.
 92. Kolev J. Influence of electron recapture by the cathode upon the discharge characteristics in DC magnetrons / Kolev J., Bogaerts A., Gijbels R. // Phys. Rev. E. - 2005. - Vol 72. - P 056402 – (1-11).

93. Thornton I. A. Magnetron sputtering: basic physics and application to cylindrical magnetron / Thornton I. A. // J. Vac. Sci. Technol. -1978. - Vol. 15, N 2. - P. 171-177.
94. Shuurman W. Investigation of a Low Pressure Penning Discharge / Shuurman W. // Physica. – 1967. – V. 36. – P.136-160.
95. Shuurman W. On the Theory of Electrical Characteristic of a Penning Discharge at Low Magnetic Field / Shuurman W. // Physica. – 1969. – V. 43. – P.513-516.
96. Knauer W. Measurement of the radial Field Distribution in a Penning Discharge by Mean of the Stark Effect / Knauer W., Lutz M. // App. Phys. Lett. – 1963. – V.2, №6. – P.109-111.
97. Knauer W. Mechanism of the Penning Discharge by at Low Pressure / Knauer W. // J. Appl. Phys. – 1962. – V. 33, № 6. – P. 2093-2099.
98. Wasa K. Some feature of magnetron sputtering / Wasa K., Haya Kawa S. // Thin Solid Films, 1978, - Vol. 52, № 2, – P. 31-43.
99. Кервалишвили Н.А. Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле / Кервалишвили Н.А., Жаринов А.В. // ЖТФ. – 1995. – Т. 35, № 12. – С. 2154-2201.
100. Жаринов А.В. Об ускорении плазмы замкнутым холловским током / Жаринов А.В., Попов Ю.С. // ЖТФ. – 1967. – Т. 37, № 2. – С. 294-299.
101. Ерофеев В.С. Прианодный электрический слой в разряде с замкнутым холловским током / Ерофеев В.С., Саночкин Ю.В., Филиппов С.С. // ПМТФ. – 1969. – Вып. 5.
102. Калашников В.К. К теории самостоятельного разряда низкого давления с замкнутым дрейфом электронов / Калашников В.К., Саночкин Ю.В. // ЖТФ. – 1974. – Т. 44, № 12. – С. 2507-2518.
103. Кервалишвили Н.А. Влияние ориентации анода на характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле / Кервалишвили Н.А. // ЖТФ. – 1968. – Т. 38, № 4. – С. 637-645.

104. Кервалишвили Н.А. О механизме разряда низкого давления в поперечном магнитном поле / Кервалишвили Н.А., Кортхонджил В.П. // ЖТФ. – 1973. – Т. 43, № 9. – С. 1905-1911.
105. Рейхрудель Э.М. Зависимость токов от параметров в разряде с осциллирующими электронами в магнитном поле / Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В., Нгуен-Хыу Ти // ЖТФ. – 1969. – Т. 39, № 6. – С. 1051-1056.
106. Зыков А.В. Формирование и нейтрализация ионных потоков в плазменных технологических системах с источниками холловского типа / Зыков А.В. - Дис. канд. физ.-мат. наук : 01.04.08. – Харьков, 1987. - 167с.
107. Петров В.И. Влияние степени зарядовой нейтрализации на электрофизические параметры ПТП / Петров В.И., Ивановский Г.Ф., Маишев Ю.П. // сер. «Микроэлектроника». – 1975. – Т.3, № 1(41). – С. 66-71.
108. Ахиезер А.И. Электродинамика плазмы / Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н. . – М.: Наука, 1974. – 720 с.
109. Кролл Н. Основы физики плазмы / Кролл Н., Трайвелпис А. – М.: Мир, 1979. – 528 с.
110. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. II. Неустойчивости неоднородной плазмы / Михайловский А.Б. – М.: Атомиздат, 1977. – 300 с.
111. Джейлс Г. Экспериментальное исследование колебаний и аномалий диффузии электронов / Джейлс Г., Дотсон Дж. // Прикладная магнитная электродинамика. – М.: Мир, 1965. – С. 235-247.
112. Janes G.S. Anomalous Electron Diffusion and Ions Acceleration in Low-Density Plasma / Janes G.S., Lowder R.S. // Phys. Fluids. – 1966. – V. 9, № 6. – P. 1348 -1556.
113. Рейхрудель Э.М. Диаграммы состояний разряда с осциллирующими электронами / Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В., Егизарян Г.А. // ЖТФ. – 1973. – Т. 43, № 1. – С. 130-135.

114. Redhead P.A. Instabilisation in crossed-field discharges at low pressure / Redhead P.A. // Vacuum. – 1988. – V. 8, № 8-10. – P. 901-906.
115. Девидсон Р. Теория заряженной плазмы / Девидсон Р. – М.: Мир, 1978. – 216 с.
116. Попов Ю.С. Электрическая неустойчивость ограниченного ионного пучка / Попов Ю.С. // Письма ЖЭТФ. – 1966. – Т. 4, № 9. – С. 1465-1969.
117. Жаринов А.В. Амплитуда колебаний потенциала квазинейтрального ионного пучка / Жаринов А.В. // Письма ЖЭТФ. – 1973. – Т. 4, вып. 9. – С. 1442-1447.
118. Бизюков А.А. Влияние электростатической неустойчивости на разрядные характеристики плазменного ускорителя с анодным слоем / Бизюков А.А., Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Фареник В.И., Юнаков Н.Н. // УФЖ. – 1985. – Т. 30, № 7. – С. 1030-1032.
119. Thornton J. A. End-effect in cylindrical magnetron sputtering sources / Thornton J. A. // J. Vac. Sci. Technol., 1979, - Vol. 16, № 1, – P. 79-80.
120. Данилин Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок / Данилин Б.С. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
121. Kay E. Magnetic field effects on an abnormal truncated glow discharge and their relation to sputtered thin film growth / Kay E. // J. Appl. Phys., 1963. - Vol. 34, № 4, – P. 760-768.
122. Wasa K., Haya Kawa S. Handbook of sputter deposition technology / Wasa K., Haya Kawa S. – USA: Noes Publications, 1982.
123. Thin Films: Ionized physical vapor deposition / Ed. J. A. Hopwood. – San Diego, USA: Academic Press, 2000.
124. Helmersson U. Ionized physical vapor deposition (IPVD): A review of technology application / Helmersson U., Lattermann M., Bohlmar K. et al. // Thin Solid Films, 2006. - Vol. 513, P. 1-24.
125. Никитин М.М. Магнетронное распыление: эволюция схем напыления и ионизации потоков, взаимодействующих с подложкой / Никитин М.М. // Физика и химия обработки материалов. - 2011. - № 2. - С. 27-36.

126. Thornton J. A. Sputter deposition processes. In handbook of deposition technologies for film and coatings. Ed. R.F. Bunshah. 2nd ed. / Thornton J. A., Greene J.E. – USA: Noyes Publications, 1992. - P. 249-319.
127. Wasa K. Sputtering in crossed electromagnetic fields / Wasa K., Haya Kawa S. // IEEE Trans. On parts, mater. And pac., 1967. - V. 3, № 3. - P. 70-76.
128. Данилин Б.С. Исследование разряда в магнетронных системах ионного распыления / Данилин Б.С., Неволин В.К., Сырчин В.К. // Электронная техника, Сер. Микроэлектроника. - 1977. – Вып. 3(69). – С. 37-44.
129. Данилин Б.С. Исследование магнетронных систем ионного распыления материалов / Данилин Б.С., Неволин В.К., Сырчин В.К. // Физика и химия обработки материалов. - 1978. - Вып. 2. - С. 33-39.
130. Технология тонких пленок (справочник) т. 1 / Под ред. Л. Майсела, Р. Глэнга. – М.: Сов. Радио, 1977 г.
131. Тюрюканов П.М. Характеристики импульсного разряда низкого давления в поперечном аскиально-симметричном магнитном поле / Тюрюканов П.М., Никольский А.Д., Фетисов И.К., Толстой И.Н. // Физика плазмы. - 1982 г. – Т. 8, вып. 6, - С. 1220-1227.
132. Westwood W.D. The current-voltage characteristic of magnetron sputtering systems / Westwood W.D., Maniv S. // J. Appl. Phys. - 1983. – Vol. 54, № 12. – P. 6841-6846.
133. Window B. Charged particle fluxes from planar magnetron sputtering source / Window B., Savvides N. // J. Vac. Sci. Technol. - 1986. – A4(2). – P. 196-202.
134. Kadlec S. Optimized magnetic field shape for low pressure magnetron sputtering / Kadlec S., Musil J. // J. Vac. Sci. Technol. A. - 1995. – Vol. 13, № 2. – P. 389-393.
135. Musil J. Low-pressure magnetron sputtering / Musil J. // Vacuum. - 1998. – V. 50, № 3-4. – P. 363-372.
136. Spatenko P. A comparasion of internal plasma parameters in conventional planar magnetron with additional plasma confinement / Spatenko P., Liepner J., Vlaek J., Musil J. // Plasma Sources Sci. technol. - 1997. - V. 6. – P. 46-52.

137. Lister Gr. Influence of electron diffusion on the cathode sheath of a magnetron discharge / Gr. Lister. // J. Vac. Sci. Technol. – 1996. – A 14(5). – P. 2736-2743.
138. Bradly J.W. The plasma properties adjacent to the target in a magnetron sputtering source / J.W.Bradly // Plasma Sources Sci. Technol. - 1996. - № 5. – P. 622-631.
139. Bradly J.W. Model of the cathode fall region in magnetron discharges / J.W.Bradly, G. Lister. // Plasma Sources Sci. Technol. - 1997. - № 6. – P. 524-532.
140. Bradly J.W. Study of plasma pre-sheath in magnetron discharges dominated by Bohm diffusion of electrons / J.W.Bradly // Plasma Sources Sci. Technol. - 1998. - № 7. – P. 572-580.
141. Sheridan T. E. Electron and ion transport in magnetron plasma / Sheridan T. E., Goechner M. J., Goree J. // J. Vac. Sci. Technol. A. - 1990. - Vol. 8, № 3. - P. 1623–1626.
142. Sang-Hun Seo. Measurements of electron energy distribution functions and electron transport in the downstream region of an unbalanced de magnetron discharge / Sang-Hun Seo, Jung-Hwan In and Hong-Young Chang // Plasma Sources Sci. Technol. – 2004. – V. 13. – P. 409-419.
143. Ф.Г. Бакшт, Б.И. Колосов, А.А. Костин, Р.С. Чураев, В.Г. Юрьев. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 136 с.
144. Дудин С.В. Оборудование для зондовой диагностики и контроля плазменных технологических процессов / Дудин С.В., Яцков А.П., Фареник В.И. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре – 2002. - №3. –С. 43-50.
145. McNeely P. A Langmuir probe system for high power RF-driven negative ion sources on high potential / McNeely P., Christ-Koch S., Fantz U. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2009. – Vol. 18. – P. 014011.

146. Lieberman M. A. Principals of Plasma Discharges and Materials Processing. Second Edition / Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. - John Wiley and Sons, Inc. Publication. - 2005.
147. <https://sites.google.com/site/magcad2>.
148. Musil J. Toughness of hard nanostructured ceramic thin films / J.Musil, M.Jirout // Surf.Coat.Technol. – 2007. – V. 201. – P. 5148-5152
149. Raveh A. Thermal stability of nanostructured superhard coatings: A review / A.Raveh, I.Zukerman, R.Shneck, R.Avni and I.Fried // Surf.Coat.Technol. – 2007. – V. 201. – P. 6136-6142.
150. Musil J. Properties of hard nanocomposite thin films, Chapter 5 in Nanocomposite films and coatings. London, S.Zhang and N.Ali (Eds.) / J.Musil. – London: Imperial College Press, 2007. - P. 281-328.
151. Musil J. Advanced amorphous non-oxide coatings with oxidation resistance above 1000°C / J.Musil, J.Vlcek, P.Zeman // Special Issue on Nanoceramics, Advances in Applied Ceramics. – 2008. – V. 107(3). – P. 148-154.
152. Musil J. Hard nanocomposite coatings. Present status and trends, Chapter 1 in Plasma Surface Engineering Research and its Practical Applications, R.Wei (Ed.) / J.Musil, P.Baroch and P.Zeman/ - Kerala: Research Signpost, 2008. - P. 1-34.
153. Wei R. Plasma enhanced magnetron sputtering deposition of superhard, nanocomposite coatings, Chapter 3 in Plasma Surface Engineering Research and its Practical Applications, R.Wei (Ed.) / R.Wei. – Kerala: Research Signpost Publisher, 2008. - P. 87-115.
154. Musil J. Recent progress in hard nanocomposite coatings, Part 1, Galvanotechnik 8 (2010), 1856-1867, Part 2 / J.Musil // Galvanotechnik. – 2010. – V. 9. – P. 2116-2121.
155. Musil J. Hard nanocomposite coatings: Thermal stability, oxidation resistance and toughness / J.Musil // Surf.Coat.Technol. – 2012. – V. 207. – P. 50-65.

156. Musil J. Hard Nanocomposite Coatings, in Comprehensive Materials Processing, Volume 4, Coatings and Films, Chapter 4.13, D.Cameron (Ed.) / J.Musil, P.Zeman, P.Baroch. - Elsevier, 2014. - P. 325-353.
157. Veprék S. Recent search for new superhard materials: Go nano! / S.Veprék // J.Vac.Sci.Technol. – 2013. - A31 (5). – P. 050822 (1-33).
158. Musil J. Advanced hard nanocomposite coatings with enhanced toughness and resistance to cracking, Chapter 7 in Thin Films and Coatings: Toughening and Toughening Characterization, S.Zhang (Editor) / J.Musil. – USA: CRC Press, 2015. - P. 377-463.
159. Blažek J. Properties of nanocrystalline Al-Cu-O films reactively sputtered by dc pulse dual magnetron / J.Blažek, J.Musil, P.Stupka, R.Čerstvý and J.Houška // Applied Surface Science . – 2011. – V. 258. – P. 1762-1767.
160. Musil J. Transparent Zr-Al-O nanocomposite coatings with enhanced resistance to cracking / J.Musil, J.Sklenka, R.Cerstvý // Surf.Coat.Technol. – 2012. – V. 206. – P. 2105-2109.
161. Rius G., Llobet J., Esplandiú M.J., Sole L., Borrise X., Perez-Murano F. // Microelectronic Engineering. – 2009. –Vol. 86. – P. 892.
162. Sugawara M. Plasma etching: fundamentals and applications / Minoru Sugawara, Barry L. Stansfield.- USA: Oxford University Press, 1998.
163. Roth J. R. Applications to Nonthermal Plasma Processing. Industrial Plasma Engineering. Vol. 2 / J. Reece Roth. - CRC Press, 2001.
164. Chen F.F. Lecture notes on Principles of plasma processing / Chen F.F., Chang J.P. - Kluwer, 2002. – P. 249.
165. Keller J. H. Inductive plasmas for plasma processing / John H. Keller // Plasma Sources Sci. Technol. – 1996. – Vol. 5. – P. 166-172
166. Ogle J. S. US Patent 4,948,458. - 1990.
167. Бизюков В.И. Экспериментальная автоматическая установка плазмохимического травления индивидуальной обработки “Контур-02” с реактором комбинированного типа / Бизюков В.И., Будянский А.М., Покроев А.Г., Фареник В.И. // Межотраслевой научно-технический

- семинар “Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике”. Мат. семинара. – Харьков. – 1989. – С. 99-100.
168. Будянский А.М. Экспериментальная установка ПХТ “Контур04” с индукционным возбуждением разряда / Будянский А.М., Качанов Ю.А., Фареник В.И. // Межотраслевой научно-технический семинар “Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике”. Мат. семинара. – Харьков. – 1989. – С. 105-106.
 169. Будянский А.М., Фареник В.И. и др. Устройство для плазмохимического травления материалов // А.С. СССР №1573896 от 22.02.90 г. (Заявка №43516008 приоритет от 28.12.1987 г.).
 170. Будянский А.М. и др. Способ плазмохимического удаления пленок фоторезиста // А.С. СССР №1653484 от 01.02.91 г. (Заявка №4750949 приоритет от 23.10.1989 г.).
 171. Thomson J.J. Radiation produced by the passage of electricity through gases / Thomson J.J. // Phil. Mag. – 1926. - Vol.2, № 9. - P. 674.
 172. Thomson J.J. The electrodeless discharge through gases / Thomson J.J. // Phil. Mag. – 1927. - Vol.4, № 25. - P. 1128-1141.
 173. Townsend J.S. Electrodeless discharge / Townsend J.S., Wykeham M.A., Donaldson R.H. // Phil. Mag. - 1928. - Vol.5, № 27. - P.178-191.
 174. MacKinnon K.A. On the origin of the electrodeless discharge / MacKinnon K.A. // Phil. Mag. – 1929. - Vol.8, № 52. - P. 605-617.
 175. Бурмистров А.В. Пробой газа в высокочастотном разряде / Бурмистров А.В., Маношкин Ю.В. // ЖТФ. – 1976. - Т.49, в.12. – С. 2517-2577.
 176. Бузыкин О.Г. Пробой воздуха в высокочастотном индукционном разряде / Бузыкин О.Г., Бурмистров А.В. // ЖТФ. – 1983. - Т.53, в.1.
 177. Smith H. The electrodeless discharge in mercury vapor / Smith H., Lynch W.A., Hilberry N. // Phys. Rev. - 1931. - Vol. 37. - P. 1091-1101.
 178. Contaxes N. High-frequency fields in solenoidal coil / Contaxes N., Hatch J. // J. Appl. Phys. – 1969. - Vol.40, № 9. - P. 3548-3550.

179. DiVergilio W.F. Development of radio-frequency induction plasma generation for neutral beams / W.F.DiVergilio, H.Goede and W.Fosnight. // Rev.Sci.Instrum. – 1986. – V 57(7). - P.1254-1260.
180. DiVergilio W.F. Radio-frequency induction plasma generator 80 kV test stand operation / W.F.DiVergilio, H.Goede and W.Fosnight at all // Rev.Sci.Instrum. – 1986. – V. 57(7). - P.261-265.
181. Горбатов Ю.В. Высокочастотный источник химически активных ионов / Горбатов Ю.В., Зиненко В.И. // ПТЭ. – 1988. - №5. - С.131-133.
182. Дьячков Б. Высокочастотный источник ионов малой энергии / Дьячков Б. и др. // ПТЭ/ - 1978. - №2. - С.191-193.
183. Henriksen B.P. Electromagnetic field in electrodeless discharge / Henriksen B.P., Keefer D.R., Clarkson M.N. // J. Appl. Phys. – 1971. - Vol.42, №13. - P.5460-5464.
184. Бондаренко В.Г., Денисов В.П., Еремин Б.Г. и др. Индукционный разряд низкого давления / Бондаренко В.Г., Денисов В.П., Еремин Б.Г. и др. // Физика плазмы. – 1991. - Т.17, № 6. - С.756-758.
185. Дудин С.В. Нахождение энергетического спектра электронов при зондовых измерениях в плазме /Дудин С.В. // ПТЭ. – 1994. - № 4. - С.78-82.
186. Lee C. Global Model of Plasma Chemistry in a High Density Oxygen Discharge / Lee C., Graves D.B., Lieberman M.A., Hess D.W. // J. Electrochem. Soc. – 1994. – Vol. 141. – P. 1546.
187. Lee C., Lieberman M.A. // J. Vac. Sci. Technol. – 1995. – Vol. A13. – P. 368.
188. Gudmunson J.T., Lieberman M.A. // Plasma Sources Sci. Technol. – 1998. – Vol. 7. – P. 83-95.
189. Плазменные технологии в производстве СБИС / Сб. под ред. Н.Айнспрука, Д.Брауна.– М: Мир, 1987. - 470 с.
190. Lieberman M.A. Analytical solution for RF sheath / Lieberman M.A. // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1988. – Vol. 16, № 6. – P. 638.
191. Lieberman M.A. Dynamics of a Collisinal Capasitive RF sheath / Lieberman M.A. // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1989. – Vol. 17, № 2. – P. 338.

192. Будянский А.М. Механизм ВЧ диодного слоя в ВЧ разряде / Будянский А.М., Покроев А.Г. // V Конференция «Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой». Ташкент. Тезисы докладов. – 1989. – С. 172.
193. Будянский А.М. Закон «трех вторых» в переходном режиме плоского ленгмюровского слоя / Будянский А.М. // II Всесоюзное совещание «Высокочастотный разряд в волновых полях». Куйбышев. Тезисы докладов. – 1989. – С. 15.
194. Ковалев А.С. Исследование структуры высокочастотного несамостоятельного разряда в потоке газа / Ковалев А.С. и др. // Физика плазмы. – 1985. – Т. 11, № 7. – С. 882.
195. Годяк В.А. О вентильных свойствах ВЧ-разрядов / Годяк В.А., Кузовников А.А. // Физика плазмы. – 1975. – Т. 1, № 3. – С. 496.
196. Keller J.H. Electrical properties of RF sputtering system / Keller J.H., Pennebaker W.B. // IBM J. Res. Develop. – 1979. – Vol. 23, № 1. – P. 23.
197. Kohler K. Plasma potential of 13.56 MHz rf argon discharges in a planar system / Kohler K., Coburn J.W., Horde D.E., Kay E., Keller J.H. // J. Appl. Phys. – 1985. – Vol. 57, № 1. – P. 59-66.
198. Kornig H.R., Maissel L.I. // Surf. Sci. IBM J. Res. Develop. – 1970. – Vol. 14. – P. 168-171.
199. Misium G.R. Macroscopic modeling of radio-frequency plasma discharges / Misium G.R., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A. // J. Vac. Sci. Technol. – 1989. – Vol. A7, № 3.
200. Lieberman M.A. Physics of Thin Films. Ed. M.Francombe and J. Vossen / Lieberman M.A., Gottscho R.A. – New York: Academic, 1994. – Vol. 18.
201. Koganovich J.D. The space-time-averaging procedure and modeling of the RF discharge / Koganovich J.D., Tsendin L.D. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1992. – Vol. 20, № 2. – P. 66-75.
202. Koganovich J.D. Low-pressure RF discharge in the free-flight regime / Koganovich J.D., Tsendin L.D. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1992. – Vol. 20, № 2. – P. 86-92.

203. Hanly L. The growth and modification of materials via ion-surface processing / Hanly L., Sinnott S.B. // *Surf. Sci.* – 2002. – V. 500. – P. 500-522.
204. Musil J. Nanocomposite coating with enhanced hardness / Musil J. // *Acta Met. Sinica (English Letters)*. – 2005. – V. 18, № 3. – P. 433-442.
205. Quan J.J. Low-energy ion-assisted control of interfacial structures in metallic multilayers / Quan J.J., Zhon X.W., Wadley H.N.G. // *J. Crystal Growth*. – 2007. – V. 300. – P. 431-439.
206. Никитин М.М. Технология и оборудование вакуумного напыления / Никитин М.М. - М.: Металлургия, 1992. - 112 с.
207. Никитин М.М. Магнетронное распыление: эволюция схем напыления и ионизация потоков, взаимодействующих с подложкой / Никитин М.М. // *Физика и химия обработки материалов*. – 2011. - № 2. – С. 27-36.
208. Ensiger W. On the mechanism of crystal growth orientation of ion beam assisted deposition thin films / Ensiger W. // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Rev. B*. – 1995. – V. 106. – P. 142-146.
209. Narayan J. New frontiers in thin film growth and nanomaterials / Narayan J. // *Metal. Mater. Trans. B*. – 2005. – V. 36. – P. 5-22.
210. Никитин М.М. Моделирование процессов на подложке при ионно-активированном формировании покрытий / Никитин М.М. // *Поверхность*. – 2008. - № 2. – С. 93-98.
211. Musil J. Unbalanced magnetron and new sputtering systems with enhanced ionization / Musil J., Kadlec S., Münz W.-D. // *J. Vac. Sci. Technol. A*. – 1991. - Vol. 9, № 3. – P. 1171-1177.
212. Musil J. Planar magnetron with addition plasma confinement / Musil J., Rusnak K., Jezek V., Vlasec J. // *Vacuum*. – 1995. – V. 46, № 4. – P. 341-347.
213. Rossnagel S.V. Magnetron sputter deposition with high level of metal ionization / Rossnagel S.V., Hopwood J. // *Appl. Lett.* – 1993. – Vol. 63, № 24. – P. 3285-3287.
214. Hopwood J. Mechanisms for highly ionized magnetron sputtering / Hopwood J., Qian F. // *J. Appl. Phys.* – 1995. – Vol. 78, № 2. – P. 758-765.

215. Helmersen U. Ionized physical vapor deposition (IPVD): A review of technology and application / Helmersen U., Latteman M., Bohlmar K. et al. // Thin Solid Films. – 2006. – Vol. 513. – P. 1-24.
216. Musil J. Planar magnetron sputtering discharge enhanced with radio frequency or microwave magnetoactive plasma / Musil J., Misina M., Hovorka D. // J. Vac. Sci. Technol. - 1997. - Vol. A15, № 4. – P. 1999-2006.
217. Chiu K.F. The control of film stress using ionized magnetron sputter deposition / Chiu K.F., Barber Z.H., Somekh R.E. // Thin Solid Films. – 1999. – V. 343-344. – P. 39-42.
218. Li D. Ionized magnetron sputter deposition of amorphous carbon nitride thin films / Li D., Lopez S., Chung Y.W. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. - 1995. - Vol. 13, № 3. – P. 1063-1066.
219. Ioo I. Low temperature polysilicon deposition by ionized magnetron sputtering / Ioo I. // J. Vac. Sci. Technol. A. - 2000. - Vol. 18, № 4. – P. 2006-2011.
220. Onuki I. Study on step coverage and (111) preferred orientation of aluminium film deposited by a new switching bias sputtering method / Onuki I., Nihei M. et al. // Appl. Phys. Lett. – 1988. – Vol. 15, № 11. – P. 968-970.
221. Window B. Ion-assisting magnetron sources: Principles and uses / B.Window, N.Savvides // J.Vac.Sci.Technol. A. – 1990. - V8. – P. 1277.
222. Musil J. Ion-assisted sputtering of TiN films / J.Musil, S.Kadlec, V.Valvoda, R.Kuzel,Jr., R.Cerny / Surf.Coat.Technol. – 1990. – V. 43/44. - P. 259-269
223. Musil J. Unbalanced magnetrons and new sputtering systems with enhanced plasma ionization / J.Musil, S.Kadlec, W.-D.Munz // J.Vac.Sci.Technol. A – 1991. - V. 9(3). – P. 1171-1177.
224. Sproul W.D. Ion-assisted deposition in unbalanced-magnetron sputtering systems / W.D.Sproul // Materials Science and Engineering A . – 1993. - V.163. – P. 187-192.
225. Musil J. Effect of ion bombardment on properties of hard reactively sputtered single-phase films / J.Musil, H.Polakova, J.Šůna, and J.Vlček // Surf.Coat.Technol. – 2004. - V. 177-178, P. 289-298.

226. Musil J. The role of energy in formation of sputtered nanocomposite films / J.Musil, J.Šůna // Materials Science Forum – 2005. - V. 502. – P. 291-296.
227. Musil J. Role of energy in low-temperature high-rate formation of hydrophilic TiO₂ thin films using pulsed magnetron sputtering / J.Musil, J.Šicha, D.Heřman, R.Čerstvy // J. Vac. Sci. Technol. A. – 2007. - V.25(4). – P. 666-674.
228. Helmersson U. Ionized physical vapor deposition (IPVD) / U.Helmersson, M.Lattemann, J.Bohlmark, A.P.Ehiasaran / A review of technology and applications, Thin Solid Films. – 2006. - V.513 (1-2). –P. 1-24.
229. Ивановский Г.Ф. Плазменная обработка материалов / Ивановский Г.Ф., Петров А.П. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 218 с.
230. Петров В.И. Влияние степени зарядовой нейтрализации на электрофизические параметры / Петров В.И., Ивановский Г.Ф., Маишев Ю.П. // ПТП. Сер. "Микроэлектроника". - 1975. - Т. 3, № 1 (41). - С. 66-71.
231. Ляпин Е.А. Современное состояние исследований ускорителей с анодным слоем. В сб. Ионные инжекторы и плазменные ускорители / Ляпин Е.А., Семенкин А.В. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - С. 20.
232. Dudin S.V. Probe Measurements in Ion-Beam Plasma / S.V. Dudin // 21st IEEE International Conference on Plasma Science. USA, Santa Fe. Conference Record-Abstracts. - 1994. - P. 179-180.
233. Дудин С.В. Исследование ионно-пучковой плазмы в системе ионно-лучевого напыления / Дудин С.В. // В сб. матер. IV международной конференции по физике и технологии тонких пленок. Ивано-Франковск. - 1993. - С. 170.
234. Дудин С.В. Исследование ионно-пучковой плазмы, создаваемой широким потоком ионов низкой энергии // Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н. Харьков, Госуниверситет, физико-технический факультет. - 1994. - 123 с.
235. Dudin S.V. On the simultaneous extraction of positive ions and electrons from single-grid ICP source / S.V.Dudin, D.V.Rafalskyi. // Europhysics Letters. – 2009. – V88, №5. – P. 55002.

236. Дудин С. В. Закономерности формирования пучка ионов низкой энергии при помощи односеточной ионно-оптической системы / Дудин С. В., Рафальский Д.В. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2009. – №6.
237. Голант В.Е. Основы физики плазмы / Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. - М.: Атомиздат. – 1977. - 384 с.
238. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа / Смирнов Б.М. – М.: Наука, 1985.
239. Цендин Л.Д. Нелокальная электронная кинетика в газоразрядной плазме / Цендин Л.Д. // УФН. – 2010. – Т. 180, № 2. – С. 139-164.
240. Лисовский В.А. Модифицированный закон Пашена для зажигания тлеющего разряда в инертных газах / Лисовский В.А., Яковин С.Д. // ЖТФ. – 2000. – Т. 70, № 6. – С. 58 – 62.
241. АС № 1570549 СССР от 02.08.1990. Патент РФ № 1570549 от 28.06.1993. Патент Украины № 2426 от 15.02.1994. Высокочастотный источник ионов / Будянский А.М., Зыков А.В., Фареник В.И.
242. Патент України на корисну модель № 42072 МПК (2009) H01J27/16 від 25.05.2009. Енергоефективне джерело іонів / Дудін С.В., Зиков О.В., Рафальський Д.В.
243. А.С. СССР №1573896 от 22.02.90 г. Устройство для плазмохимического травления материалов / Будянский А.М., Фареник В.И. и др. - Заявка №43516008 приоритет от 28.12.1987 г.
244. А.С. СССР №1653484 от 01.02.91 г. Способ плазмохимического удаления пленок фоторезиста / Будянский А.М. и др. - Заявка №4750949 приоритет от 23.10.1989 г.
245. Маишев Ю.П. Исследование высокочастотного индукционного разряда низкого давления для создания широкоапертурных источников ионов с высокой однородностью тока пучка / Маишев Ю.П., Фареник В.И., Дудин С.В., Будянский А.М., Зыков А.В., Положий К. И., Данилов Н.Г. // Труды ФТИРАН. – 1999. - Т. 15. - С.33-59.

246. Валиев К.А. Физические принципы формирования пучков ионов химически активных газов в источниках ионов, предназначенных для травления и нанесения пленок / К.А. Валиев, Л.В. Великов, Ю.П. Маишев, Ю.П. Терентьев // Труды ФТИРАН. – 1999. – Т. 15. - С. 18-26.
247. Валиев К.А. Прецизионное селективное травление пленок SiO_2 и Si_3N_4 пучками ионов химически активных газов / К.А. Валиев, Л.В. Великов, Ю.П.Маишев // Труды ФТИРАН. – 1999. – Т. 15. - С. 3-17.
248. Fukui H. Determination of the Basic Device Parameters of a GaAs / H. Fukui // MOSFET. J. The Bell System Technical. - 1979, March. - Vol. 58, № 3.
249. Dubovik A. Structure and fluorescence of ZnWO_4 films prepared by ion beam sputtering / A. Dubovik, A. Fedorov, K. Katrunov, A. Lebedynskiy, G. Onischenko, S. Yakovin, A. Zykov. // Functional Materials. – 2012. - V. 19, №1. - P. 84-87.
250. Dubovik A. Optical properties and structure of ZnWO_4 films prepared by ion beam sputtering / A.M. Dubovik, A.G. Fedorov, K.A. Katrunov, A.M. Lebedynskiy, D.S. Sofronov, I.A. Tupitsyna, S.D. Yakovin, A.V. Zykov, Y.V. Zorenko // □Mehtapress. J.Phy.Ast. – 2012. - V. 1. - P. 56-59.
251. Zykova A. Surface modification of tantalum pentoxide coatings deposited by magnetron sputtering and correlation with cell adhesion and proliferation in in vitro tests / A. Zykova, V. Safonov, A. Goltsev, T. Dubrava, I. Rossokha, N. Donkov, S. Yakovin, D. Kolesnikov, I. Goncharov and V. Georgieva. // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. - V. 700. - P. 012027.
252. Donkov N. Comparative analysis of electrophysical properties of ceramic tantalum pentoxide coatings, deposited by electron beam evaporation and magnetron sputtering methods / N. Donkov, E. Mateev, V. Safonov, A. Zykova, S. Yakovin, D. Kolesnikov, I. Sudzhanskaya, I. Goncharov and V. Georgieva. // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. - V. 558. - P. 012036.
253. Dudin S.V. Experimental research of ICP reactor for plasma-chemical etching / S.V. Dudin, A.V.Zykov, A.N.Dahov, V.I.Farenik. // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics.- 2006. - № 6. - P. 189-191.

254. Walkowicz J. Oxygen activation effect on reactive magnetron synthesis of alumina coatings / Walkowicz J., Zykov A.V., Dudin S.V., Yakovin S.D. // Problems of atomic science and technology // Series Plasma physics. – 2007. - № 1. - P. 194-196.
255. Зиков О.В. Синтез діелектричних сполук на базі магнетрону постійного струму / О.В.Зиков, С.Д.Яковін, С.В.Дудін. // Фізична інженерія поверхні. – 2009. - Т. 7, № 3. - С. 195-203.
256. Yakovin S. Integral cluster set-up for complex compound composites syntesis / S. Yakovin, S. Dudin, A. Zykov, V. Farenik // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. – 2011. - № 1. - P. 152-154.
257. Yakovin S. Technological aprobation of integral cluster set-up for complex compound composites syntesis / S. Yakovin, S. Dudin, A. Zykov, A. Shyshkov, V. Farenik // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. – 2012. - № 6. - P. 220-222.
258. Yakovin S. Double magnetron cluster set-up for synthesis of micro and nano structure coatings / S. Yakovin, A. Zykov, S. Dudin, M. Sergiec, V. Farenik// Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. – 2015. - №1. - P. 187-189.
259. Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. Особенности зарядовой и токовой нейтрализации ионных пучков низких энергий/ Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. // В сб. Тез. докл. II межотраслевого научно-технич. семинара "Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике". Харьков. - 1991. - С. 34-35.
260. Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. Экспериментальное исследование ионно-пучковой плазмы. Препринт НФТЦ. 1993. Харьков. 26 с.
261. Dudin S.V. Transport and Neutralization of Low Energy Ion Beams in Technological Systems / S.V. Dudin, A.V. Zykov, V.I. Farenik // Proceedings of International Conference "Physics in Ukraine". Kiev. - 1993. - P. 86.

262. Dudin S.V. Probe Measurements in Ion-Beam Plasma / S.V. Dudin // 21st IEEE International Conference on Plasma Science. Conference Record-Abstracts. Santa Fe, USA. – 1994. - P. 179-180.
263. Будянский А.М. Зондовый контроль процессов вакуумно-плазменного травления в технологии микроэлектроники / Будянский А.М., Зыков А.В., Фареник В.И. // Вісник Харківського університету. № 433. Серія фізична "Ядра, частини, поля". – 1999. - №2. - С. 87-96.
264. Маишев Ю.П. Специфика диагностики параметров плазмы электрическими зондами в процессах ионно-лучевого и плазмохимического травления / Маишев Ю.П., Фареник В.И., Дудин С.В., Будянский А. М., Зыков А.В. // Труды ФТИРАН. – 1999. - Т. 15. - С.86-95.
265. АС № 15808562 СССР от 22.03.1990. Патент РФ № 15808562 от 28.06.1993. Способ обработки диэлектрических мишеней в вакууме / Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Качанов Ю.А., Фареник В.И., Юнаков Н.Н.