

ПОЛУЧЕНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННЫХ ПУЧКОВ МАЛЫХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

В.И. Фареник

Научный физико-технологический центр МОН и НАН Украины (Харьков)

Украина

Поступила в редакцию 10.02.2005

В настоящей работе проведен обзор экспериментальных исследований ионно-пучковой плазмы, возникающей в пространстве транспортировки широкого интенсивного ионного пучка низкой энергии при условиях, характерных для технологических систем ионно-лучевого травления. Описаны эксперименты, в которых доказана определяющая роль γ -эмиссии с поверхности мишени в механизме автокомпенсации пучка. Приведены зависимости температуры нейтрализующих электронов и потенциала ионно-пучковой плазмы от параметров системы в различных режимах нейтрализации при использовании атомарных и молекулярных рабочих газов, а также при наличии катода-нейтрализатора. Описана динамика функции распределения электронов ионно-пучковой плазмы по энергиям, ее угловая зависимость, принципиальное различие вида функции распределения электронов по энергиям при наличии и в отсутствие термо-катода. Рассмотрен вопрос влияния типа ионного источника на общие закономерности процесса нейтрализации. Изучено влияние термоэлектронной эмиссии на нейтрализацию широкого интенсивного ионного пучка низкой энергии. Описан способ ионно-лучевой обработки диэлектрических поверхностей, позволяющий управлять потенциалом поверхности и обеспечивающий возможность оперативного контроля момента окончания травления диэлектрика.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ионные пучки (ИП) широко используются как в фундаментальных научных исследованиях, так и в разнообразных технологических приложениях. Область их применения весьма обширна: накачка энергии в термоядерные реакторы, ионные пучки в ускорителях заряженных частиц, электро-реактивные двигатели, ионные микрозонды, ионно-лучевая литография, имплантация, травление поверхностей твердых тел, осаждение тонких пленок, сварка в вакууме и т.д. [1 – 5], причем в последние годы происходит быстрое смещение приоритетов в использовании ИП в сторону промышленных технологий. Многообразие технологических применений ИП обусловлено их уникальными возможностями по транспортировке и концентрации в вакууме энергии (ионно-лучевая сварка), импульса (катодное распыление) и вещества (осаждение из ИП, ионная имплантация) [1, 2].

В ионно-плазменных технологических системах травления и нанесения пленок широко используют пучки большого сечения (до

500 см²), которые распространяются на расстоянии до 50 см ($L/d \sim 1$, где L – длина пучка, d – его диаметр). Такие пучки будем называть широкоапертурными или *широкими* в отличие от *фокусированных* пучков ($L/d \gg 1$), которые, в основном, применяются в ядерных исследованиях, ионном зондировании, ионно-лучевой литографии.

В отдельную группу выделяются интенсивные пучки ионов, т.е. пучки, на распространение которых оказывает существенное влияние собственный объемный заряд. В зависимости от геометрии ИП это влияние может приводить к различным последствиям: при транспортировке фокусированного пучка эффект собственного объемного заряда проявляется в радиальном расталкивании частиц, т.е. приводит к его дефокусировке; если пучок широкий, то основным эффектом становится торможение ионов, поступающих из ионного источника (ИИ), вплоть до самозапирания пучка. В этом случае распространение ИП невозможно без нейтрализации (компенсации) его положительного объемного заряда электронами, вводимыми в систему извне [6,

7, 8], либо появляющимися в результате столкновительных процессов в пространстве транспортировки ИП, заполненном нейтральным газом при давлении $p \geq 10^{-5}$ Тор, что составляет сущность явления, получившего название газовой компенсации или автокомпенсации [9]. В результате автокомпенсации в пространстве транспортировки ИП образуется специфическое квазинейтральное плазменно-пучковое образование, получившее название *ионно-пучковая плазма* (ИПП), сбрасывающая электрические поля к границам пучка и понижающая потенциал пространства до сравнительно низких величин [9].

Следует различать *зарядовую* и *токовую* компенсацию ИП. Последняя необходима в том случае, когда ИП попадает на диэлектрическую мишень, и, во избежание запираания пучка поверхностным зарядом, ионный ток должен быть скомпенсирован равным ему по величине электронным током.

Вопросу нейтрализации интенсивных ИП посвящен ряд работ [9 – 17], и к настоящему времени накоплено значительное количество экспериментальных и теоретических результатов в данной области. В большей части из этих работ исследуется случай фокусированного ИП достаточно *высокой энергии* ($E_b > 10$ кэВ), когда нейтрализация происходит за счет ионизации газа в пространстве транспортировки непосредственно пучком ионов.

В то же время, для современных *технологий* травления особый интерес представляет диапазон *низких энергий* ($E_b < 3$ кэВ), причем в микроэлектронике наблюдается тенденция к снижению энергии ИП до $E_b < 50$ эВ, особенно в связи с требованиями минимальных радиационных повреждений обрабатываемой поверхности [19]. При такой энергии менее эффективными становятся процессы ионизации остаточного газа и нагрева электронов непосредственно пучком ионов, которые рассматриваются в работах [9, 11, 13] в качестве основных.

Несмотря на широкое использование ИП в промышленности, механизм процесса нейтрализации при низких энергиях пучка до сих пор изучен недостаточно для решения ряда

прикладных задач. Актуальность исследования этого вопроса определяется тем, что ИПП, 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. При конструировании технологических систем этот фактор обычно учитывается в недостаточной степени. Между тем, физические процессы, происходящие в ИПП, оказывают существенное влияние как на работу источника ионов [22], так и на результат технологической операции [23], и для рациональной организации технологического процесса необходимо понимание механизмов формирования параметров ИПП.

Возможность управления параметрами ИПП позволяет оптимизировать процесс травления тонких пленок как по пробоям, так и по зарядовому состоянию [21, 24], что особенно важно при формировании подзатворных диэлектриков в МОП транзисторах [21]. Возможность управления температурой электронов и их функцией распределения по энергиям важна при ионно-химической обработке, когда в ИПП происходит образование свободных радикалов и других химически активных частиц, причем сечения этих процессов сильно зависят от энергии электронов. От соотношения потоков ионов и свободных радикалов на обрабатываемую поверхность зависят основные характеристики травления: скорость, селективность, анизотропия [25], что позволяет целенаправленно управлять ими путем управления параметрами ИПП. Имеются также данные о существенной роли электронной бомбардировки при травлении и осаждении тонких пленок [28, 29]. Использование при ионно-лучевом травлении (ИЛТ) катода-нейтрализатора под различными потенциалами относительно мишени позволяет управлять энергетикой и током бомбардирующих поверхность частиц, а, следовательно, и ходом технологического процесса. Кроме того, чувствительность ИПП к граничным условиям позволяет создавать эффективные ме-

тодики оперативного контроля ионно-лучевых технологических процессов [24, 30, 31].

Таким образом, нейтрализация ИП является одним из ключевых вопросов ионно-пучковой технологии, причем в условиях, характерных для технологических систем ионно-лучевого травления и напыления, наиболее актуальной задачей 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; потоков частиц из ИПП на обрабатываемую поверхность. Целью настоящей работы является обзор таких исследований [31 – 60], систематически проводимых, начиная с 1980 г., в НИИ Вакуумной техники им. Векшинского (г. Москва), Харьковском государственном университете и в Научном физико-технологическом центре Министерства образования и НАН Украины (г. Харьков). Было бы неразумно пытаться изложить полностью результаты различных работ в одной статье, поэтому при отборе материала мы старались выделить наиболее общие закономерности, минимально опираясь на специфику конкретных экспериментальных устройств.

Важно отметить, что проблематика нейтрализации широких пучков ионов низкой энергии относительно нова. Достаточно сказать, что в работе [10] (1972 г.), содержащей обзор известных к тому времени ионных источников, не приведено ни одного ИИ с диаметром пучка больше 3 см и энергией ниже 3 кэВ. В то же время в обзоре 1992 г. [19] в качестве главного перспективного направления развития технологии производства СБИС названо создание ИП диаметром более 200 мм и энергией $20 \div 50$ эВ. Подтверждением растущего интереса к этой тематике явилось появление в последние годы отдельных публикаций [6 – 8, 14 – 17]. Подробный анализ результатов этих работ не включен в настоящий обзор, поскольку в них исследуются лишь некоторые явления, происходящие в ИПП, без учета всей совокупности и самосогласованного характера происходящих там процессов, что не поз-

воляет получить систематического представления о физике процесса нейтрализации.

Отметим, что процессы получения и транспортировки интенсивных ИП часто сопровождаются коллективными эффектами, связанными с развитием в плазме разрядных и ускоряющих зон двухступенчатых или в ускоряющих – одноступенчатых источников ионов неустойчивостей, в ионно-пучковой плазме транспортировки пучка, зоны сопровождающихся генерацией колебаний на характерных частотах и изменением движения частиц в неоднородном и фазовом пространствах [18]. В настоящем обзоре мы конемся этих вопросов только в той части, которая касается конкретных экспериментальных и технологических устройств, изученных в свое время автором.

Из всего многообразия ионных источников (ИИ) различных типов и параметров создаваемых ими ионных пучков в отдельную группу выделяются системы, используемые в технологии микроэлектроники. Это происходит в силу высоких требований к качеству продукции, сложности технологии и наличия ряда специфических требований, предъявляемых к параметрам ИП [3, 4, 19, 20]. Диапазон параметров современных технологических устройств ионно-лучевого травления (ИЛТ) и реактивного ионно-лучевого травления (РИЛТ), используемых при производстве изделий микроэлектроники, можно определить следующим образом [19, 21]:

Энергия ионов пучка ограничена сверху значением порядка $0,5 \div 3$ кэВ во избежание возникновения радиационных повреждений в обрабатываемых изделиях, при этом должна обеспечиваться заданная средняя энергия пучка с минимальным разбросом.

Плотность тока ИП для достижения приемлемой производительности должна быть не ниже $0,5 \div 1$ мА/см², тогда как повышение плотности тока до значений, превосходящих 10 мА/см², наталкивается на проблемы тепловых повреждений.

Давление газа в пространстве транспортировки ИП не должно превышать 10^{-3} Торр, поскольку при более высоких давлениях значительная часть ионов пучка рассеивается в столкновениях с атомами газа и не достигает мишени.

Диаметр пучка определяется диаметром обрабатываемых пластин и составляет $100 \div 250$ мм (наблюдается тенденция к повышению диаметра подложек, используемых в промышленности).

Длина пучка обычно определяется конструктивными особенностями используемых установок и составляет $10 \div 50$ см.

Такие пучки должны иметь высокую однородность своих параметров по сечению (до нескольких процентов), относительно небольшой угол разлета ($\leq 10^\circ$), стабильные или управляемые временные и пространственные характеристики.

Перечисленным выше требованиям наиболее отвечают источники ионов на основе разрядов в скрещенных электрическом E и магнитном H полях, что и определило, в основном, выбор параметров и конструкций описанных в настоящей работе экспериментальных и технологических устройств.

ИСТОЧНИКИ С ИОНООБРАЗУЮЩИМИ СТУПЕНЯМИ В ЕНН ПОЛЯХ

Изучение стационарных характеристик и устойчивости во времени параметров плазмы технологических разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях проводились в экспериментальных устройствах типа модифицированной ячейки Пеннинга и цилиндрического диода, схемы которых приведены на рис. 1 и 2.

Результаты этих исследований, изложенных в работах [32 – 36], показывают следующее.

1. Экспериментальные устройства являются адекватными физическими моделями ион-

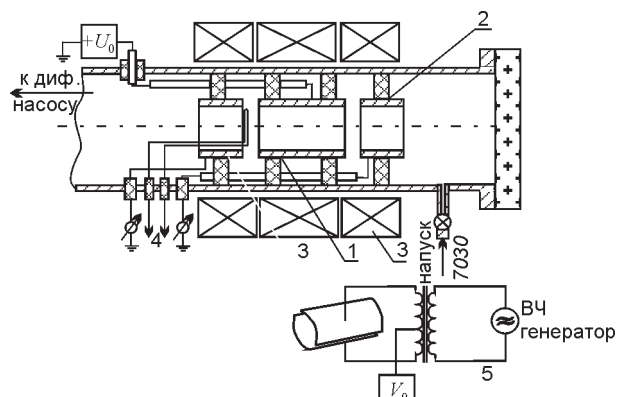


Рис. 1. Схема ячейки Пеннинга. 1 – анод, 2 – катод (отражательный электрод), 3 – катушки магнитного поля, 4 – накаливаемый катод, 5 – схема подключения высокочастотного генератора.

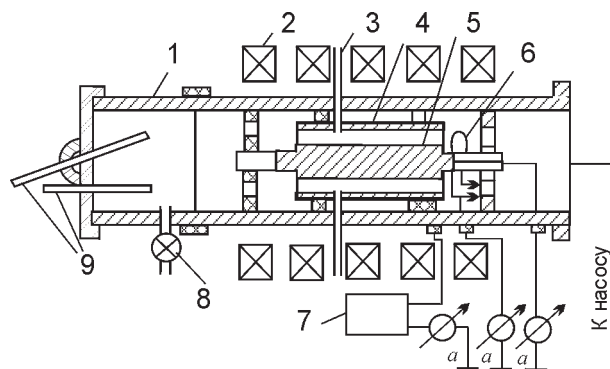


Рис. 2. Схема цилиндрического диода. 1 – вакуумная камера, 2 – катушки магнитного поля, 3 – радиальные зонды, 4 – анод, 5 – центральный электрод, 6 – накаливаемый катод, 7 – блок анодного питания, 8 – вентиль тонкой регулировки давления, 9 – осевые зонды.

ных источников холловского типа, в которых из-за конструктивных особенностей такого рода измерения проводить затруднительно.

2. Обнаружены неустойчивости плазмы разрядов в скрещенных полях на характерных частотах колебаний ионной и электронной компонент. Установлены механизмы, отвечающие за раскачку неустойчивостей, основным результатом которых являются уширение энергетического спектра ионного пучка, пространственная и временная нестабильности ионного тока.

3. Показаны условия, при которых неустойчивости могут быть подавлены практически полностью, предложены механизмы и конструктивные решения реализации этих условий.

4. Сделан вывод о том, что, с целью повышения управляемости параметрами ионного пучка и исключения влияния неустойчивостей разрядной плазмы на эти параметры, предпочтительнее использовать двухступенчатые источники с разделенными зонами ионообразования и ускорения.

С учетом вышеизложенного была проведена разработка серии двухступенчатых ионных источников на базе серийного источника с накаливаемым катодом «Луч» [37], широко использовавшегося в ионно-плазменных технологиях микроэлектроники. Схема источника приведена на рис. 3.

Разрядное устройство имеет следующие геометрические размеры: ширина щели в извлекающем электроде (6) – 3 мм, средний

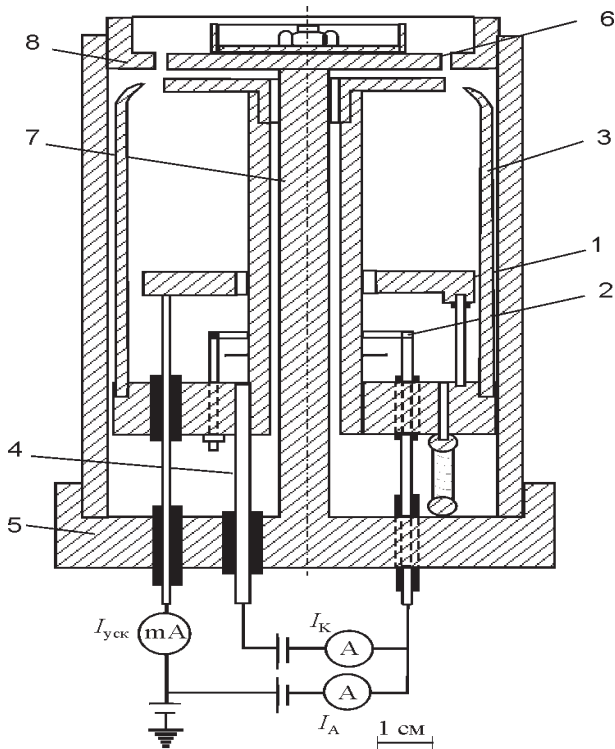


Рис. 3. Схема базового двухступенчатого источника ионов с накаливаемым катодом "Луч". 1 – анод, 2 – накаливаемый катод, 3 – разрядная камера, 4 – трубка напуска газа, 5 – фланец, 6 – ускоряющий электрод, 7 – стержень, 8 – магнитопровод.

диаметр щели – 52 мм, внешний диаметр анода (1) – 57 мм, внутренний диаметр анода – 30 мм, диаметр петли накаливаемого катода (2) – 22 мм. Анод выполнен в виде полого кольца из нержавеющей стали и охлаждается проточной водой. Катод изготавливался из вольфрамовой проволоки диаметром 2 мм. Катушка магнитного поля и магнитопровод (8) формируют в щели ускоряющего электрода (6) радиальное магнитное поле с максимальной напряженностью 1200 эрстед. Внутри разрядной камеры (5) магнитное поле имеет продольную составляющую, которая возрастает по направлению от ускоряющего электрода на катод. В плоскости катода максимальная напряженность продольного магнитного поля достигает 400 эрстед.

Ускоряющее напряжение изменялось от 0 до 3 кВ. Дуговое напряжение от 0 до 100 В. Ток накала катода варьировался от 130 до 170 ампер. Ток ионного пучка достигал 50 миллиампер. Напуск газа осуществляется со стороны катода. В ходе экспериментов давление в вакуумной камере изменялось от $3 \cdot 10^{-5}$ до

$24 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст В качестве рабочего газа использовался аргон.

Наряду с рядом преимуществ (например, низкое разрядное напряжение на ионообразующей ступени, простота создания такого разряда, высокая степень ионизации) такого типа источники ионов имеют общий недостаток – накаливаемый катод. Это уменьшает их рабочий ресурс, ограничивает класс рабочих веществ.

ИСТОЧНИК С ИОННООБРАЗУЮЩЕЙ СТУПЕНЬЮ В ВИДЕ ОБРАЩЕННОГО МАГНЕТРОНА [38]

Первая модификация серийного источника ставила целью, кроме упомянутых выше, исключить использование накаливаемого катода в разрядной ступени.

Используя элементную базу источника "Луч" была создана конструкция источника с "холодной" ионообразующей ступенью в виде магнетронного диода, аналогичного представленному на рис. 2.

Схема источника приведена на рис. 4. Цилиндрический анод (1) крепится на диске, который закрывается отражательным электродом (2), находящимся под потенциалом разрядной камеры. На анод подавался положительный относительно разрядной камеры потенциал. Как видно, первая ступень представляет собой обращенный магнетрон с сильно неоднородным магнитным полем. Ускоряющая ступень источника такая же, как в базовом.

Эксперименты, проведенные в данном источнике, показали следующее:

- самостоятельный разряд в ионообразующей ступени возникает при определенном соотношении анодного напряжения и напряженности магнитного поля, как и в работе [32] при токе накала равном нулю, и существует в широком диапазоне изменения внешних параметров при относительно низких давлениях рабочих газов $P \sim 10^{-5}$ торр;

- при определенном соотношении U_a, H и P возникает разряд во второй ускоряющей ступени, которая в этих условиях функционирует как одноступенчатый холловский ускоритель (см. рис. 7б), при этом общий ток ионов возрастает;

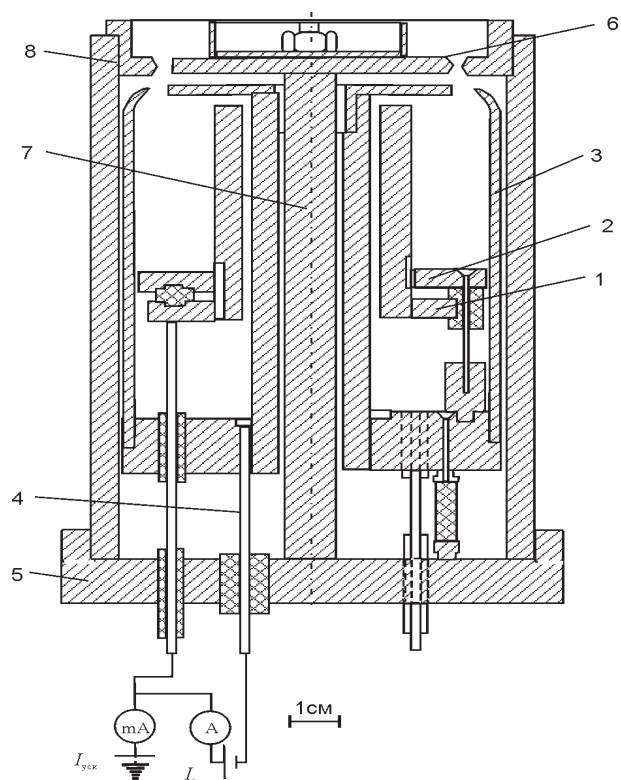


Рис. 4. Устройство источника ионов с ионообразующей ступенью в виде обращенного магнетрона. 1 – анод, 2 – отражательный диск, 3 – разрядная камера, 4 – трубка напуска газа, 5 – фланец, 6 – ускоряющий электрод, 7 – стержень, 8 – магнитопровод.

– в случае возникновения разряда во второй ступени энергетический спектр ионов содержит две группы ионов, рождающихся в первой и второй ступенях;

– возможен выбор внешних параметров источника, при котором отсутствуют пульсации тока, энергетический спектр – “однопучковый”;

– поперечный профиль пучка – в основном трубчатый

ИСТОЧНИК С ИОНООБРАЗУЮЩЕЙ СТУПЕНЬЮ В ВИДЕ МАГНЕТРОНА С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ АНОДОМ

В источнике, схема которого представлена на рис. 5, решалась задача увеличения тока пучка и создания относительно равномерного распределения интенсивности тока по диаметру ионного потока. Для достижения этой цели была увеличена прозрачность ускоряющего электрода (3), что позволило увеличить ток ионов почти в пять раз. Изучение профилей ионного потока из источника в сборе

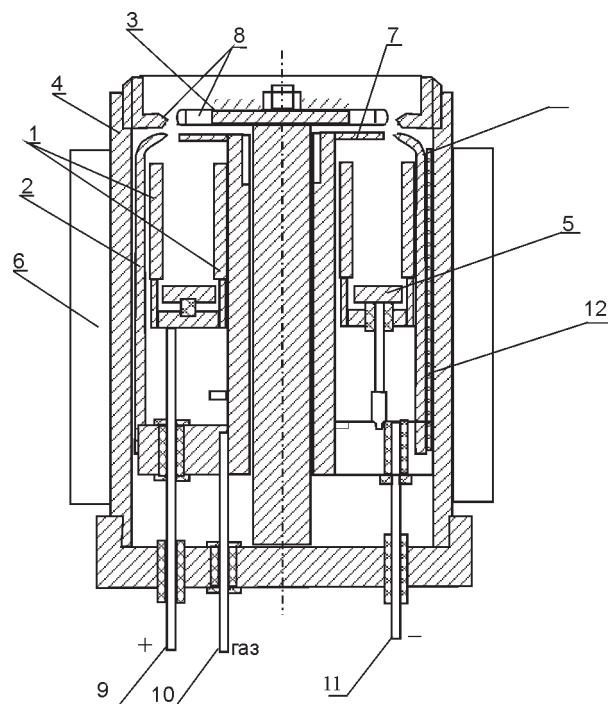


Рис. 5. Двухступенчатый ионный источник с первой ступенью в виде обращенного магнетрона с дополнительным анодом. 1 – анод, 2 – разрядная камера, 3 – ускоряющий электрод, 4 – магнитопровод, 5 – катод, 6 – соленоид, 7 – верхний электрод, 8 – отверстия в ускоряющем электроде и ускоряющая щель, 9, 11 – электрические вводы, 10 – трубка напуска газа.

и со снятой ускоряющей системой показало, что причина их неоднородности заложена в ионообразующей ступени.

Рассчитанная математическая модель транспортировки ионного пучка через систему отверстий в ускоряющем электроде (8) и верхнем электроде магнетрона (7) с учетом наличия поперечных направлению движения пучка скоростей ионов и проведенные эксперименты позволили получить однородность распределения ионной интенсивности не хуже 5% на двух третях диаметра пучка. Например, для удовлетворительной бездефектной обработки кремниевых пластин диаметром 60 и 100 мм диаметр выходного канала источника должен быть 90 и 150 мм, соответственно.

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ИСТОЧНИК ИОНОВ [39]

Приведенная в выше конструкция двухступенчатого источника ионов позволила получать однородные профили травления пластин

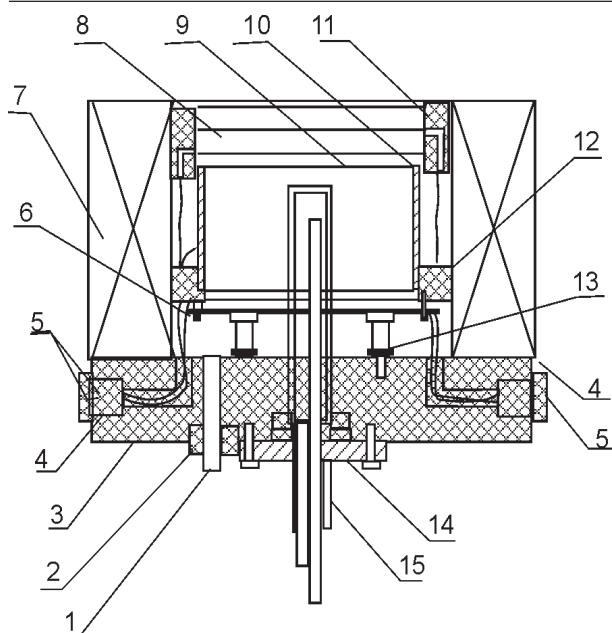


Рис. 6. Схема модифицированного источника ионов с регулируемым профилем ионного тока. 1 – трубка напуска газа, 3 – фланец, 4, 2, 14 – уплотнения, 5 – электрические вводы, 6 – катод, 7 – соленоид, 8 – ускоряющий электрод, 9 – верхний катод, 10 – анод, 11, 12, 13 – держатель электродов, 15 – дополнительный электрод.

с помощью применения электродов с переменной по поверхности прозрачностью.

Возможен другой вариант регулировки профиля плотности ионного тока путем оперативного изменения профиля ионного потока, выходящего из ионообразующей ступени. Эксперименты, проведенные в ячейке Пеннинга и цилиндрическом диоде, показали, что, вводя внутрь разряда дополнительный электрод, изменяя его длину в разряде и потенциал, приложенный к нему, можно регулировать профиль ионного потока, выходящего из источника вдоль его оси.

Схема источника с ионообразующей ступенью в виде ячейки Пеннинга с дополнительным электродом приведена на рис. 6. Эта конструкция отличается от описанных выше тем, что центральный электрод мог перемещаться вдоль оси устройства. Кроме этого, была обеспечена возможность, произвольно изменять потенциалы на всех электродах независимо друг от друга.

Ускоряющий электрод и верхний катод первой ступени были сделаны из сетки из нержавеющей стали, прозрачность которой со-

ставляла величину приблизительно равную 60%. Такое конструктивное изменение электродов было предпринято для того, чтобы увеличить ионный ток пучка, который при применении электродов с системой отверстий был значительно меньше.

Во всех экспериментах рабочим газом служил четырехфтористый углерод CF_4 .

ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННЫХ ПУЧКОВ

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОЦЕССА НЕЙТРАЛИЗАЦИИ.

Прежде чем обсуждать особенности нейтрализации ИП в различных системах, отметим некоторые общие закономерности, в равной степени характерные для всех описываемых систем.

На формирование параметров ИПП 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, например, односеточный ВЧ источник [40] автоматически обеспечивает токовую компенсацию ИП, т.е. сам служит источником электронов, ток которых равен току ИП. Известны другие конструкции, создающие одновременно электронный и ионный пучки [44, 45]. Ионные источники холловского типа УЗДП и “Радикал-М” [41] наоборот могут служить 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 [43]. Двухсеточная ионно-оптическая система ВЧИ источника ионов (рис. 7а) 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).

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 исключения взаимовлияния ИИ и ИП в установку может быть введена экранирующая (антидинаatronная) сетка 7 (рис. 7б). При этом граница пространства транспортировки ИП эквипотенциальна и условия стока электронов везде одинаковы, что позволяет полностью абстрагироваться от типа ИИ и процессов, происходящих в нем. Такую систему назовем *закрытой* (для обеспечения эквипотенциальности границ также нужно экранировать откачное отверстие, диэлектрические поверхности и т.п.).

Качественный вид продольного распределения потенциала в открытой и закрытой системах показан на рис. 7. При отсутствии экранирующей сетки потенциал плазмы в открытой системе, при прочих равных условиях, выше чем в закрытой вследствие стока нейтрализующих электронов в ИИ (рис. 7б). Радиальное распределение потенциала в объеме транспортировки, согласно результатам зондовых измерений имеет вид, изображенный

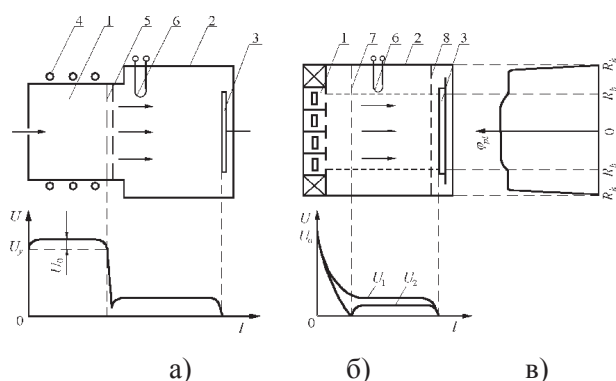


Рис. 7. Принципиальные схемы ионно-плазменных технологических систем с двухступенчатым источником ионов на основе ВЧИ разряда (а), с ускорителем ионов с анодным слоем типа “Радикал-М” (б) и соответствующие качественные распределения потенциалов вдоль пучка ионов (U_1 – без экранирующей сетки; U_2 – с экранирующей сеткой) и по радиусу пучка (в). 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 – антидинаatronная сетка, R_k – радиус камеры; R_b – радиус пучка.

на рис. 7. Характерно существование практически постоянного значения потенциала в пределах геометрических границ пучка (параметры ИП однородны по поперечному сечению с точностью 10%). Более того, в рассматриваемом диапазоне давлений ($p = 10^{-5} \div 10^{-3}$ Тор), как правило, реализовывалось распределение потенциала с плоским дном потенциальной ямы. Все падение потенциала сосредоточено в узком пристеночном слое.

Наряду с бесстолкновительностью плазмы (длина свободного пробега заряженных частиц превышает размеры камеры), указанная форма потенциальной ямы позволяет сделать вывод, что любому запертому электрону доступно все пространство, занятое пучком, благодаря чему электронный газ можно охарактеризовать единым значением температуры (видом функции распределения), не указывая точку измерения. Факт независимости этих параметров от пространственных координат подтвержден экспериментально [47, 48, 60].

Значение потенциала ионно-пучковой плазмы, т.е. установившаяся равновесная глубина потенциальной ямы для электронов, наряду с зависимостью от характера стока электронов на внешние электроды существенно зависит от механизма генерации нейтрализующих электронов. Так, в случае высокоэнергетичных ИП (энергия ионов – десятки кэВ) основной вклад в процессы ионизации остаточного газа и нагрева электронов вносят не посредством ионы пучка [9, 11, 13]. При автокомпенсации ионного пучка низкой энергии доминирующую роль в процессах формирования ионно-пучковой плазмы играют выбиваемые пучком из мишени γ -электроны. Это доказывают результаты работ [26, 46], в которых был использован наиболее простой способ управления потоком γ -электронов с мишени экранировкой его металлической сеткой высокой прозрачности, установленной в непосредственной близости к поверхности мишени. На рис. 8, взятом из работы [26] приведены зависимости тока на мишень, являющегося суммой собственно тока пучка на мишень и тока γ -электронов с мишени, и потенциала ионно-пучковой плаз-

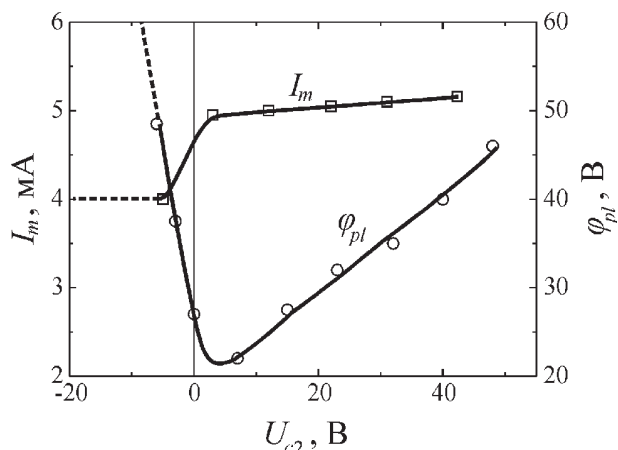


Рис. 8. Зависимости тока на мишень I_m и потенциала ионно-пучковой плазмы φ_{pl} от потенциала антидинаatronной сетки U_{c2}

мы от потенциала антидинаatronной сетки, полученные для открытой системы. При приближении к значению φ_{pl} (рассматриваем область $U_{c2} > 0$) сетка становится дополнительным эффективным стоком для захваченных электронов и потенциал плазмы φ_{pl} начинает возрастать, увеличивая энергию γ -электронов и, соответственно, скорость ионизации ими газа, согласовывая тем самым сток электронов со скоростью их появления. В области $U_{c2} < 0$ 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 $U_{c2} \approx -10$ В ток γ -электронов в объем практически отсутствует, и наступает полная раскомпенсация пучка, что влечет за собой срыв устойчивой работы источника ионов.

Перейдем теперь к обсуждению результатов измерения параметров ИПП в закрытой и открытой системах.

ТЕХНИКА И УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Приведенные ниже экспериментальные результаты были получены авторами в разное время на различных экспериментальных установках и опубликованы в статьях и докладах с описанием необходимых деталей конструкции устройств, методов диагностики, параметров ИПП и т.п. При подготовке данной ста-

ты мы стремились прежде всего выделить ключевые эксперименты, систематизировать и обобщить экспериментальные данные. Поэтому здесь опущены многие технические детали, которые можно найти в соответствующих работах, ссылки на которые приведены в конце статьи.

Целью описываемых экспериментов являлось измерение и изучение закономерностей формирования основных параметров ионно-пучковой плазмы при различных условиях появления и ухода нейтрализующих электронов. Эксперименты проводились на установках, оснащенных ИИ различных типов: источник ионов холловского типа “Радикал”, многоканальный источник “Радикал-М”, источники ионов с плазмообразующей ступенью на базе ВЧ разряда индукционного типа с односеточной и двухсеточной ионно-оптическими системами. Принципиальные схемы экспериментальных устройств показаны на рис. 7.

Многоканальный источник ионов типа “Радикал-М” (рис. 7б) [41] формировал слабоборасходящийся пучок ионов рабочего газа. Разрядные ячейки создавали составной пучок с плотностью тока до 2 мА/см^2 и средней энергией ионов $0,3 \div 1 \text{ кэВ}$. Средняя энергия ионов для данного ИИ составляет $(0,3 \div 0,5)eU_a$, где U_a — анодное напряжение ИИ [42]. Напуск рабочего газа (аргон, фреон, воздух и др.) производился через разрядные ячейки источника ионов. Катод-нейтрализатор прямого накала 6 представлял собой петлю из вольфрамовой проволоки диаметром $0,4 \text{ мм}$, длиной 20 мм и был расположен на границе ИП.

Для моделирования различных условий на границе ИП в камере была предусмотрена возможность установки сеток 7 и 8 диаметром 120 мм . Сетка 7, 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 8, установленная в непосредственной близости от мишени, была предназначена для управления величиной потока γ -электронов.

Электрические зонды, введенные в камеру, могли оперативно перемещаться для снятия пространственных распределений параметров ионно-пучковой плазмы без нарушения вакуумных условий.

Ниже приведены основные параметры системы для типичных экспериментальных условий:

ток ИП на мишень, мА $1 \div 10$,
 средняя энергия ионов, кэВ .. $0,3 \div 1$,
 давление газа в камере, Тор ... $5 \cdot 10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-3}$,
 длина системы, см. 17.

На рис. 7а представлена схема установки с *двухступенчатым источником ионов на основе ВЧИ разряда*. Ионно-оптическая система (ИОС) состояла из двух сеток диаметром 10 см и размером ячеек ~ 1 мм, расположенных на расстоянии 3 мм друг от друга. Распределение потенциала в системе изображено на рис. 7. 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).

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 ~ 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, Тор.. $2,4 \cdot 10^{-4} \div 7 \cdot 10^{-4}$,
 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.

Основным инструментом исследования ИПП являлись зондовые методики, позволяющие производить локальные измерения практически всех существенных параметров плазмы в очень широком диапазоне их изменения. Следует отметить, что ИПП является довольно сложным образованием. Она состоит из четырех компонент с принципиально различными свойствами: ионы пучка; γ -электроны, выбитые из мишени в результате ион-электронной эмиссии; медленные ионы, рожденные в результате ионизации и резонансной перезарядки; запертые в потенциальной яме низкоэнергетичные электроны. Этот факт заметно усложняет определение параметров ИПП. Так, в отличие от обычного случая, знание плотности одной из компонент недостаточно для определения плотностей

остальных, даже с учетом квазинейтральности. Различные компоненты по отношению к зонду ведут себя по разному. Например, небольшие (несколько вольт) отрицательные относительно плазмы потенциалы зонда для медленных ионов являются достаточными для того, чтобы любой из них, пересекая поверхность призондового слоя, был обязательно притянут на зонд, тогда как ионы пучка, имеющие энергию в сотни электронвольт, могут пролетать в непосредственной близости от зонда, “не замечая” его.

Подробный анализ специфических особенностей применения электрических зондов в ИПП проведен в [47 – 51, 59]. 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. Найден также характер зависимости тока “холодных” плазменных ионов на зонд в присутствии ионного пучка. Установлено принципиальное отличие величины и формы ионной ветви ВАХ одиночного цилиндрического зонда от классического случая плазмы, содержащей только “холодные” ионы. Получено аналитическое выражение для ионного тока на цилиндрический зонд в ИПП.

Благодаря адаптации методов зондовой диагностики к специфическим условиям ИПП удалось провести достоверные измерения параметров ИПП, основные результаты которых представлены ниже.

НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ИП В ЗАМКНУТОМ ПРОСТРАНСТВЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ С ЭКВИПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ ГРАНИЦАМИ

Представленные в данном разделе экспериментальные результаты получены на технологической установке с источником ионов “Радикал-М”, при параметрах, типичных для процессов ИЛТ и РИЛТ, используемых для размерного травления в технологии микроэлектроники. Для отсечки неконтролируемого стока электронов из ИПП ионный источник и откачное отверстие были закрыты

экранирующими сетками, а все диэлектрические компоненты внутри камеры – заземленными проводящими экранами. Таким образом, была обеспечена эквипотенциальность границ ИПП, то есть система, согласно данному выше определению, была закрытой.

Свойства плазмы, возникающей в пространстве транспортировки ИП, наиболее полно могут быть описаны функцией распределения электронов, нейтрализующих объемный заряд ИП. Механизм формирования ФРЭЭ представляет интерес как для решения задачи нахождения самосогласованных параметров ИПП, так и для различных плазменных технологических процессов, особенно с использованием химически-активных газов, поскольку именно энергетический спектр электронов определяет скорости химических реакций, степень диссоциации молекулярных газов, концентрации активных частиц, спектр излучения плазмы и т.д. Кроме того, зависимость ФРЭЭ как от процессов в объеме ИПП, так и от эмиссионных свойств и проводимости обрабатываемой поверхности позволяет производить оперативный контроль технологического процесса, используя либо непосредственно измеренный вид ФРЭЭ, либо спектр излучения из ИПП.

Таким образом ФРЭЭ является одним из ключевых параметров ИПП, что обусловило необходимость детальных исследований [49, 50, 59], некоторые результаты которых представлены ниже. При помощи комбинации методик одиночного цилиндрического зонда, плоского зонда с охранным кольцом и многосеточного электростатического анализатора был измерен вид функции распределения электронов f_e во всем диапазоне их энергии e . Обобщение результатов показало, что характерным является наличие трех групп электронов (рис. 9): низкотемпературного максвелловского ядра (область I) с температурой $0,2 \div 0,5$ эВ и плотностью, практически совпадающей с плотностью ИП $n_e \approx n_b \approx 10^8$ см⁻³; группы γ -электронов (область II), энергия которых превышает $e\phi_{pl}$ на величину начальной энергии γ -электронов $E_{\gamma 0} \approx 2 \div 5$ эВ, а плотность составляет $n_\gamma \approx 10^5$ см⁻³; “промежуточной” немаксвелловской группы (область III), плотность и форма которой может меняться в широких пределах. Как правило,

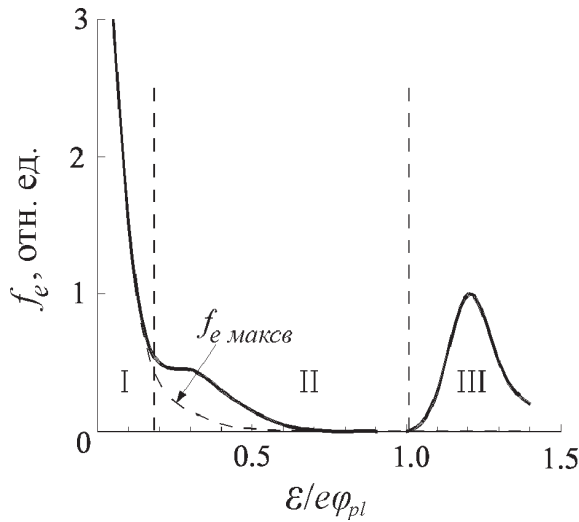


Рис. 9. Обобщенный вид ФРЭЭ ионно-пучковой плазмы в замкнутом пространстве транспортировки с эквипотенциальными границами

значение ФРЭЭ в “промежуточной” области превышало величину максвелловского распределения, продолженного из области низких энергий.

Исследование угловой зависимости ФРЭЭ (рис. 10) показало, что функция распределения запертых электронов ($E < e\phi_{pl}$) полностью изотропна, в то время как при энергии $E > e\phi_{pl}$ наблюдается сильная анизотропия

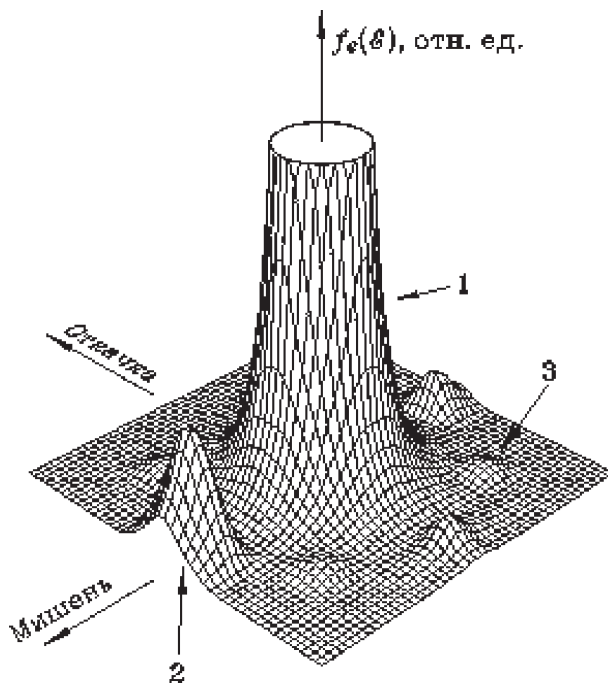


Рис. 10. Сплайн-интерполяция экспериментальных результатов измерения ФРЭЭ в закрытой системе в зависимости от ориентации зонда. Рабочий газ - воздух, $\phi_{pl} = 8$ В, $T_e = 1$ эВ. 1 – максвелловское ядро; 2 – γ -электроны; 3 – “косые” электроны.

ФРЭЭ. Наряду с пучком ускоренных γ -электронов с мишени наблюдаются аналогичные, но менее интенсивные пучки γ электронов с экранирующей сетки и с боковой стенки камеры (они появляются вследствие потенциальной ион-электронной эмиссии под действием медленных ионов). Характерно отсутствие γ -электронов со стороны окна откачной системы. Обращает на себя внимание наличие групп электронов, направления скоростей которых лежат в области углов вблизи 45° относительно оси пучка. Эти группы электронов можно однозначно идентифицировать с “косыми” электронами, существование которых было теоретически предсказано в [26]. Оценка плотности “косых” электронов показывает, что она значительно ниже теоретически предсказанного, что, по видимому, объясняется сложной геометрией камеры и использованием при теоретическом рассмотрении приближения плоских слоев, в то время, как в действительности пристеночный слой, ограничивающий ИПП, имеет участки, образующие с осью угол 45° , через которые могут происходить потери “косых” электронов.

С практической точки зрения представляют особый интерес зависимость температуры электронов максвелловского ядра ФРЭЭ T_e и потенциала ИПП ϕ_{pl} от параметров системы. Эти зависимости для закрытой системы, измеренные с помощью одиночного цилиндрического зонда, приведены на рис. 11. Для всего диапазона параметров характерно монотонное уменьшение T_e и ϕ_{pl} с ростом давления, а также их рост при увеличении тока пучка (ϕ_{pl} , достигнув некоторого равновесного значения, выходит на насыщение). Объяснение таких зависимостей представлено в [59].

Наиболее характерные величины для закрытой системы при использовании в качестве рабочего газа аргона: потенциал ИПП $\phi_{pl} \approx 10 \div 20$ В, температура электронов $T_e \approx 0,2 \div 0,5$ эВ. При использовании молекулярных газов, в частности воздуха, потенциал плазмы в тех же условиях уменьшался: $\phi_{pl} \approx 4 \div 10$ В, при $T_e \approx 0,3 \div 0,6$ эВ.

Обращает на себя внимание соотношение между T_e и ϕ_{pl} . Типичным для аргона является случай $\phi_{pl}/T_e \approx 50$. Очевидно, что уход электронов через хвост максвелловской ФРЭЭ,

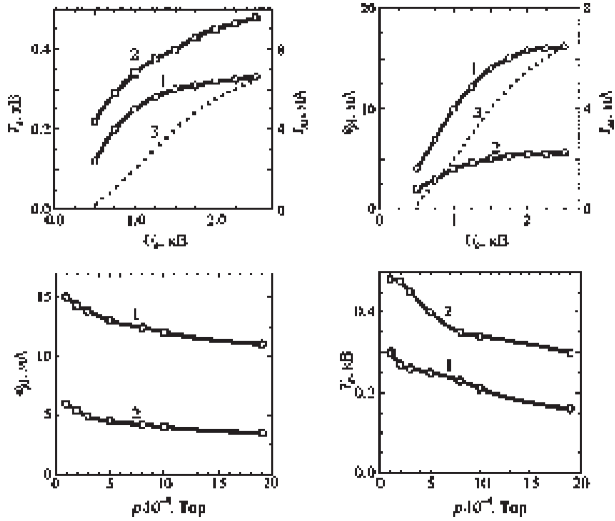


Рис. 11. Зависимость электронной температуры T_e и потенциала плазмы ϕ_{pl} в закрытой системе от анодного напряжения источника ионов U_a ($p = 3 \cdot 10^{-4}$ Тор) и давления газа в пространстве транспортировки ИП ($I_m = 2$ мА, $U_a = 1.5$ кВ). 1 – рабочий газ – аргон; 2 – рабочий газ – воздух; 3 – ток ИП на мишень.

который рассматривается в работах [9, 13, 16] в качестве основного канала ухода запертых электронов, в данном случае не может играть заметной роли. В этом смысле измеренные значения T_e можно назвать аномально низкими.

Представляет интерес необычный вид зависимости T_e от сорта газа. В [62] указывается на тот факт, что характерными для пучковой плазмы являются величины T_e порядка единиц эВ при использовании инертных газов и порядка десятых долей эВ – для молекулярных газов, вследствие “охлаждения” электронов в неупругих столкновениях. В нашем случае наблюдается обратная ситуация. Причиной этого, по-видимому, является усиление кулоновского “нагрева” запертых электронов пучком γ -электронов при снижении ϕ_{pl} .

НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ИОННОГО ПУЧКА ПРИ НАЛИЧИИ ИНТЕНСИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ И СТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ

Компенсация объемного заряда ИП может достигаться как в результате автоматического появления электронов в пространстве транспортировки (автокомпенсация), так и при помощи дополнительной их инжекции [10]. Если в пространстве транспортировки име-

ются дополнительные возможности для ухода электронов, такие как источник ионов или диэлектрическая поверхность, принимающая на себя часть пучка, то собственных источников электронов в ИПП может оказаться недостаточно для восполнения их потерь. Поэтому важно знать предельный электронный ток, который может быть получен в результате автокомпенсации.

Для измерения зависимости скорости появления захваченных в потенциальную яму электронов в камеру был введен дополнительный электрод, расположенный вне ИП, однако, в непосредственной близости к нему [26]. 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. 12 приведены зависимости потенциала плазмы и тока на электрод для трех значений потенциала сетки 8 (рис. 7), отсекающей γ -электроны. Насыщение тока на этих графиках отвечает ситуации, когда практически все вновь появляющиеся при ионизации электроны уходят на электрод, а различные значения тока насыщения (при различных значениях тока γ -электронов) соответствуют различным скоростям ионизации. Отметим, что ток ИП более чем на порядок превышает предельный ток на электрод. Это означает, что при наличии в системе стоков электронов,

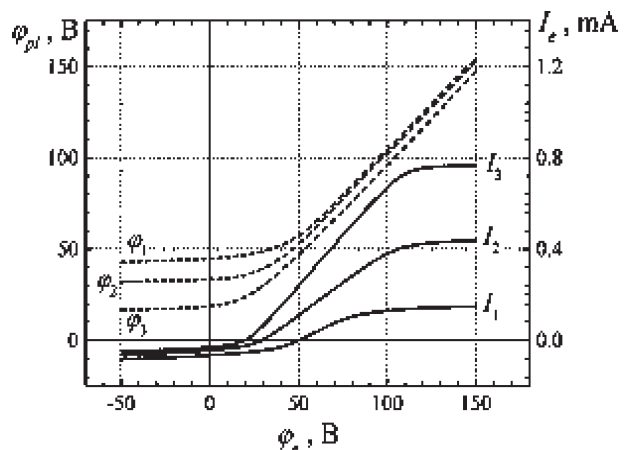


Рис. 12. Зависимости тока на электрод I_e и потенциала плазмы ϕ_{pl} от потенциала электрода ϕ_e при различных потенциалах антидинаatronной сетки U_{c2} . 1 – $U_{c2} = -15$ В (полная отсечка γ -электронов); 2 – $U_{c2} = -5$ В; 3 – $U_{c2} = 0$ В (γ -электроны свободно поступают в камеру)

превышающих эту предельную величину компенсации ИП без дополнительной инжекции электронов невозможна.

Дополнительный источник электронов (чаще всего термокатод) обычно используют, когда значительная часть пучка попадает на диэлектрическую поверхность, и возникает необходимость в токовой нейтрализации. Накаливаемый катод-нейтрализатор (КН) в открытой системе может быть применен и в случае использования проводящей мишени для того, чтобы скомпенсировать уход электронов в ИИ, а также для более полной зарядовой компенсации с целью снижения потенциала плазмы.

Очевидно, что наличие в системе такого интенсивного источника электронов, как термокатод, существенно изменяет баланс частиц и энергии, а следовательно, и параметры ионно-пучковой плазмы (ИПП). В данном разделе представлены результаты экспериментальных исследований параметров ИПП (ϕ_{pl} , T_e , f_e) при компенсации объемного заряда ИП посредством термокатаода (в сравнении с аналогичными результатами без КН).

ОТКРЫТАЯ СИСТЕМА С ИИ ХОЛЛОВСКОГО ТИПА “РАДИКАЛ-М”

Приведенные ниже результаты были получены на той же экспериментальной установке, в тех же режимах работы ИИ, что и описанные в предыдущем подразделе. Изменения в постановке экспериментов заключались в том, что вместо экранирующей и антидинаatronной сеток (7, 8) на границе ИП был введен термокатод (рис.7), в котором можно было изменять потенциал эмитирующей поверхности. Согласно данному выше определению, такая система является открытой для прохождения тока электронов из ИПП в ИИ.

На первом этапе исследований был проведен сравнительный анализ параметров ИПП для закрытого и открытого вариантов пространства транспортировки ИП, а также их изменения при включении КН при потенциале нити накала, равном нулю.

Было обнаружено, что величины ϕ_{pl} и T_e в открытой системе при прочих равных условиях существенно выше аналогичных вели-

чин в закрытой системе. Характерные значения $T_e \approx 1 \div 3$ эВ, $\phi_{pl} \approx 15 \div 30$ В, причем, в отличие от закрытой системы, практически отсутствует зависимость от сорта газа.

На рис. 13, 14 представлены типичные зависимости ϕ_{pl} , T_e и тока эмиссии КН I_{em} от параметров системы. Для сравнения там же приведены аналогичные зависимости ϕ_{pl} и T_e , полученные при отсутствии накала КН.

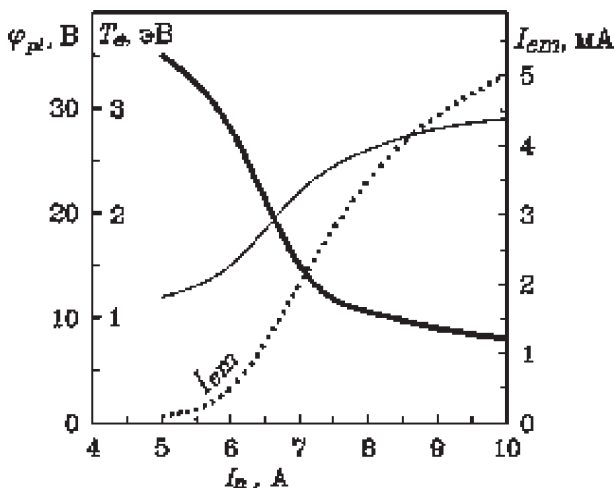


Рис. 13. Зависимость T_e и ϕ_{pl} в открытой системе от тока накала катода-нейтрализатора. Утолщенные линии – ϕ_{pl} , тонкие – T_e , точечная линия – ток эмиссии КН. Анодное напряжение ИИ $U_a = 1,5$ кВ; $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_H = 2$ А, $I_b = 7.5$ мА. Рабочий газ – аргон.

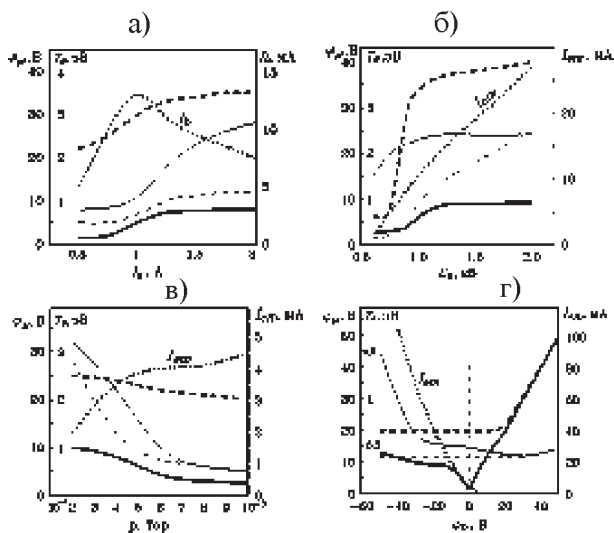


Рис. 14. Зависимость T_e и ϕ_{pl} от параметров системы при использовании КН. Утолщенные линии – ϕ_{pl} , тонкие – T_e . Штриховыми линиями показаны аналогичные зависимости при отсутствии накала КН. Для всех графиков анодное напряжение ИИ $U_a = 1.5$ кВ. Рабочий газ – аргон. а) – $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_n = 9$ А, б) – $I_n = 9$ А, $I_H = 2$ А, $I_b = 4$ мА, в) – $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_n = 9$ А, г) – $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_H = 0.5$ А, $I_n = 9$ А.

Появление эмиссии с КН при увеличении тока накала I_n обычно приводит к снижению ϕ_{pl} и росту T_e (рис. 13). Установившиеся значения этих величин зависят от параметров ИП, давления газа в пространстве транспортировки и потенциала КН.

Обращает на себя внимание зависимость T_e и ϕ_{pl} (рис. 14а) от тока соленоида ИИ I_H (т.е. от напряженности магнитного поля H в выходном канале ИИ). T_e и ϕ_{pl} монотонно растут с ростом H , тогда как ток пучка I_b имеет максимум (I_{em} коррелирует с I_b , то есть T_e и ϕ_{pl} могут принимать различные значения при одинаковых I_b). Это может быть связано с зависимостью энергетического спектра и фокусировки ИП от H . Необходимо отметить, что напряженность рассеянного магнитного поля, создаваемого ИИ в месте расположения КН, не превышала 5 Э, т.е. влиянием магнитного поля непосредственно на электроны можно, по-видимому, пренебречь.

С ростом давления в пространстве транспортировки ИП наблюдается улучшение нейтрализации (рис. 14в), связанное с увеличением частоты соударений, приводящих к появлению нейтрализующих электронов. Регулировка давления при снятии зависимостей рис. 14в производилась изменением скорости откачки. Ток пучка посредством изменения газонапуска поддерживался постоянным.

Зависимости T_e и ϕ_{pl} от анодного напряжения U_a источника ионов показаны на рис. 14б. К сожалению, в силу специфики используемого ИИ, эти зависимости являются результатом совместного изменения энергии ионов и тока пучка (на рис., также показан I_b), что затрудняет интерпретацию результатов.

На следующем этапе исследований была изучена роль термоэлектронов в формировании параметров ИП в зависимости от соотношения между потенциалами нейтрализатора ϕ_n , плазмы ϕ_{pl} и стенок камеры. Анализ зависимостей, представленных на рис. 14 г, показывает, что при отрицательных ϕ_n даже небольшое превышение потенциала КН над “стенками” потенциальной ямы приводит к появлению “сквозного” тока термоэлектронов, ускоренных разностью потенциалов

между КН 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 является неоптимальным, несмотря на высокие токи эмиссии.

Небольшой положительный потенциал КН не позволяет термоэлектронам покидать пространство транспортировки ИП, они могут накапливаться в потенциальной яме, улучшая нейтрализацию (этот режим является оптимальным – см. также [24]). Минимальное значение ϕ_{pl} в описываемой системе достигается при $\phi_n = 0 \div 2В$.

Однако, при некоторых условиях ϕ_{pl} не удается снизить менее чем до 10 В, что свидетельствует о недостаточности только термоэлектронов для полной нейтрализации ИП и необходимости включения других механизмов рождения электронов. Действительно, ток термоэмиссии определяется плотностью плазмы и площадью нейтрализатора [61], в то время как электронный ток, необходимый для токовой нейтрализации, определяется током ИП на диэлектрик. Если, последний оказывается больше, то это должно вызывать повышение ϕ_{pl} (при этом растет скорость рождения электронов в плазме и ее плотность).

Этот эффект существенен при значительной величине площади диэлектрика, на который попадает ИП (в частности, если вся мишень диэлектрическая).

При увеличении ϕ_n до равновесного значения ϕ_{pl} эмиссия прекращается, КН становится эффективным стоком для электронов, что приводит к росту ϕ_{pl} . В этом случае $\phi_{pl} \approx \phi_n$, 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 КН f_e кроме низкоэнергетической максвелловской части содержит группу ускоренных термоэлектронов (рис. 15), при этом основная часть электронной плотности сосредоточена в максвелловской группе (ее температура значительно выше температуры КН). Следует отметить, что величина ϕ_{pl} и, следовательно, средняя энергия термоэлектронов существенно изменяются при изменении внешних параметров (см., например, рис. 14), и при небольших ϕ_p , указанные выше группы электронов уже невозможно разделить. Для сравнения, там же показан вид f_e при отсутствии накала КН (наряду с максвелловским ядром видна группа γ -электронов).

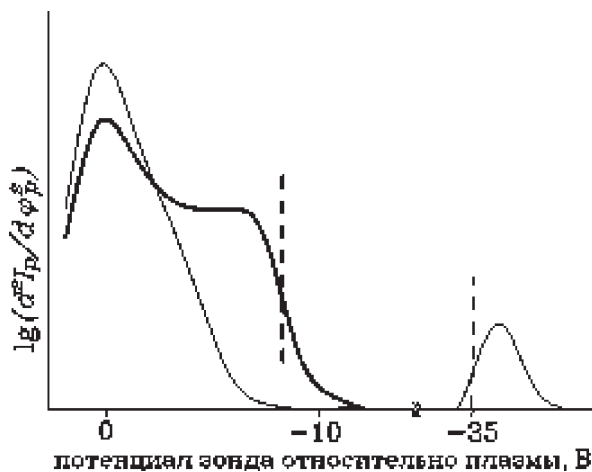


Рис. 15. Типичный вид функции распределения электронов ИПП по энергии в открытой системе при наличии накала заземленного КН (утолщенная линия) и при его отсутствии (тонкая линия). Вертикальные штриховые линии обозначают границу удержания электронов (потенциал стенки камеры) в этих случаях. $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_H = 2$ А, $U_a = 1,5$ кВ. Рабочий газ – аргон.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод, что при использовании КН, 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.

ОТКРЫТАЯ СИСТЕМА НА БАЗЕ ДВУХСТУПЕНЧАТОГО ИСТОЧНИКА 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). Выходная сетка ИИ находилась под потенциалом металлических стенок камеры, то есть 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.

Закономерности нейтрализации ИП для данной системы качественно подобны результатам как теоретических [59] так и экспериментальных исследований [60], проведенных на установке с ионным источником холловского типа “Радикал-М”, и хорошо укладываются в рамки существующих представлений о механизме нейтрализации интенсивных пучков ионов низкой энергии. В тоже время обнаружен ряд специфических особенностей двухсеточной ИОС, которые 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 КН. Типичный вид этих кривых представлен на рис. 16. Там же приведены зависимости тока источника I_s и тока на мишень I_m от ϕ_n . Как видно из рис. 16, при потенциалах катода-нейтрализатора

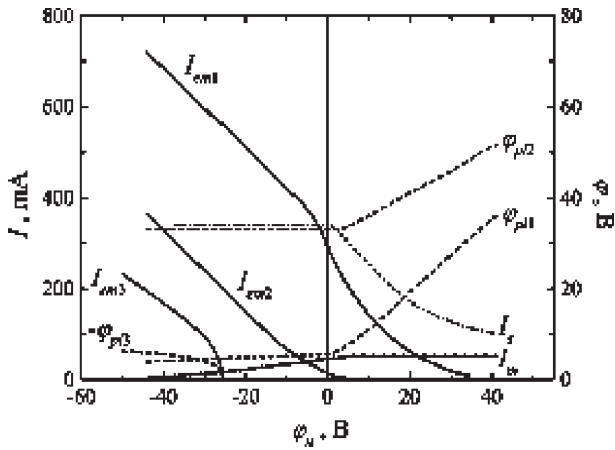


Рис. 16. Типичные зависимости тока эмиссии I_{em1} , тока источника I_s , тока на мишень I_m , плавающего потенциала при наличии накала ϕ_{pl1} и без него ϕ_{pl2} от потенциала нейтрализатора. I_{em2} – ток эмиссии в отсутствие ускоряющего напряжения, I_{em3} и ϕ_{pl3} – ток эмиссии и плавающий потенциал при несамостоятельном разряде. $p = 3,5 \cdot 10^{-4}$ Торр, $U = 2$ кВ, $I_b = 100$ мА.

$\phi_n > 5$ В, помимо стока на диэлектрические поверхности, неизбежно присутствующие в камере (изоляция зонда, вакуумные вводы и т.п.), единственным каналом, по которому электроны покидают пространство транспортировки пучка, является их уход в ионный источник. Этот факт объясняется тем, что, несмотря на то, что выходная сетка заземлена, проходящая через нее плоскость не является эквипотенциальной поверхностью. Сама сетка обладает высокой прозрачностью, а в ячейках, которые имеют довольно большие размеры, потенциал отличен от нуля и принимает положительные значения. Поскольку потенциал нейтрализатора выше потенциала стенок камеры, электроны покидают ИПП только через хвост функции распределения. При этом, естественно, энергетически более выгодным является их сток на находящуюся под “положительным” потенциалом сетку, нежели уход на заземленные поверхности.

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, катодом и является заземленная сетка. Но, в от-

личие 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 ϕ_{max} который может перенести плазма: $\phi_{max} = 0,25en v_{Te}^2$, 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 заметить, что, несмотря на значительные токи электронов из ИПП в источник, в эксперименте не наблюдалось их влияния на режим работы ИИ. Это, возможно, объясняется высокой энергией поступающих электронов, намного превосходящей соответствующий максимум сечения ионизации, низким давлением рабочего газа и относительно небольшой плотностью, по сравнению с концентрацией электронов в источнике.

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”. Кроме того, нет оснований утверждать, что поступающие в ИИ электроны не будут оказывать влияние на режим работы при каких-либо иных значениях давления, мощности, энергии ионов, площади диэлектрика в камере или при использовании других рабочих газов. 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 [63]) (рис. 16). Сравнение разрядной характеристики НППР с формой кривых I_{em1} , I_{em2} на рис. 16 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 [63], 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.

Следует отметить, что приведенные выше результаты были получены для цилиндрического термокатада, расположенного в пучке перпендикулярно направлению его распространения. Помещение нейтрализатора вне пучка приводило к уменьшению тока эмиссии. В тоже время ток электронов на мишень (рис. 16) оказывается меньше той величины, которую можно было бы ожидать, исходя их изотропности процесса термоэмиссии.

В реальных технологических процессах плазменный потенциал не может быть слишком большим, т.к. его значение ограничивается, например, возможностью пробоя тонких диэлектрических пленок или образованием на поверхности камеры катодных пятен (микродуг). Задача состоит в том, чтобы найти такие значения длины, диаметра и тока накала

нейтрализатора, чтобы при определенных условиях в пространстве транспортировки (давление в камере, площадь диэлектрических поверхностей, на которые попадает пучок) и заданных энергии и плотности тока ионного пучка ϕ_{pl} не превышал наперед заданную предельную величину.

Однако, вопрос о роли геометрических факторов (форма, место расположения и ориентация катода-нейтрализатора) требует более детального изучения, что является целью дальнейших исследований.

МЕХАНИЗМ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ИП (КАЧЕСТВЕННОЕ РАССМОТРЕНИЕ)

Самосогласованная теоретическая модель процесса зарядовой нейтрализации широких пучков ионов низкой энергии, базирующаяся на результатах описанных выше экспериментов, а также на тщательном анализе всей совокупности происходящих в ИП элементарных процессов, построена в [48, 59]. Поскольку подробный теоретический анализ нейтрализации ИП выходит за рамки настоящей работы, ограничимся лишь кратким качественным обзором основ упомянутой выше модели.

Как указывалось выше, в отсутствие внешних источников электронов может происходить автокомпенсация ИП посредством электронов, возникающих при ионизации атомов остаточного газа, а также за счет вторичных γ -электронов, выбитых ионами пучка из мишени. При высоких энергиях ионов ($E_b > 10$ кэВ) основную роль в этом процессе играет ионизация самими ионами пучка [9, 13]. В рассматриваемом диапазоне энергий ($E_b < 3$ кэВ) сечения ионизации ионным ударом малы [10] и на первый план выходит также нейтрализация за счет γ -электронов, появляющихся в результате ион-электронной эмиссии из мишени. В работе [26] прямыми экспериментами доказана значительная роль γ -электронов в автокомпенсации низкоэнергетичного ИП. Однако, непосредственно поток γ -электронов не может обеспечить компенсацию объемного заряда ИП, т.к. в системе с эквипотенциальными границами γ -электроны, обладающие начальной энергией не-

сколько электронвольт, являются пролетными и в объеме пучка накапливаться не могут. Собственная же плотность γ -электронов в типичных условиях на 2–3 порядка ниже плотности ионов пучка, поскольку при низких энергиях ионов коэффициент ион-электронной эмиссии $\gamma < 1$, а скорость γ -электронов $v_g \gg v_b$ (v_b – скорость ионов пучка). Нейтрализация обеспечивается низкоэнергетичными плазменными электронами, захваченными в потенциальную яму, созданную положительным объемным зарядом ИП.

Как уже отмечалось, ионно-пучковая плазма, возникающая в пространстве транспортировки ИП, является довольно специфическим образованием. Она состоит из четырех компонент с принципиально различными свойствами: ионы пучка, γ -электроны, медленные ионы, рожденные в результате ионизации и резонансной перезарядки и запертые в потенциальной яме низкоэнергетичные электроны. 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.

Форма потенциальной ямы, т.е. пространственное распределение потенциала в объеме транспортировки, описана выше (рис. 7). 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 широко используется в [48, 59] при построении теоретической модели и позволяет существенно упростить рассмотрение. Кроме того, если пренебречь плотностью медленных ионов и полагать плотность ионов пучка константой, то плотность электронов также можно считать постоянной в границах пучка вследствие квазинейтраль-

ности. Все это позволяет исключить из модели координатную зависимость параметров, что означает переход от дифференциальных к алгебраическим уравнениям и значительно облегчает теоретический анализ.

Заключая сказанное выше, можно сформулировать следующую упрощенную феноменологическую модель автокомпенсации.

Имеется замкнутое пространство цилиндрической формы, ограниченное эквипотенциальными металлическими стенками и заполненное нейтральным газом. Через один из торцов производится инжекция широкого однородного по сечению ИП низкой энергии. Навстречу ему распространяется пучок γ -электронов, выбитых ионами из мишени и ускоренных приповерхностным скачком потенциала. В результате ионизирующих столкновений, а также некоторых других процессов, образуются “медленные” ионы и электроны. Ионы беспрепятственно покидают систему, а электроны, удерживаясь в потенциальной яме, заполняют все пространство транспортировки. Многократно пересекая камеру в результате хаотического движения, электроны сталкиваются друг с другом, благодаря чему формируется их функция распределения и электронный газ можно считать единым образованием. Накопление захваченных электронов приводит к компенсации объемного заряда ИП и, как следствие, к снижению глубины потенциальной ямы.

При некотором значении ϕ_{pl} образование электронов уравнивается уходом электронов через хвост функции распределения на стенки камеры. Равновесие является устойчивым. Так, увеличение ϕ_{pl} влечет за собой, с одной стороны, увеличение энергии γ -электронов, а значит и рост скорости ионизации, с другой стороны – снижение скорости ухода электронов за счет увеличения высоты потенциального барьера. Оба эти процесса способствуют увеличению количества электронов, улучшению компенсации, а, следовательно, ведут к снижению ϕ_{pl} . Поддержание такого равновесия было бы невозможно без присутствия источника энергии, который бы компенсировал вынос энергии с частицами, излучением и т.д. Таким источником может являться нагрев электронного газа при куло-

новских столкновениях с ионами пучка и γ -электронами.

Очевидно, что для адекватного описания реальной системы не всегда достаточно такого идеализированного описания и требуется дополнительный учет большого количества элементарных процессов.

Различные каналы рождения и гибели электронов, а также процессы обмена энергией подробно описаны в [59]. На рис. 17 представлена схема основных процессов, учитываемых в теоретической модели. Здесь же отметим, что анализ скоростей образования нейтрализующих электронов по всем имеющимся каналам позволяет сделать вывод о том, что суммарная скорость образования электронов при любых условиях меньше тока ИП, т.е. токовая автокомпенсация без дополнительной инжекции электронов невозможна при низких энергиях ИП.

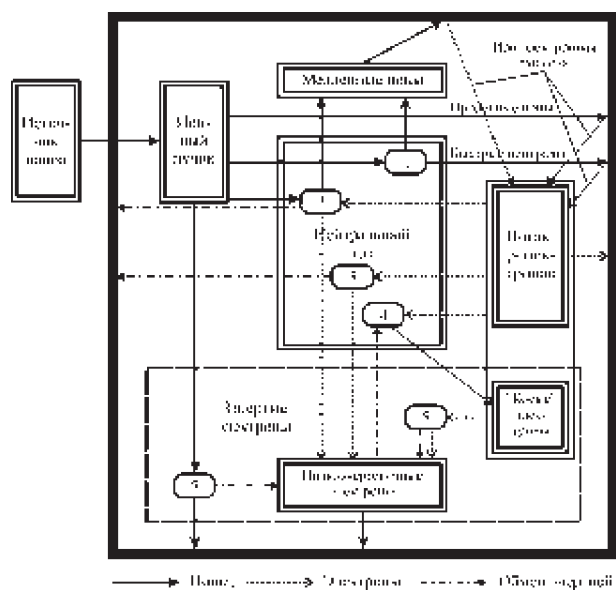


Рис. 17. Схема взаимодействия основных групп частиц, которые учитываются теоретической моделью. 1 – резонансная перезарядка; 2 – ионизация; 3 – возбуждение; 4 – упругие столкновения; 5 – кулоновские столкновения.

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} . Таким образом, задача определения Φ_{pl} и T_e является самосогласованной, а ее решение возможно при совместном использовании уравнений балан-

са энергии и электронов, причем последние требуют знания вида функции распределения электронов, которую можно получить в результате решения кинетического уравнения.

Наиболее полное решение этой задачи представлено в [59]. В этой работе в результате численного решения уравнения баланса энергии рассчитаны зависимости температуры максвелловского ядра ФРЭЭ от параметров системы (для некоторых случаев получены аналитические решения). Получили теоретическое объяснение различия в поведении T_e и Φ_{pl} в открытой и закрытой системах, а также в присутствии термокатода. На основании решения уравнения Фоккера-Планка рассчитана функция распределения электронов по энергии для различных случаев. Выявлено влияние различных факторов (диэлектрики, молекулярные примеси) на ФРЭЭ. Теоретически обоснованы экспериментальные факты изотропности ФРЭЭ закрытых электронов и наличия в ней низкоэнергетического максвелловского ядра и нематвелловского хвоста. Получены аналитические асимптотики ФРЭЭ для некоторых частных случаев, а также численное решение в общем случае. Проведено численное решение самосогласованной задачи определения потенциала ИПП, результаты которого согласуются с экспериментальными данными.

Хорошее совпадение теоретических результатов с экспериментальными данными 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 безстолкновительной газоразрядной плазмы.

НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ИП НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

В качестве примера практической реализации приведенных выше результатов эксперимен-

тальных и теоретических исследований приведем следующий способ оптимизации процессов ионно-лучевой обработки диэлектрических мишеней по зарядовому состоянию ионно-пучковой плазмы [24].

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. 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. Кроме того, поверхность диэлектрической мишени при обработке ее 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 (в полном соответствии с изложенными выше результатами). Тонкие диэлектрические пленки, подвергающиеся ионно-лучевой обработке, чрезвычайно чувствительны к наличию поверхностного заряда, который приводит к микропробоям пленки и, как результат, к необратимому разрушению создаваемой микроструктуры [4, 20, 21]. Это вызывает необходимость производить нейтрализацию поверхностного заряда в процессе обработки при помощи внешнего источника электронов.

Традиционно в качестве нейтрализатора используется термокатод, включенный с отрицательным смещением относительно заземленных электродов системы [20, 23], что позволяет получать достаточно большие электронные токи с термокатада. При этом значительная часть электронов беспрепятственно уходит на стенки камеры, практически не взаимодействуя с плазмой, параметры которой в этом случае близки к параметрам плазмы без термокатада.

Как показали эксперименты, в этих условиях, остается почти нерешенной основная задача токовой нейтрализации мишени – обеспечение отсутствия заряда на диэлектрической поверхности, поскольку практически невозможно поддерживать уровень эмиссии с термокатада на уровне, соответствующем нулевому потенциалу поверхности, вследствие всегда имеющейся на практике нестационарности процесса. Кроме того, на поверхности мишени, как правило, после окончания процесса на участках, близких к термокатоде, остается след, значительно ухудшающий качество конечного продукта. Это заставляет при разработке оборудования предусматривать использование термокатада больших размеров, размещаемого вокруг мишени, что, однако, увеличивает уровень загрязнения обрабатываемого образца.

Таким образом, возникает задача оптимизации процесса ионно-лучевой обработки диэлектрических покрытий с тем, чтобы получить при минимально низком значении потенциала поверхности возможность управления его значением.

Сток электронов с термокатада на стенки камеры и перекомпенсация поверхности мишени могут происходить только в том случае, если на эмитирующей нити термокатада имеются участки с отрицательным относительно стенок камеры потенциалом. Включение термокатада с положительным смещением обеспечивает отсутствие стока электронов на стенки камеры. При этом, ток электронов с термокатада в точности равен току ионов пучка на диэлектрическую поверхность, поскольку она в этих условиях является единственно возможным местом стока. Поскольку эмитирующая способность термокатада 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 термокатода, поскольку сток электронов на поверхность диэлектрической мишени происходит не непосредственно с термокатода, а после изотропизации электронов в ионно-пучковой плазме.

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 термокатода стремится к нулю. Т.е. полезный сигнал для устройства контроля близок к 100%. Предлагаемый способ контроля характеризуется существенной простотой и технологичностью по сравнению с принятыми в плазменной технологии микроэлектроники масс-спектроскопическим и спектрально-эмиссионным методами, т.к. реализуется, как мы видим, с помощью несложных устройств. Значительное изменение величины тока термокатода в момент травления диэлектрического слоя позволяет использовать простые схемные решения для обработки сигнала с последних.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе проведен обзор экспериментальных исследований ионно-пучковой плазмы, возникающей в пространстве транспортировки широкого интенсивного ИП низкой энергии при условиях, характерных для технологических систем ионно-лучевого травления. Описаны эксперименты, в которых доказана определяющая роль γ -эмиссии с поверхности мишени в механизме автокомпенсации пучка. Приведены зависимости температуры нейтрализующих электронов и потенциала ИПП от параметров системы в различных режимах нейтрализации при использовании атомарных и молекулярных рабочих газов, а также при наличии катода-нейтрализатора. Описана динамика функции распределения электронов ИПП по энергиям, ее угловая зависимость, принципиальное различие вида ФРЭЭ при наличии и в отсутствие термокатода. Установлено, что как при автокомпенсации, так и при компен-

сации посредством КН, нейтрализация ИП обеспечивается низкоэнергетичными плазменными электронами, запертыми в потенциальной яме.

Качественно рассмотрены механизм зарядовой компенсации ИП и вопрос о влиянии типа источника ионов на общие закономерности процесса нейтрализации, сформулирована феноменологическая модель ионно-пучковой плазмы в технологических устройствах.

Изучено влияние термоэлектронной эмиссии на нейтрализацию широкого пучка ионов низкой энергии. Получил экспериментальное обоснование вывод об оптимальном режиме нейтрализации при небольшом положительном смещении КН. Обнаружено резкое ухудшение нейтрализации при отрицательном смещении КН с большими токами эмиссии. Описан способ ионно-лучевой обработки диэлектрических поверхностей, позволяющий управлять потенциалом поверхности и обеспечивающий возможность оперативного контроля момента окончания травления диэлектрика.

Обобщая изложенный материал, можно сказать, что к настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных данных по нейтрализации ИП в различных типах лабораторных и технологических ионно-лучевых систем, что позволило не только выявить основные закономерности процесса нейтрализации, но и построить достоверную математическую модель ионно-пучковой плазмы. Кроме того, имеется большой практический опыт нейтрализации ИП в реальных технологических процессах. Все это позволяет сделать вывод, что имеющихся на сегодняшний день знаний вполне достаточно для решения практических задач оптимизации процессов ионно-лучевой обработки материалов и разработки методик контроля этих процессов.

В заключение подчеркнем, что совокупность процессов, происходящих в ионно-пучковой плазме можно охарактеризовать как самостоятельный безэлектродный газовый разряд низкого давления. Принципиальным отличием ИПП от других безэлектродных разрядов (ВЧ индукционный, СВЧ разряды)

является “избыток” ионов. Это в сочетании с относительно слабыми собственными источниками ионизации обуславливает достаточно высокие значения потенциала плазмы (не соблюдается максвелловское равновесие, когда $\phi_{pl} \approx (3 \div 7)kT_e$) причем величина ϕ_{pl} , а вслед за ней и все остальные параметры ИПП, чрезвычайно чувствительны к эмиссионным характеристикам и проводимости обрабатываемой мишени.

Естественно, материалы данной работы не исчерпывают весь комплекс физических задач, связанных с ИПП. По нашему мнению, первоочередными вопросами требующими дальнейшего изучения и имеющими большую научную и практическую ценность являются:

- механизм релаксации энергии и импульса потока электронов, инжектируемых с термокатода в ИПП;
- исследование ИПП при работе источника ионов на электроотрицательных газах и газах сложного молекулярного состава.
- на базе аналитических моделей разработка математических моделей ИПП, адекватных реальным технологическим системам и процессам.

Эти данные особенно необходимы при организации процессов реактивного ионно-лучевого синтеза сложно-композиционных диэлектрических и полупроводниковых структур.

Представленные результаты получены при выполнении госбюджетных и хоздоговорных работ, проводившихся в отделе плазменных технологий Научного физико-технологического центра Министерства образования и НАН Украины, в Отраслевой научно-исследовательской лаборатории диагностики плазменных технологических процессов и на кафедре физических технологий Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина, сотрудникам, которых автор благодарен за помощь при подготовке настоящего обзора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. – М: Энергоатомиздат, 1986. – 364с.
2. Габович М.Д., Гусева М.И., Юрасова В.Е. Ионная физика и технология/Препр. Инст. физики АН УССР.– Киев, 1990. – 62 с.
3. Данилин Б.С., Киреев В.Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. – М.: Энергоатомиздат, – 1987. – 204 с.
4. Маишев Ю.П. Ионные и ионно-плазменные системы и пути их развития для задач микроэлектроники// Микроэлектроника. – 1977. – Т. 3, № 2. – С. 31-42.
5. Kaufman H.R. Technology of ion beam sources in sputtering// J. Vac. Sci. Technol. – 1979. – Vol. 15, № 2. – P. 272-276.
6. Dan Nir. Dynamic interaction of floating substrate with an ion beam from a three grid microetch system operated without neutralizer// Vacuum. – 1986. – Vol. 36, № 6. – P. 317-321.
7. Dan Nir. Space charge effects and dynamic interactions in the case of broad and intense ion beam bombarding an insulated substrate// Vacuum. – 1986. – Vol. 36, № 6. – P. 311-315.
8. Lejeune C., Grandchamp J.P., Kessi O. Electrostatic reflex plasma source as a plasma bridge neutralizer//Vacuum. – 1986. – Vol. 36, № 11/12. – P. 857-860.
9. Габович М.Д. Ионно-пучковая плазма и распространение компенсированных ионных пучков//УФН. – 1977. – Т. 121, – № 2. – С. 259-284.
10. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. – М.: Атомиздат, 1972. – 304 с.
11. Габович М.Д. Компенсированные ионные пучки// УФЖ. – 1979. – Т. 24, № 2. – С. 257-273.
12. Габович М.Д., Кацубо Л.П., Солошенко И.А., Шуба Я.М. Динамическая декомпенсация пучка положительных ионов в отсутствие магнитного поля// Физика плазмы. – 1980. – Т. 6, Вып. 4. – С. 925-932.
13. Holmes A.J.T. Theoretical and experimental study of space charge in intense ion beam// Phys. Rev. A. – 1979. – Vol. 19, № 1. – P. 389-407.
14. Жаринов А.В., Тосунян Г.А., Чихачев А.С. Температура вторичных электронов в пучке заряженных частиц//Физика плазмы. – 1985. – Т. 11, Вып. 3. – С. 314-319.
15. Никитинский В.А., Журавлев В.И., Гапоненко А.Т. Компенсация заряда пучка без использования термокатода// ЖТФ. – 1987. – Т. 57, Вып. 9. – С. 1826-1828.

16. Аланакян Ю.Р., Штернов Н.П. О структуре ионно-пучковой плазмы// Физика плазмы. – 1993. – Т. 19, Вып. 1. – С. 134-136.
17. Lu Jian-Quin. The calculations of low-energy beam transport (part II)// Rev. Sci. Instrum. – 1994. – Vol. 65, № 4. – P. 1447-1449.
18. Кириченко Г.С. Нелинейные процессы в плазменных системах с ионными пучками/Препр. Института физики АН УССР. – Киев, 1991.
19. Singer Peter. Trends in Plasma Sources: the Search Continues// Semiconductor International. – 1992. – Vol. 15, № 8. – P. 52-57.
20. Ивановский Г.Ф., Петров А.П. Плазменная обработка материалов. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 218 с.
21. Плазменная технология в производстве СБИС /Под ред. Н. Айнспрука и Д. Брауна. – М.: Мир, 1987. – 472 с.
22. Зыков А.В., Майшев Ю.П., Фареник В.И. Влияние условий в пространстве транспортировки пучка на характеристики источника ионов с анодным слоем. Ч. 2. (Киев) // В сб. Тез. докл. III Всесоюзн. конф. по физике газового разряда. – 1986. – С. 221-223.
23. Петров В.И., Ивановский Г.Ф., Майшев Ю.П. Влияние степени зарядовой нейтрализации на электрофизические параметры. ПТП// Сер. “Микроэлектроника”. – 1975. – Т. 3, № 1 (41). – С. 66-71.
24. Пат. РФ № 1580852 от 28.06.93. Способ обработки диэлектрических мишеней в вакууме/Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Качанов Ю.А., Фареник В.И., Юнаков Н.Н.
25. Горбатов Ю.Б., Зиненко В.И. Температурная зависимость распыления в системе Si/Ar⁺/F// Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15, Вып. 15. – С. 1-4.
26. Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Фареник В.И. Роль γ -электронов в механизме автокомпенсации ионного пучка низкой энергии// Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15, Вып. 9. – С. 9-13.
27. Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Фареник В.И. О зарядовой нейтрализации ионных пучков средней энергии/ В сб. “Проблемы ядерной физики и космических лучей”. – 1989. – Вып. 31. – С. 55-58.
28. Бизюков А.А., Целуйко А.Ф., Юнаков Н.Н. Осаждение алмазоподобных пленок из синтезированного ион-электронного потока// Материалы IV Междунар. конф. по физике и технологии тонких пленок. Ивано-Франковск. – 1993. – С. 174.
29. Бизюков А.А., Целуйко А.Ф., Юнаков Н.Н. Исследование электронно- стимулированных реакций травления кремния// Материалы IV Междунар. конф. по физике и технологии тонких пленок. Ивано-Франковск. – 1993. – С. 287.
30. Исследование и разработка методов контроля процессов травления для высокопроизводительной установки РИЛТ. Отчет о НИР (заключ.). ХГУ. № ГР 0188.0082111. шифр 90-88, Харьков. – 1989. – 51 с.
31. Бизюков А.А., Зыков А.В. Методы контроля процессов ионного травления по параметрам вторичной плазмы и потоков заряженных частиц// В сб. Тез. докл. межотраслевого научно-технич. семинара “Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике”. М.: ЦНИИТИ.– 1989. – С. 206-207.
32. Фареник В.И., Власов В.В., Кривонос М.Г. и др. Экспериментальные исследования разряда с накалимым катодом в скрещенных полях// ЖТФ. – 1973. – Т. 43, Вып. 10. – С. 2061.
33. Фареник В.И., Власов В.В., Рожков А.М. и др. Энергетические спектры ионов и коллективные эффекты в ионном источнике с осциллирующими электронами// ЖТФ. – 1974. – Т. 44, Вып. 9. – С. 20-23.
34. Фареник В.И., Власов В.В., Рожков А.М. и др. Экспериментальное исследование распадающей неустойчивости плазмы в скрещенных полях// ЖТФ. – 1974 – Т. 44, Вып. 8. – С. 1788.
35. Власов В.В., Панченко В.И., Рожков А.М. и др. Параметрические неустойчивости неоднородной плазмы в скрещенных полях// ЖТФ. – 1975. – Т. 45, Вып. 5. – С. 986.
36. Бизюков А.А., Фареник В.И., Юнаков Н.Н. Взаимодействие внешнего высокочастотного сигнала с периферийным слоем вращающейся плазмы // УФЖ. – 1982. – Т. 28, Вып. 2. – С. 308.
37. Майшев Ю.П. Источник интенсивных ионных пучков с компенсацией положительного пространственного заряда внутри ускоряющего промежутка // ПТЭ. – 1980. – № 1. – С. 183.
38. Дмитриев Ю.А., Егоренков В.Д., Захаров А.М. Исследования плазменного диода как первой ступени ускорителя ионов// Тезисы докладов V Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. М. – 1982. – С. 89.

39. Пат. 5774. Украина / Зыков А.В., Качанов Ю.А., Фареник В.И., Юнаков Н.Н. Опубл. 29.12.94. Бюл. № 8-1.
40. Будянский А.М., Зыков А.В., Фареник В.И. ВЧ индукционный источник низкоэнергетических ионов// В сб. тез. докл. II межотраслевого научно-технич. семинара "Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике". – Харьков. – 1991. – С. 26-27.
41. Маишев Ю.П. Источники ионов для реактивного ионно-лучевого травления и нанесения пленок// Электронная промышленность. – 1990. – № 5. – С. 15.
42. Ляпин Е.А., Семенкин А.В. Современное состояние исследований ускорителей с анодным слоем// В сб. Ионные инжекторы и плазменные ускорители. – М.: Энергоатомиздат. – 1990. – С. 20.
43. Зыков А.В. Формирование и нейтрализация ионных потоков в плазменных технологических системах с источниками холловского типа/Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н. – Харьков. 1987. Госуниверситет, физико-технический факультет. – 167 с.
44. Бизюков А.А., Целуйко А.Ф., Юнаков Н.Н. Осаждение алмазоподобных пленок из синтезированного ион-электронного потока// Материалы IV Междунар. конф. по физике и технологии тонких пленок. Ивано-Франковск. – 1993. – С. 174.
45. Солошенко И.А., Кацубо Л.П. Исследование коллективного взаимодействия взаимопроницающих электронного и ионного пучков// ЖТФ. – 1974. – Т. 44. – С. 2126.
46. Марущенко Н.Б. Транспортировка и зарядовая нейтрализация ионных пучков средних и низких энергий/Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н. – Харьков. 1989. Госуниверситет, физико-технический факультет. – 123 с.
47. Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. Функция распределения электронов в ограниченном пространстве транспортировки автокомпенсированного ионного пучка низкой энергии // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т. 17, Вып. 6. – С. 22-26.
48. Dudin S.V., Zykov A.V., Farenik V.I. Low Energy Intense Ion Beams Space Charge Neutralization. Part II// Rev. Sci. Instrum. – 1994. – Vol. 65, № 4. – P. 1451-1453.
49. Дудин С.В. Нахождение энергетического спектра электронов при зондовых измерениях в плазме// Приборы и техника эксперимента. – 1994. – № 4. – С. 78-82.
50. Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. Экспериментальное исследование ионно-пучковой плазмы/ Препр. НФТЦ. Харьков. – 1993. – 26 с.
51. Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. Особенности зондовых измерений в ионно-пучковой плазме// В сб. Тез. докл. II межотраслевого научно-технич. семинара "Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике". Харьков. – 1991. – С. 32-33.
52. Dudin S.V., Zykov A.V., Farenik V.I. Transport and Neutralization of Low Energy Ion Beams in Technological Systems// Proceedings of International Conference "Physics in Ukraine". – Kiev. – 1993. – P. 86.
53. Dudin S.V. Probe Measurements in Ion-Beam Plasma// 21st IEEE International Conference on Plasma Science. Conference Record-Abstracts. Santa Fe. USA. – 1994. – P. 179-180.
54. Dudin S.V., Zykov A.V., Farenik V.I. Neutralization of Low Energy Broad Ion Beam// 21st IEEE International Conference on Plasma Science. Conference Record-Abstracts. Santa Fe. USA. – 1994. – P. 156.
55. Дудин С.В. Исследование ионно-пучковой плазмы в системе ионно-лучевого напыления// В сб. матер. IV международной конференции по физике и технологии тонких пленок. Ивано-Франковск. – 1993. – С. 170.
56. Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. Особенности зарядовой и токовой нейтрализации ионных пучков низких энергий// В сб. Тез. докл. II межотраслевого научно-технич. семинара "Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике". Харьков. – 1991. – С. 34-35.
57. Дудин С.В. Разработка системы ионно-лучевого напыления тонких пленок// В сб. матер. IV международной конференции по физике и технологии тонких пленок. Ивано-Франковск. – 1993. – С. 33.
58. Dudin S.V. Influence of Electron Emission on Space Charge Neutralization of Low Energy Broad Ion Beam// 21st EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Abstracts of Invited and Contributed Papers. Montpellier. France. – 1994. – P. 477.

59. 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.
60. Дудин С.В., Зыков А.В. Влияние термоэлектронной эмиссии на компенсацию объемного заряда широкого пучка ионов низкой энергии // Письма в ЖТФ. – 1994. – Т. 20, Вып. 11. – С. 58-63.
61. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. – М.: Наука, 1971. – 544 с.
62. Бычков В.Л., Елецкий А.В., Ущуповский В.А. Неравновесная переохлажденная пучковая плазма// Физика плазмы. – 1988. – Т. 14, Вып. 12. – С. 1497-1503.
63. Бакшт Ф.Г., Колосов Б.И., Костин А.А. и др. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 136 с.

ОТРИМАННЯ ТА ТРАНСПОРТУВАННЯ ІОННИХ ПУЧКІВ МАЛОЇ ТА СЕРЕДНЬОЇ ЕНЕРГІЇ

Фареник В. І.

У цій роботі ми провели огляд експериментальних досліджень іонно-пучкової плазми, що виникає у просторі транспортування широкого інтенсивного іонного пучка низької енергії за умов, типових для технологічних систем іонно-промислового травлення. Описані експерименти, у яких доведена визначальна роль γ -емісії з поверхні мішені у механізмі авто-компенсації пучка. Приведені залежності температури нейтралізуючих електронів та потенціала іонно-пучкової плазми від параметрів системи у різних режимах нейтралізації за використанням атомарних та молекулярних робочих газів, а також за наявністю катода-нейтралізатора. Описана динаміка функції розподілу електронів іонно-пучкової плазми по енергіях, її кутова залежність, принципова різниця виду ФРЕЕ за наявності та у відсутності термокатода. Розглянуто питання впливу типу іонного джерела на загальні закономірності процесу нейтралізації. Також був вивчений вплив термоелектронної емісії на нейтралізацію широкого інтенсивного іонного пучка низької енергії. У роботі також був описан спосіб іонно-промислової обробки діелектричних поверхонь, що дозволяє керувати потенціалом поверхні та забезпечує можливість оперативного контролю моменту завершення травлення діелектрика.

RECEIPT AND TRANSPORTATION OF ION BEAMS OF LOW AND AVERAGE ENERGY

Farenik V.I.

This work contains the review of experimental researches of ion-beam plasma arising in the transportation space of wide intense low energy ion beam under conditions typical for technological systems of ion-beam etching. The experiments proving determinative role of γ -emission from a target surface in the mechanism of auto-compensation of a beam are described. We provide here the dependencies of temperature of neutralizing electrons and ion-beam plasma potential from system parameters in various modes of neutralization obtained with using atomic and molecular working gases, as well as with the presence of cathode-neutralizer. Dynamics of electron energy distribution function and its angular dependence is described. The principal difference of EEDF form is discovered with presence and in absence of the cathode-neutralizer. The question of ion source type influence on general regularities of the neutralization process is considered. The influence of thermal electron emission on the neutralization of a wide low energy ion beam is investigated. It is also described the technique of ion-beam processing of dielectric surfaces allowing to control the surface potential and providing a possibility of the operative determination of the dielectric etching completion.