

А. П. Достанко В. Г. Залесский А. М. Русецкий
В. Л. Лапин И. Б. Петухов Д. А. Голосов Е. В. Телеш
С. В. Бордусов С. М. Завадский

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И СИСТЕМЫ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ:

плазменные, электронно-ионно-лучевые,
ультразвуковые



БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАТИКИ И
РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

Технологические процессы и системы в микроэлектронике:

плазменные, электронно-ионно-лучевые,
ультразвуковые

Под редакцией академика НАН Беларуси
А.П. Достанко

**Минск Бестпринт
2009**

BELARUSIAN STATE UNIVERSITY OF
INFORMATICS AND RADIOELECTRONICS

Technological processes and systems in microelectronics:

plasma, elektron-ion-beam, ultrasonic

*EDITED BY ACADEMICIAN OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCE OF
REPUBLIC BELARUS A.P. DOSTANKO*

**MINSK BESTPRINT
2009**

УДК 621.38.049.77

Технологические процессы и системы в микроэлектронике: плазменные, электронно-ионно-лучевые, ультразвуковые / А. П. Достанко [и др.]; под ред. А. П. Достанко; Белорус. гос. ун-т информатики и радиоэлектроники. – Минск : Бестпринт, 2009. – 199 с. – ISBN 978-985-6963-05-9.

Рассмотрены и обобщены результаты исследований и разработок области теории, технологии и оборудования для изготовления изделий электронной техники. Особое внимание уделяется технологическим процессам и системам на основе ионно-плазменных и ионно-лучевых разрядных систем.

Предназначена для инженерно – технических работников предприятий электронной и других отраслей промышленности, специалистов научно-исследовательских организаций, аспирантов и студентов старших курсов технических вузов.

Табл. 4. Ил. 120. Библиогр.: 221 назв.

Рекомендовано Советом БГУИР, протокол № 8 от 29.12.2009 г.

*Авторы: А. П. Достанко, В. Г. Залесский,
А. М. Русецкий, В. Л. Ланин, И. Б. Петухов, Д. А. Голосов,
Е. В. Телеш, С. В. Бордусов, С. М. Завадский*

*Рецензенты:
академик НАН Беларуси, д-р техн. наук, проф. П. А. Витязь,
доктор техн. наук, проф. Л. П. Ануфриев*

ISBN 978-985-6963-05-9

© Достанко А. П., Залесский В. Г.,
Русецкий А. М., и др., 2009
© Оформление. УП «Бестпринт», 2009

ОГЛАВЛЕНИЕ

ГЛАВА 1. РЕАКТИВНОЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЕ РАСПЫЛЕНИЕ	7
1.1 Механизм образования химических связей в процессе реактивного распыления.	7
1.2 Адсорбция реактивного газа на поверхности твердых тел .	11
1.2.1 Уравнение Генри	12
1.2.2 Уравнение Ленгмюра	12
1.2.3 Кинетика адсорбции на плоской поверхности	15
1.2.4 Уравнение БЭТ	15
1.2.5 Нормальная и активированная адсорбция	16
1.3 Гистерезисный эффект и неустойчивость процесса реактивного ионно-плазменного распыления	17
1.4 Реактивное магнетронное распыление	19
1.5 Дифференциальное отравление катода магнетрона	22
1.6 Распределение потоков реактивного газа при реактивном магнетронном распылении	24
Список литературы к гл. 1	27
ГЛАВА 2. СПОСОБЫ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ РЕАКТИВНОГО МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ	28
2.1 Методы стабилизации процесса реактивного магнетронного распыления	28
2.2 Регулировка парциального давления реактивного газа путем изменения его потока в камеру	29
2.3 Изменение скорости откачки камеры	30
2.4 Реактивное распыление с малых поверхностей	33
2.5 Увеличение расстояния мишень – подложка	34
2.6 Дифференцированная подача газов	35
2.7 Импульсный напуск реактивного газа	36
2.8 Управление процессом с помощью систем газового контроля.	37
2.9 Управление процессом по скорости распыления.	38
2.10 Регулировка парциального давления реактивного газа по вольтамперной характеристике разряда магнетрона	41
2.11 Управление процессом реактивного распыления мощностью разряда	42
Список литературы к гл. 2	44
ГЛАВА 3. ИМПУЛЬСНОЕ МАГНЕТРОННОЕ РАСПЫЛЕНИЕ	48
3.1 Формирование дуг при реактивном магнетронном распылении	48
3.2 Импульсное реактивное магнетронное распыление	50

3.3 Частота следования импульсов	56
3.4. Ионная бомбардировка растущих пленок при импульсном распылении	58
3.5 Модельные представления процесса реактивного магнетронного распыления	60
Список литературы к гл. 3	65
ГЛАВА 4. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ СВЧ ПЛАЗМЕННЫЕ МОДУЛИ РАЗРЯДА КОМБИНИРОВАННОГО ТИПА	67
4.1 Плазмообразование в низкотемпературных неравновесных газовых разрядах комбинированного типа на базе СВЧ плазменных модулей	67
4.2 Конструкции комбинированных разрядных устройств технологического назначения	72
4.3 Технологические характеристики СВЧ плазменного модуля на базе разряда комбинированного типа в резонаторном плазмотроне с кольцевым волноводно-щелевым аппликатором	81
Список литературы к гл. 4	88
ГЛАВА 5. ФОРМИРОВАНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ ПРЯМЫМ ОСАЖДЕНИЕМ ИЗ ИОННЫХ ПУЧКОВ	90
5.1 Особенности и преимущества методов получения покрытий из ионных пучков	90
5.2 Формирование тонкопленочных покрытий из ионных пучков с использованием торцевых холловских ускорителей	91
5.2.1 Исследование параметров ионных пучков из различных газов	91
5.2.2 Получение покрытий из диоксида и нитрида кремния	93
5.3 Получение тонкопленочных покрытий из ионных пучков, формируемых из ионно-пучкового фокуса	96
5.3.1 Исследование параметров ионных пучков	96
5.3.2 Процессы получения покрытий из диоксида кремния	98
Список литературы к гл. 5	105
ГЛАВА 6. ФОРМИРОВАНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ ДИБОРИДОВ ТУГОПЛАВКИХ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ	106
6.1.Перспективы использования диборидов тугоплавких переходных металлов в технике	106
6.2 Исследование процессов формирования покрытий из диборидов титана и циркония ионно-лучевым распылением	108
6.3 Исследование процессов формирования покрытий из	

дихлоридов титана и циркония ионно-лучевым распылением	110
6.3.1 Исследование скорости нанесения пленок TiB_2 и ZrB_2 от режимов распыления различных мишеней	113
6.3.2 Исследование влияния технологических факторов на микроструктуру и электрофизические параметры покрытий	115
Список литературы к гл. 6	119
ГЛАВА 7. СИНТЕЗ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ РЕАКТИВНЫМ ИОННО-ЛУЧЕВЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ, МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И ОКСИДНЫХ МИШЕНЕЙ	120
7.1 Исследование процессов реактивного ионно-лучевого распыления мишеней из арсенида галлия	120
7.2 Процессы реактивного ионно-лучевого распыления мишени из кремния	123
7.3 Формирование прозрачных токопроводящих покрытий на основе оксида индия распылением оксидных керамических мишеней	128
7.4 Получение прозрачных токопроводящих покрытий из оксида цинка реактивным ионно-лучевым распылением металлических и оксидных мишеней	133
Список литературы к гл. 7	137
ГЛАВА 8. ПОЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ИЗ ПЛАЗМЫ	138
8.1. Формирование и роль плазмы в источниках электронов . .	138
8.2. Электронные пушки с плазменным эмиттером электронов	142
8.2.1. Принцип работы плазменных источников электронов	142
8.2.2. Характеристики источников и параметры электронных пучков	146
8.2.3. Конструкции и основные характеристики источников электронов с плазменным эмиттером	153
8.3. Технологии с использованием источников электронов с плазменным эмиттером	165
Список литературы к гл. 8	173
ГЛАВА 9. ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ.	178
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛ. 10	186
ГЛАВА 10. УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ПРОЦЕССЫ И СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОСОЕДИНЕНИЙ В ИЗДЕЛИЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ.	187

10.1. Микросварка проводников методом “шарик-клин”	187
10.2. Ультразвуковая и термозвуковая микросварка ленточных выводов	190
10.3. Ультразвуковые технологические системы микросварки повышенной частоты	194
10.4. Многофункциональное технологическое оборудование для монтажа ленточными и проволочными проводниками . . .	199
Список литературы к гл. 10	203

1 РЕАКТИВНОЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЕ РАСПЫЛЕНИЕ

Эффект чувствительности параметров получаемых пленок к составу газовой среды в разряде широко применяется для формирования компонентных слоев ионно-плазменными методами (реактивное распыление). В данных процессах к основному рабочему газу (аргону) добавляется реактивный газ (азот, кислород, метан, и т.д.) для направленного изменения состава выращиваемой пленочной фазы. При реактивном распылении пленка соединения образуется за счет реакции реактивного газа с атомами материала мишени, поток которых создается с помощью устройств ионно-лучевого и ионно-плазменного распыления. В зависимости от конфигурации процессов при реактивном распылении также могут использоваться эффекты перераспыления компонентного слоя с поверхности мишени, повышение химической активности молекул основного газа в разряде, а также энергетическая активации поверхности формируемой пленки.

Результатом процесса реактивного распыления является рост пленки химического соединения с заданным составом и скоростью. При этом используя сравнительно легко изготавливаемые мишени из металлов и сплавов, можно получать различные сложные соединения, меняя состав и парциальные давления рабочих газов, параметры разряда и температуру подложки.

1.1 Механизм образования химических связей в процессе реактивного распыления

В общем случае при реактивном распылении образование химических связей может наблюдаться на трех стадиях процесса (рисунок 1.1):

1. Поскольку в реактивных процессах применяется смесь инертного и активного газов, то на мишень поступает смешанный поток ионов и атомов. Химически активные ионы, возбужденные атомы в процессе бомбардировки мишени не только участвуют в ее распылении, но и реагируют с атомами мишени, образуя на поверхности соединения. При этом возможно распыление атомов, как чистого материала мишени, так и его соединения;

2. Распыленные из мишени атомы транспортируются к подложке. При этом не исключен процесс их взаимодействия с частицами плазмы и атомами рабочего газа, в том числе и с образованием химических связей;

3. Конденсированные на поверхности подложки атомы за счет своей значительной энергии обладают высокой миграционной способностью и активно взаимодействуют между собой и с поверхностными атомами, в том числе и с атомами реактивного газа,

адсорбированными из газовой фазы с образованием химической связи.

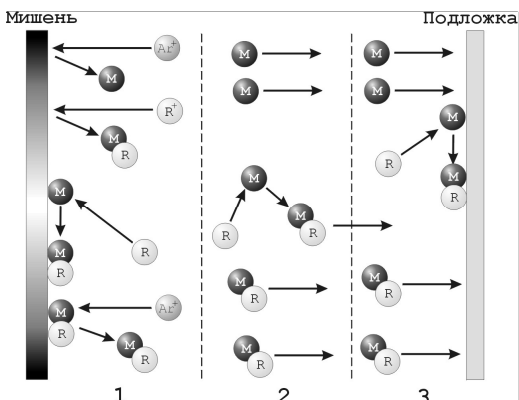


Рисунок 1.1 – Стадии процесса реактивного распыления: 1 – стадия мишенного синтеза, 2 – стадия пролетного синтеза, 3 - стадия синтеза соединения на подложке (M – атом материала мишени, R и R^+ - соответственно атом и ион реактивного газа, Ar^+ - ион атома инертного газа)

При рассмотрении процессов реактивного распыления необходим дифференцированный подход к определению роли каждого из стадий на динамику роста новой фазы. Рассмотрим более подробно физический механизм процесса реактивного распыления металлов по классической схеме ионно-плазменного распыления.

Первая стадия – "мишенный синтез". При распылении в среде реактивного газа для материалов мишеней в различной степени существует вероятность того, что формирование соединения будет происходить на распыляемой мишени. Вместе с ионами инертного газа на мишень из области плазмы поступает и некоторое количество ионов реактивного газа. Вероятность захвата поверхностью мишени иона кислорода O_2^+ значительно выше, чем нейтральной молекулы. Ионы, имеющие высокую кинетическую энергию, внедряются в материал мишени и диссоциируют на атомы. Атомарный кислород значительно энергичнее, чем молекулярный, взаимодействует с атомами мишени. В результате на поверхности мишени образуется тонкий слой диэлектрика, который создает условия для образования поверхностного положительного заряда, что оказывает значительное влияние на сам процесс плазмообразования и существенно снижает эффективность процесса распыления.

Кроме того, коэффициенты распыления окислов и нитридов, как правило, меньше, чем соответствующих металлов, что определяется более

высокой энергией связи атомов. Так, у титана энергия связи Ti-Ti составляет 4.9 эВ, а энергия связи Ti-O – 6.8 эВ. У алюминия и Al₂O₃ энергии связи равны соответственно 3.2 и 19.2 эВ. Таким образом, появление тонкого слоя диэлектрика ведет к уменьшению скорости распыления за счет снижения коэффициента распыления. Так, например отношение скорости нанесения металлов и их окислов при распылении ионами Ar для Ti составляет 0.96, для Al – 0.15.

В таблице 1.1 приведены значения относительных скоростей нанесения пленок оксидов металлов при распылении ионами Ar+ с энергией 700 эВ. Присутствие кислорода, как правило, снижает скорость распыления материалов. Аналогичное уменьшение скорости распыления наблюдается при использовании в качестве реактивного газа азота.

Таблица 1.1 – Отношение скорости нанесения оксидов к скорости нанесения исходных металлов (V_o/V_m) при распылении ионами аргона.

Оксид	V_o/V_m	Оксид	V_o/V_m	Оксид	V_o/V_m
Ta2O5	0.15	MgO	0.36	SnO2	0.96
Al2O3	0.18	La2O5	0.37	TiO2	0.96
Cr2O3	0.18	V2O5	0.47	ZnO	1.18
Nb2O5	0.24	In2O3	0.57	BiO3	1.32
ZrO2	0.32	Fe2O3	0.71	SiO2	1.34

На зависимости скорости распыления материала от парциального давления реактивного газа можно выделить три отчетливо выраженных участка. На первом, при увеличении давления кислорода скорость распыления практически не меняется. При давлениях кислорода выше определенного значения скорость окисления соизмерима со скоростью распыления материала мишени (участок резкого падения скорости). На третьем участке вновь наблюдается независимость скорости нанесения от давления, что вызвано распылением оксидной пленки. Границы промежуточной области, а также отношения значений скоростей при низком и высоком давлении кислорода для каждого материала различны. Скорость поступления кислорода на поверхность зависит не только от давления, но и от плотности потока ионов, а также концентрации возбужденных молекул и атомов в основном и метастабильном состоянии.

Зависимости скоростей распыления материалов ионами Ar+ с энергией 1 кэВ и плотностью тока 0.6 мА/см² от парциального давления кислорода в камере показаны на рисунке 1.2 [1].

Для каждого материала имеются три отчетливо выраженных участка. На первом, при увеличении давления кислорода скорость распыления практически не меняется. При давлениях кислорода выше определенного значения скорость окисления соизмерима со скоростью

распыления материала мишени (участок резкого падения скорости). На третьем участке вновь наблюдается независимость скорости нанесения от давления, что вызвано распылением оксидной пленки. Границы промежуточной области, а также отношения значений скоростей при низком и высоком давлении кислорода для каждого материала различны. Объяснение наблюдаемого явления основано на теории адсорбции газов на поверхности мишени.

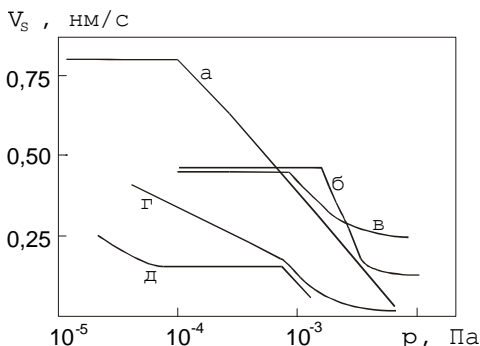


Рисунок 1.2. - Зависимости скоростей распыления материалов от парциального давления кислорода в камере: а – Al, б – Si, в – SiO₂, г – Cr, д – V

Очевидно, что скорость поступления кислорода на поверхность зависит не только от давления, но и от плотности потока ионов, а также концентрации возбужденных молекул и атомов в основном и метастабильном состоянии. В общем случае параметром, характеризующим концентрацию возбужденных молекул и атомов можно считать отношение E/p или E/ne у поверхности мишени.

Другим фактором, замедляющим процесс реактивного распыления, является снижение средней массы ионов (масса аргона – 40 а.е.м., кислорода – 32 а.е.м., азота – 28 а.е.м.), что также приводит к уменьшению коэффициента распыления [2].

Вторая стадия – пролетный синтез. При распылении соединения с поверхности мишени в большинстве случаев происходит его фрагментация на атомные составляющие. Перенос материала в виде молекул или многоатомных кластеров возможен только для соединений с высокими энергиями связи. Распыленные атомы металла и кислорода от мишени транспортируются к подложке. При этом в стадии пролета возможен процесс столкновения атомов материала мишени с атомами рабочего газа и синтез соединений.

Вероятность взаимодействия распыленных атомов с активными частицами плазмы с образованием химических соединений определяется в каждом конкретном случае энергией связи, эффективным сечением взаимодействия, а также конфигурацией процесса, плотностью плазмы и давлением в промежутке мишень – подложка. Параметром, характеризующим сечение взаимодействия с активными частицами плазмы можно считать отношение E/r в области между мишенью и подложкой. Для большинства из рассматриваемых процессов эта вероятность взаимодействия относительно мала [3].

Во многих случаях вероятно протекание химических реакций на поверхности подложки. Конденсированные на поверхности наносимой пленки атомы (третья стадия) за счет своей значительной энергии обладают высокой миграционной способностью и активно взаимодействуют между собой и с поверхностными атомами, в том числе и с теми, которые адсорбировались из газовой среды. В результате такого процесса взаимодействия на поверхности будет наблюдаться пленочный синтез соединения (на поверхности подложки). В большинстве случаев наиболее вероятно протекание химических реакций на поверхности подложки, при условии поступления распыленного материала в присутствии активированных молекул реактивного газа.

1.2 Адсорбция реактивного газа на поверхности твердых тел

Согласно современным представлениям молекулы могут адсорбироваться на поверхности двумя способами [4, 5]. В случае физической адсорбции взаимодействие между поверхностью и адсорбированной молекулой обусловлено межмолекулярным взаимодействием [4], которое не приводит к разрыву или образованию новых химических связей. При этом молекула сохраняет свою индивидуальность, хотя вероятно может быть растянута или изогнута из-за близости поверхности. Такие взаимодействия часто называют Ван-дер-ваальсовыми. К особенностям межмолекулярных взаимодействий при адсорбции, отличающих их от взаимодействий между молекулами в газах, относится весьма тесное сближение молекул адсорбента с атомами, ионами или функциональными группами, образующими поверхность адсорбента, а при относительно больших величинах адсорбции даже и между собой. Кроме того, адсорбированная молекула взаимодействует не с одним центром на поверхности адсорбента, а со многими соседними центрами.

В случае химической адсорбции (сокращенно хемосорбции) молекулы удерживаются на поверхности в результате образования химической, обычно ковалентной связи. Количество энергии, выделяющееся при хемосорбции, как правило, больше, чем при физической адсорбции, и часто равно энергии химической связи.

1.2.1 Уравнение Генри

Наиболее простым уравнением изотермы адсорбции является линейное уравнение Генри:

$$a = \Gamma p, \quad (1.1)$$

согласно которому количество поглощенного газа прямо пропорционально давлению (Γ – коэффициент Генри). Это уравнение является приближенным и применимо лишь в области относительно малых величин адсорбции (рисунок 1.3 а). Уравнение Генри выполнимо лишь при энергетической однородности поверхности адсорбента. Подавляющая часть изотерм адсорбции в области малых значений степени покрытия поверхности адсорбирующимся газом θ является выпуклой (нелинейной), причем изотермы имеют тенденцию к спрямлению с уменьшением адсорбции или повышением температуры. Относительно слабо адсорбирующийся газ имеет более спрямленную изотерму.

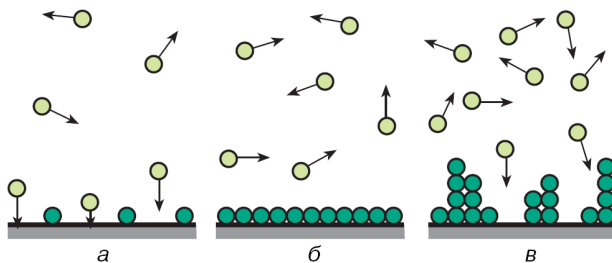


Рисунок 1.3 – Адсорбция молекул газа на поверхности твердого тела: а – малые количества адсорбированного вещества (область которую можно описать уравнением изотермы Генри),

б – образование плотного монослоя из адсорбированных молекул (модель Ленгмюра), в – полимолекулярная адсорбция (модель БЭТ)

1.2.2 Уравнение Ленгмюра

Основные положения, лежащие в основе вывода изотермы адсорбции согласно модели Ленгмюра:

- поверхность адсорбента однородна, то есть теплота адсорбции на разных участках поверхности одинакова;
- теплота адсорбции не зависит от присутствия других адсорбированных молекул, следовательно можно пренебречь

взаимодействием адсорбированных молекул между собой

- молекулы не могут адсорбироваться на молекулах первого слоя и максимальная адсорбция a_m наблюдается при плотной упаковке адсорбированных молекул на поверхности в слое толщиной в одну молекулу (рисунок 1.3 б).

Предполагая, что адсорбированные молекулы находятся в динамическом равновесии с молекулами в газовой фазе, процесс адсорбции можно описать с помощью следующей схемы:

молекулы в газе + свободная поверхность = адсорбированные молекулы

Уравнение Ленгмюра можно получить из условий кинетического равновесия скоростей процессов адсорбции и десорбции на поверхности: количества адсорбирующихся и десорбирующихся (для единицы поверхности в единицу времени) молекул равны, т.е.

$$N_a = N_d \quad (1.2)$$

Скорость адсорбции

$$N_a = \alpha k_a (1 - \theta) = \frac{\alpha p}{\sqrt{2\pi k T m}} (1 - \theta), \quad (1.3)$$

где α – коэффициент конденсации, k_a – константа скорости адсорбции, k – постоянная Больцмана, m – масса молекулы адсорбируемого газа.

Скорость адсорбции на свободной части поверхности $1 - \theta$ без учета коэффициента конденсации $\alpha \approx 1$ определяется количеством молекул $n v_a / 4$, падающих на единицу поверхности (n – концентрация молекул в единице объема газового пространства, v_a – средняя арифметическая скорость теплового движения молекулы), т.е. прямо пропорциональна давлению.

Молекула может десорбироваться с поверхности, если ее энергия превышает энергию адсорбции ΔH .

Скорость десорбции пропорциональна θ :

$$N_d = k_d \theta = \theta k'_d \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right). \quad (1.4)$$

Здесь k_d – константа скорости десорбции; k'_d – константа, равная числу молекул в монослое.

Из выражения (1.2) с учетом уравнения (1.3 и 1.4) после преобразований можно получить известное уравнение изотермы Ленгмюра:

$$\theta = \frac{bp}{1 + bp}, \quad (1.5)$$

где

$$b = \frac{\alpha}{k'_0 \sqrt{2\pi m r T}} \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right). \quad (1.6)$$

Типичный вид изотерм Ленгмюра представлен на рисунке 1.4.

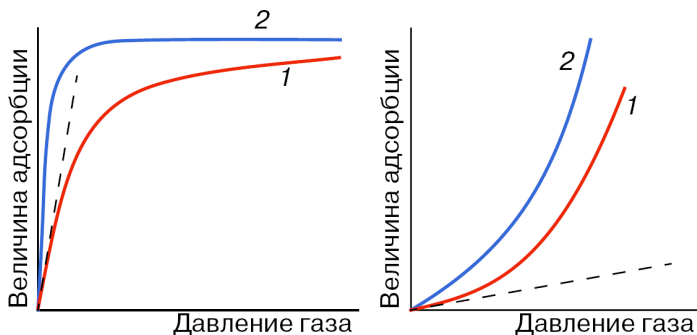


Рисунок 1.4 – Примеры типичных изотерм адсорбции. Пунктирные линии указывают на линейный участок изотермы, который можно описать уравнением изотермы Генри. Изотерма 1 определена при более высокой температуре, чем изотерма 2

Если молекула при адсорбции диссоциирует на атомы и занимает два адсорбционных центра, то уравнение изотермы Ленгмюра имеет вид:

$$\theta = \frac{\sqrt{bp}}{1 + \sqrt{bp}}. \quad (1.7)$$

Данное выражение изотермы Ленгмюра характерно для хемосорбции. В области малых величин выражение (1.5) преобразуется в уравнение Генри:

$$\theta = \frac{a}{a_s} = bp = \Gamma p; \quad (1.8)$$

где a_s - величина адсорбции, необходимая для образования монослоя.

Уравнение изотермы Ленгмюра описывает адсорбцию газов с четко выраженным насыщением, что более характерно для процессов хемосорбции, чем для физической адсорбции. Процесс адсорбции молекул газа подчиняется уравнению Ленгмюра, если поверхность является энергетически однородной, т. е. теплота адсорбции постоянна для всех

значений θ .

Значение константы b определяется согласно уравнению (1.6) в основном энергией адсорбции и температурой, следовательно, адсорбция газа возрастает с увеличением ΔH и снижением температуры.

Если значение θ неизвестно, то выражение (1.5) имеет вид:

$$\theta = \frac{a}{a_s} = \frac{bp}{1 + bp}. \quad (1.9)$$

1.2.3 Кинетика адсорбции на плоской поверхности

Количество адсорбирующихся и десорбирующихся молекул определяется уравнениями (1.3) и (1.4). Общая скорость процесса (без учета коэффициента конденсации $\alpha \approx 1$) определяется выражением

$$n_s \frac{d\theta}{dt} = N_a - N_d = k_a(1 - \theta) - k_d\theta \quad (1.10)$$

После интегрирования которого получим

$$\theta = \theta_\infty (1 - e^{-kt}) \quad (1.11)$$

где n_s – количество молекул в монослое (на 1 см^2); θ – коэффициент заполнения поверхности; t – время; k_a и k_d – константы скорости соответственно адсорбции и десорбции; θ_∞ – доля поверхности, покрытой молекулами после достижения равновесия; k – константа результирующей скорости адсорбционного процесса.

$$k = \frac{k_a + k_d}{n_s} \quad (1.12)$$

Константа скорости десорбции молекул зависит от теплоты адсорбции газа ΔH

$$k_d = n_s e^{-\frac{\Delta H}{RT}} \quad (1.13)$$

Константа результирующей скорости адсорбционного процесса после подстановки численных значений k_a и k_d определяется следующим выражением:

$$k = 3.52 \times 10^{22} \frac{P}{n_s \sqrt{MT}} + e^{-\frac{\Delta H}{RT}} \quad (1.14)$$

где p – давление газа в мм. рт. ст., M – молекулярная масса.

Согласно уравнению (1.11) равновесие может быть достигнуто лишь через бесконечный промежуток времени. Практически равновесие с точностью до 0.1 % (погрешность прецизионных измерений) достигается

при значении $kt = 6.9$.

1.2.4 Уравнение БЭТ

Уравнение полимолекулярной адсорбции, полученное Брунауэром, Эмметом и Теллером (БЭТ), было, по словам авторов, первой попыткой создания единой теории физической адсорбции. Согласно этой теории на поверхности первого слоя адсорбированных молекул образуются последующие слои молекул (рисунок 1.3 в), причем этот процесс протекает и при малых значениях относительного давления p/p_s и коэффициента θ . Теплота адсорбции E_1 первого слоя заметно превышает теплоту адсорбции E_L в последующих слоях, значение которой равно теплоте конденсации.

Уравнение полимолекулярной адсорбции БЭТ имеет вид

$$\theta = \frac{a}{a_s} = \frac{cp}{(p_s - p) \left[1 + (c - 1) \frac{p}{p_s} \right]}, \quad (1.15)$$

где

$$c = e^{\frac{(E_1 - E_L)}{RT}}. \quad (1.16)$$

Применение уравнения БЭТ дает удовлетворительные результаты в области средних θ для относительных давлений p/p_s от 0.05 до 0.35 - 0.50; в области малых относительных давлений уравнение БЭТ переходит в уравнение Ленгмюра.

Теорию БЭТ широко применяют при определении площади поверхности адсорбентов, для чего уравнение БЭТ преобразуют в линейную форму

$$\frac{p}{a(p_s - p)} = \frac{1}{a_s c} + \frac{c - 1}{a_s c} \frac{p}{p_s}. \quad (1.17)$$

Если уравнение БЭТ справедливо, то экспериментальные

результаты в координатах $\frac{p}{a(p_s - p)} - \frac{p}{p_s}$ дают прямую линию. По отрезку $1/a_s c$, отсекаемому на оси ординат, а тангенсу угла наклона прямой $(c - 1)/ca_s$ определяют a_s для вычисления поверхности адсорбента и константу c для определения теплоты адсорбции.

1.2.5 Нормальная и активированная адсорбция

При нормальной адсорбции скорость адсорбции падает (причем сравнительно медленно) при повышении температуры. Чем выше

температура, тем медленнее течет адсорбция.

В случае же активированной адсорбции скорость адсорбции, наоборот, резко возрастает с температурой. Нагревание ускоряет адсорбцию.

В начале процесса адсорбции, до тех пор, пока заполнение поверхности мало и можно пренебрегать десорбцией по сравнению с адсорбцией, мы имеем для скорости адсорбции следующее выражение, получаемое из элементарной теории:

$$\frac{dN}{dt} = N_0 \eta \alpha p. \quad (1.18)$$

Здесь N – количество адсорбированных молекул, N_0 – количество адсорбционных центров (на единице поверхности), p – давление газа; коэффициент α имеет вид:

$$\alpha = \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi M k T}} = \frac{\alpha_0}{\sqrt{k T}}, \quad (1.19)$$

где M – масса адсорбированной молекулы, σ – ее эффективное сечение, T – абсолютная температура, k – постоянная Больцмана.

Множитель η в (1.18) представляет собой вероятность того, что газовая молекула, попавшая из газа на адсорбционный центр поверхности, окажется закрепленной на нем. Нормальная и активированная адсорбция отличаются видом коэффициента η в формуле (1.18). При нормальной адсорбции коэффициент η считают постоянным (не зависящим от температуры). Обычно полагают $\eta=1$.

1.3 Гистерезисный эффект и неустойчивость процесса реактивного ионно-плазменного распыления

На рисунке 1.5а схематично показана особенность реактивного ионно-плазменного распыления при постоянном парциальном давлении инертного газа и регулировании расходом реактивного газа.

При изменении потока реактивного газа в режиме стабилизации мощности разряда (или изменении мощности разряда при постоянном потоке реактивного газа) на зависимости парциального давления реактивного газа p_R от потока реактивного газа Q_R присутствует петля гистерезиса. При низких значениях Q_R (точка А на рисунке 1.5а), почти весь поступающий в камеру реактивный газ поглощается поверхностями мишени и конденсирующейся на подложке и стенках камеры пленки. В результате при увеличении Q_R не наблюдается существенного изменения p_R от начального уровня. При этом нанесенная компонентная пленка имеет недостаток реактивного газа. Данное состояние сохраняется до момента

пока Q_R не достигнет критической величины Q_{R1} (точка В на рисунке 1.5а). В данной точке поток реактивного газа в камеру становится равным или большим, чем скорость поглощения газа распыленным материалом.

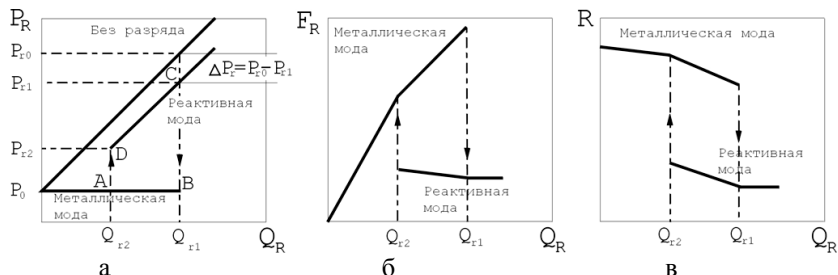


Рисунок 1.5 – Гистерезис при реактивном ионно-плазменном распылении: а – зависимость парциального давления реактивного газа от потока реактивного газа в камеру, б – зависимость скорости поглощения реактивного газа от потока реактивного газа в камеру, в – зависимость скорости нанесения от потока реактивного газа в камере

При этом на поверхности мишени формируется тонкий слой компонентной пленки. Скорость распыления соединений в несколько раз меньше по сравнению со скоростью распыления металлических мишеней, главным образом по двум причинам: (i) коэффициент распыления атомов металла из компонентной пленки на поверхности мишени меньше, чем чистой металлической мишени; и (ii) соединения имеют более высокие значения коэффициента ионно-электронной эмиссии по сравнению с металлами, следовательно, большая часть энергии бомбардирующих ионов расходуется на разрушение связей, генерацию и ускорением вторичных электронов. Следовательно, распыляется меньше атомов металла, и для образования соединения в реакции потребляется меньше реактивного газа, что ведет к резкому увеличению парциального давления реактивного газа до нового значения p_{r1} , (точка С на рисунке 1.5а). При этом в нанесенной пленке присутствует необходимое количество реактивного газа. Если после увеличения p_R до высокого уровня уменьшить Q_R до прежнего значения, то p_R не будет уменьшаться по той же самой траектории, по которой оно увеличивалось. Δp_R будет оставаться постоянной до некоторого значения Q_{R2} (точка D на рисунке 1.5а), где оно резко увеличивается и давление реактивного газа уменьшается до начального уровня. Это происходит потому, что парциальное давление реактивного газа остается высоким пока

не будет удален компонентный слой на поверхности мишени и опять станет расплываться материал мишени. В результате опять увеличивается поглощение реактивного газа, и нанесенные пленки снова будут иметь недостаток реактивного газа. Зависимости скорости поглощения реактивного газа и скорости нанесения слоев от скорости натекания реактивного газа показаны соответственно на рисунке 1.5 б, в.

Для характеристики данного явления используется так называемый “параметр отравления”. Это отношение парциального давления реактивного газа в реактивной моде процесса p_{RM} к парциальному давлению реактивного газа в металлической моде процесса p_{MM} .

$$H = \frac{p_{RM}}{p_{MM}} \quad (1.20)$$

Чем больше это отношение, тем более неуправляем процесс в промежуточной моде процесса. Этот параметр зависит от системы материал мишени – реактивный газ.

Как видно при одном значении Q_R когда f_r находится в области гистерезиса существует два устойчивых состояния функционирования системы, соответствующих индивидуальному значению f_r . При этом при одном значении потока реактивного газа возможно нанесение компонентных пленок с различной стехиометрией и как следствие с различными физическими свойствами. Поэтому гистерезисный эффект является крайне нежелательным и должен быть устранен [6]. Для работы в области гистерезиса необходимы сложные и быстрые системы управления технологическим процессом.

1.4 Реактивное магнетронное распыление

Реактивное магнетронное распыление является одним из наиболее перспективных методов формирования тонкопленочных диэлектрических слоев, поскольку при сохранении своих основных преимуществ (высокие скорости нанесения, низкая температура подложки, простота аппаратуры и др.) позволяет получать пленки различных химических соединений. В данных процессах формирование пленок производится путем распыления металлических мишеней в смеси реактивного и инертного газов, что обуславливает особенности протекания процессов на мишени, в разряде и на подложке.

Поскольку реактивное магнетронное распыление является одной из разновидностей ионно-плазменных методов, мишень магнетрона является одним из электродов разрядной системы и участвует в формировании разряда. Скорость распыления материала мишени и поверхностное состояние мишени зависят от большого числа параметров реактивного процесса и одновременно сами влияют на них.

В процессах реактивного магнетронного распыления (рисунок 1.6)

выделяют две четко различающиеся моды данного процесса – “металлическую” и “реактивную”, определяемые соотношением скоростей образования химических соединений на поверхности катода-мишени и его распыления.

При относительно низких значениях потока реактивного газа напускаемого в систему, имеет место “металлическая” мода процесса. Получаемые при таких условиях пленки имеют концентрацию реактивного газа в пленке меньшую, чем требует стехиометрия химического соединения. При достижении величины потока реактивного газа некоторого критического значения, при котором скорости образования компонентной пленки на поверхности мишени и ее распыления соизмеримы, распылительный процесс переходит в “реактивную” моду. При этом на поверхности мишени образуется тонкий слой соединения. При этом резко снижается скорость нанесения пленки, увеличивается парциальное давление реактивного газа. Полученные пленки адсорбируют излишнее количество реактивного газа, что приводит к ухудшению их свойств. Причем переход между двумя модами является достаточно резким, что объясняется значительным различием значений коэффициентов распыления металла и компонентного слоя. Это так называемая “переходная” область, в которой возникают гистерезисные петли, т.е. в данной области зависимость параметров процесса от потока реактивного газа становится неоднозначной, зависящей от направления изменения потока. В то же время именно область гистерезиса представляет наибольший практический интерес, так как здесь можно совместить большие скорости распыления, присущие чистой мишени, и высокие давления реактивного газа, необходимые для получения стехиометрических пленок [7].

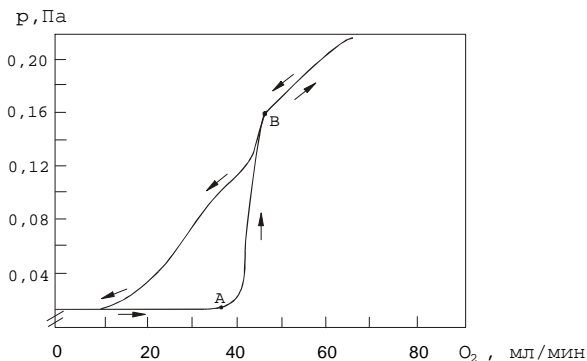


Рисунок 1.6 – Гистерезис парциального давления кислорода при распылении Ti в среде Ar/O₂ при управлении расходом газа

Таким образом, для воспроизводимого нанесения пленок с заданной стехиометрией необходимо сбалансировать относительные потоки поступления на поверхность конденсации распыленных атомов и атомов реактивного газа. В первом случае управление осуществляется изменением мощности разряда, во втором – изменением концентрации активной компоненты в зоне разряда.

Так, например, при распылении Al мишени и постоянном соотношении потоков реактивного (N_2) и инертного (Ar) газов с увеличением разрядного напряжения (рисунок 1.7) на первом этапе наблюдается резкий рост тока разряда (участок АВ на кривой 1). Бомбардировка мишени ионами Ar и N_2 постепенно освобождает ее поверхность от пленки из соединений Al с атомами азота. Давление азота сначала увеличивается, а затем в результате его поглощения растущей пленкой начинает медленно снижаться. Участок ВГ определяет соответственно начало и завершение освобождения поверхности мишени от пленки. Резкое возрастание тока разряда с увеличением разрядного напряжения на участке АВ объясняется наличием на поверхности мишени пленки диэлектрика, у которого коэффициент ионно-электронной эмиссии больше, чем у чистого алюминия. На падающем участке ВАХ (участок ВГ на кривой 1), в результате постепенной очистки мишени от пленки диэлектрика снижается ток вторичных электронов и соответственно ток разряда. По мере увеличения U_t возрастают интенсивность эмиссионной линии Al и эффективный коэффициент распыления мишени.

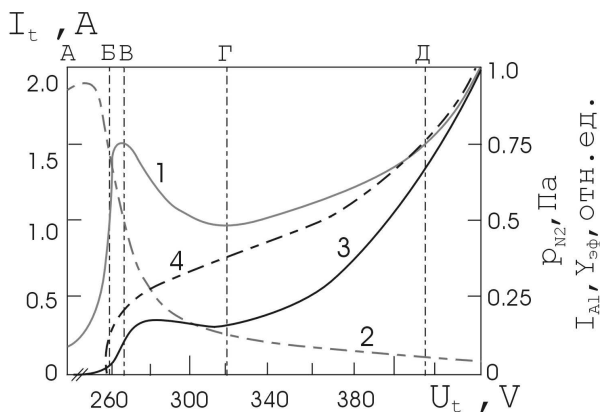


Рисунок 1.7 – Характеристики разряда магнетрона при распылении Al мишени в смеси Ar/ N_2 рабочих газов: 1 – ток разряда; 2 – парциальное давление N_2 ; 3 – интенсивность эмиссионной линии Al; 4 – эффективный коэффициент распыления материала мишени

Для плавного управления характеристиками процесса в переходной области ВГ путем изменения U_t необходимо, чтобы доминирующим процессом на поверхности мишени было распыление за счет ионной бомбардировки, а не хемосорбция нейтральных частиц реактивного газа. В работе [8] были исследованы два варианта нанесения. В первом варианте, газовые потоки Ag и N_2 , а также скорость откачки поддерживались постоянными, а U_t изменялось с небольшими приращениями от 200 до 500 В. Во втором варианте постоянными поддерживались поток Ag , скорость откачки и мощность разряда, а переменным параметром был поток реактивного газа N_2 , который плавно изменялся от нуля до максимального значения, а затем обратно до нуля.

Пленки, осажденные при сравнительно низком значении U_t (слева от максимума разрядного тока на рисунке 1.7), имели стехиометрический состав AlN_x с $x = 1$. В то же время x монотонно уменьшался с увеличением U_t (справа от максимума разрядного тока). Наконец, при прочих равных условиях увеличение потока N_2 вызывало повышение мощности в разряде, что приводило к росту скорости нанесения пленки на подложку. Было обнаружено, что как при быстрой хемосорбции, так и при нанесении ионов активного газа на поверхности мишени могут проявляться неустойчивости режима разряда, приводящие к неконтролируемому переходу системы к одному из крайних состояний поверхности мишени – полностью покрытой пленкой реактивного газа или полностью без пленки. Степенью покрытия поверхности мишени во многих случаях можно управлять путем регулирования напряжения на мишени в области ВГ, что в конечном итоге, обеспечивает контролируемый состав пленки.

1.5 Дифференциальное отравление катода магнетрона

Рассмотрим особенности протекания физико-химических процессов на мишени при реактивном магнетронном распылении. В магнетронных распылительных системах плазма локализована в области магнитной ловушки, что ведет к неравномерному распределению плотности ионного тока на поверхности мишени (катода). Поэтому в процессе магнетронного распыления скорость распыления определенной точки зоны распыления зависит от плотности ионного тока в данной точке. Для аксиального магнетрона при использовании полярных координат можно сказать, что при прочих равных условиях скорость распыления зависит только от радиуса, на котором находится точка распыления. Скорость поглощения реактивного газа поверхностью мишени зависит от его парциального давления p_R и температуры поверхности мишени

$$F_R = \frac{P_R}{4} \left(\frac{8}{\pi m_R} kT \right)^{1/2} \quad (1.21)$$

Поэтому в отличие от диодных систем распыления при реактивном магнетронном распылении [9, 10] скорость распыления материала мишени $R_{\text{расп}}$ и скорость образования соединения $R_{\text{ок}}$ на поверхности мишени не являются постоянными величинами, а зависят от положения. Следовательно, степень покрытия поверхности мишени соединением Θ должна также зависеть от положения. При этом возможно существование одновременно трех состояний поверхности мишени: полностью металлического, полностью окисленного или частично окисленного.

На рисунке 1.8 а представлено изображение Ti мишени диаметром 100 мм после проведения процесса реактивного магнетронного распыления в среде Ag/N₂ рабочих газов. Для сравнения на рисунке 1.8 б представлена фотография Ti мишени после проведения процесса магнетронного распыления в среде Ag. Как видно при реактивном распылении зона распыления мишени сужается.

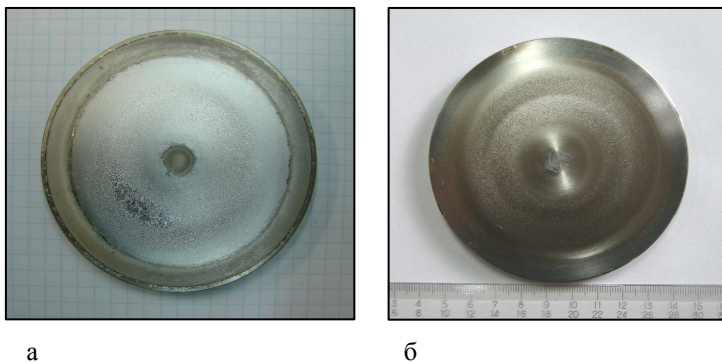


Рисунок 1.8 – Ti мишень после процесса реактивного магнетронного распыления в среде Ag/N₂ рабочих газов (а) и Ti мишень после процесса магнетронного распыления (б)

На поверхности мишени можно выделить три области:

1. Зона вблизи области максимальной эрозии мишени, находящаяся в металлическом состоянии (на поверхности присутствует чистый металл);
2. Переходные зоны, покрытые тонкой пленкой соединения, которые находятся с обеих сторон металлической зоны. В пределах этих зон Θ увеличивается от нуля до единицы.
3. Области в отравленном состоянии, где образовалась макроскопически толстая пленка соединения, которая не удаляется в

процессе распыления.

На рисунке 1.9 а схематично показано распределение отношения $R_{\text{sput}}(x)/R_{\text{sput}}(x=0)$ в зоне распыления магнетронной распылительной системы. Как видно R_{sput} сильно зависит от положения и имеет пик при $x=0$. Также на рисунке 2.9 а показано сравнительно равномерное распределение $R_{\text{ox}}(x)/R_{\text{ox}}(x=0)$. Это означает, что при небольшом парциальном давлении реактивного газа pR , в центре зоны эрозии $R_{\text{sput}} > R_{\text{ox}}$ (рисунок 1.9 б) и разность между этими двумя величинами уменьшается при увеличении x до определенной точки, где $R_{\text{sput}} < R_{\text{ox}}$. Необходимо отметить, что даже в зоне максимальной эрозии соединения непрерывно формируются и затем разрушаются.

Если процесс реактивного распыления осуществляется при высоком pR , и/или сравнительно низкой мощности разряда P , то почти вся поверхность мишени будет покрыта соединением (то есть $\Theta \approx 1$), как показано на рисунке 1.9 в. При данных условиях на подложке происходит рост тонкой пленки соединения с очень низкой скоростью распыления, что обусловлено более низким коэффициентом распыления компонентных слоев.

С уменьшением pR и/или увеличением P , в пределах зоны разряда Θ уменьшается в соответствии с распределением плотности ионного тока (рисунке 1.9 г), пока область мишени, расположенная в зоне максимальной плотности ионного тока (то есть где $x = 0$), не станет полностью свободной от соединений (то есть металлической с $\Theta \approx 0$), как показано на рисунке 1.9 д. Если дальше уменьшать pR , и/или увеличивать P , ширина зоны свободной от соединения на мишени также увеличивается, как показано на рисунке 1.9 е.

Несмотря на разную степень отравления зоны распыления при определенном давлении реактивного газа, описанный выше гистерезисный эффект, также присутствует на катодах магнетрона [11-15].

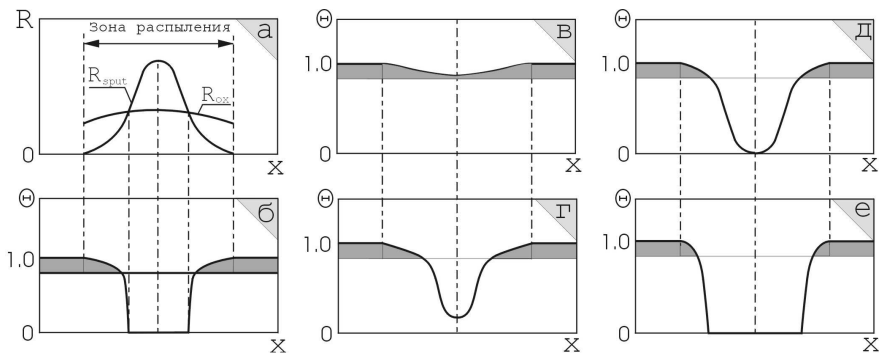


Рисунок 1.9 – Дифференциальное отравление катода магнетрона при различном парциальном давлении реактивного газа: а – распределение скорости распыления и скорости поглощения реактивного газа, б – степень покрытия мишени соединением и толщина компонентной пленки в зоне распыления, в – покрытие поверхности мишени продуктами реакции при высоком p_R и/или низкой мощности разряда; г, д и е – постепенное уменьшение покрытия мишени при уменьшении p_R и/или увеличении мощности разряда

1.6 Распределение потоков реактивного газа при реактивном магнетронном распылении

При реактивном распылении поступающий в камеру реактивный газ Q_R поглощается поверхностью мишени Q_t и растущей пленкой Q_s и откачивается откачной системой Q_p (рисунок 2.10). В стационарном режиме скорость поглощения реактивного газа должна быть равна скорости его поступления

$$Q_R = Q_t + Q_s + Q_p. \quad (1.22)$$

Состав поверхности, как мишени, так и подложки можно определить относительной долей их площадей, покрытых молекулами соединения θ . Доля поверхности $(1 - \theta)$ таким образом, покрыта чистым металлом. В общем случае значение θ может быть различным для мишени (θ_t) и для подложки (θ_s). Величина θ может изменяться в интервале от 0 (чистый металл) до 1 (стехиометрическое соединение).

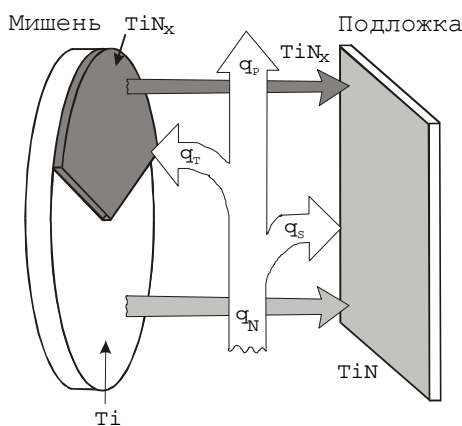


Рисунок 1.10 – Распределение потока реактивного газа при реактивном магнетронном распылении

Количество молекул реактивного газа удаляемых из камеры откачной системой рассчитывается по формуле

$$Q_P = N_R S_R, \quad (1.23)$$

где S_R – скорость откачки реактивного газа, развиваемая насосом, N_R – концентрация молекул реактивного газа в рабочей камере

$$N_R = p_R/k_T. \quad (1.24)$$

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Ивановский Г.Ф., Петров В.И. Ионно-плазменная обработка материалов. - М.: Радио и связь, 1986.- 232 с.
2. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Физическое распыление одноэлементных твердых тел: Пер. с англ. / Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984.- 336 с.
3. Плазменные процессы в производстве изделий электронной техники. В 3-ех т. Т. 2 /А.П. Достанко, С.В. Бордусов, И.В. Свадковский и др.; Под общ. ред. А.П. Достанко.- Мн.: ФУАинформ, 2001.- 244 с.
4. Химическая энциклопедия. В 5-и т. Гл. ред. И.Л. Кнунянц . М.: Сов. Энциклопедия, 1988.- 3363 с.
5. Киселев А.В. Межмолекулярные взаимодействия в адсорбции и хроматографии. М.: Высш. шк., 1986.- 360 с.
6. Kadlec S., Musil J., Vyskocil H. Hysteresis effect in reactive sputtering: a problem of system stability // J. Phys. D: Appl. Phys.- 1986.- Vol. 19.- P. L187-L190.
7. Pekker L. Plasma chemistry model of DC magnetron reactive sputtering in Ar-O gas mixtures // Thin Solid Films.- 1998.- Vol. 312.- P. 341-347.
8. Affinito J., Parsons R. Mechanisms of voltage controlled reactive planar magnetron sputtering of Al in Ar/N₂ and Ar/O atmospheres // J. Vacuum Sci. Technol.- 1984.- A, Vol. 2, № 3.- P. 1275-1284.
9. Schiller S., Heisig U., Steinfelder K., Strumpfel J., Sieber W. // Vakuumtechnik.- 1981.- Vol. 30.- P. 1-21.
10. Schiller S., Heisig U., Goedicke K., Schade K., Teschner G., Henneberger J. Advances in high rate sputtering with magnetron-plasmatron processing and instrumentation // Thin Solid Films.- 1979.- Vol. 64.- P. 455-467.
11. Maniv S., Westwood W.D. Oxidation of an aluminum magnetron sputtering target in Ar/O₂ mixtures // J. Appl. Phys.- 1980.- Vol. 51, № 1.- P. 718-725.
12. Tsiogas C.D., Avaritsiotis J.N. Modeling reactive sputtering process in symmetrical planar direct current magnetron systems // J. Appl. Phys.- 1992.- Vol. 71, № 10.- P. 5173-5182.
13. Maniv S., Westwood W.D. Discharge characteristics for magnetron sputtering of Al in Ar and Ar/O₂ mixtures // J. Vac. Sci. Technol.- 1980.- Vol. 17, № 3.- P. 743-751.
14. Aronson A.J., Chen D., Class W.H. Preparation of Titanium Nitride by a Pulsed D.C. Magnetron Reactive Deposition Technique Using the Moving Mode of Deposition // Thin Solid Films.- 1980.- Vol. 72.- P. 535-540.
15. McMahon R., Affinito J., Parsons R.R. Voltage controlled, reactive planar magnetron sputtering of AlN thin films // J. Vac. Sci. Technol.- 1982.- Vol. 20, № 3.- P. 376-378.

2 СПОСОБЫ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ РЕАКТИВНОГО МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

2.1 Методы стабилизации процесса реактивного магнетронного распыления

В обычном (не реактивном) процессе ионного распыления достаточно контролировать скорость распыления, поддерживая заданное давление аргона и ток (мощность) разряда. При реактивном распылении требования к контролю процесса возрастают, так как необходимо еще обеспечить постоянство состава получаемых пленок.

Как отмечено выше, для стабилизации процесса реактивного магнетронного распыления необходимо поддерживать катод магнетрона с полностью или частично металлической поверхностью, поддерживая соответственно высокое парциальное давление реактивного газа для формирования требуемой компонентной пленки. Это не всегда возможно, поскольку, если увеличивать поток реактивного газа, неизбежной становится реакция между металлической мишенью и реактивным газом. Это в свою очередь приводит к гистерезисному поведению, и неконтролируемым переходам между металлической и реактивными модами процесса [1, 2-5], особенно в диапазоне давлений реактивного газа, при котором формируется стехиометрическая пленка [6, 2].

Для анализа процессов реактивного магнетронного распыления целесообразно выделить внешние параметры разряда, т.е. те параметры, величины которых заданы и контролируются во время процесса, и внутренние параметры, величины которых устанавливаются в результате сложных явлений в разряде.

Основными внешними параметрами являются поток реактивного газа, мощность разряда, поток и давление аргона. Внутренними – скорость распыления, парциальное давление реактивного газа и быстрота поглощения его пленкой, степень покрытия поверхности мишени соединением, скорости распыления мишени и нанесения пленки, а также вольтамперные характеристики разряда.

Разделение на внешние и внутренние параметры в какой-то мере условно, так как иногда они могут меняться местами, например в работах, где контролируют парциальное давление реактивного газа. Но для большинства исследований указанное разделение справедливо.

Если в процессе реактивного магнетронного распыления контролировать внешние параметры разряда, то на характеристиках внутренних параметров разряда появляются гистерезисные петли. В частности, на зависимостях парциального давления реактивного газа и скорости распыления мишени от потока реактивного газа или мощности разряда. Если же контролируемыми параметрами сделать внутренние

параметры разряда, то тогда необходимые для их поддержания величины потока реактивного газа в камеру или мощность разряда будут определяться явлениями в разряде. В этом случае на характеристиках разряда отсутствуют гистерезисные петли.

Существует несколько способов контроля внутренних параметров процесса нанесения:

1. Регулировка парциального давления реактивного газа путем изменения его потока в камеру;
2. Измерение парциального давления реактивного газа с помощью масс-спектрометра или приборов спектрального контроля;
3. Управление процессом по скорости распыления;
4. Регулировка парциального давления реактивного газа по ВАХ разряда на постоянном токе;
5. Управление процессом реактивного распыления мощностью разряда.

2.2 Регулировка парциального давления реактивного газа путем изменения его потока в камеру

Поскольку состав смеси рабочих газов оказывает решающее влияние на основные параметры процесса реактивного распыления и свойства получаемых пленок, поддержание требуемого состава газовой смеси является важной задачей. Простой способ контролируемого напуска газов в вакуумную камеру – напуск реактивного газа и аргона через отдельные натекатели до заданных парциальных давлений. Существует еще более простой способ – напуск газов через общий натекатель до заданного общего давления из сосуда, где заранее создана нужная смесь газов. Такими способами фиксируют поток реактивного газа в камеру. Поток реактивного газа Q_R связан с его действительным парциальным давлением в разряде p_R соотношением

$$p_R = \frac{Q_R}{S_R + f_R} \quad (2.1)$$

где S_R – эффективная скорость откачки реактивного газа насосом, f_R – скорость поглощения реактивного газа растущей пленкой.

При таком способе регулировки парциального давления предполагается, что во время процесса скорость поглощения реактивного газа пленкой и поток остаточных газов неизменны. Однако это предположение не всегда верно. На самом деле скорость откачки насосом и газовыделение из арматуры камеры сами зависят от общего давления в камере и меняются во время нанесения. Кроме того, быстрота поглощения реактивного газа растущей пленкой зависит от давления реактивного газа, состояния мишени и скорости ее распыления. Поэтому соотношение между

потоком реактивного газа и его действительным парциальным давлением при реактивном распылении гораздо сложнее.

Установить однозначную зависимость p_R от Q_R можно, устранив влияние f_R на p_R . Согласно формуле (2.1) это условие выполняется при $S_R \gg f_R$. Тогда $p_R = Q_R/S_R$, т.е. давление однозначно задано его потоком и уже не зависит от быстроты его поглощения. В этом случае все значения p_R устойчивы.

Реализовать на практике условие $S_R \gg f_R$ можно двумя путями: уменьшая f_R или увеличивая эффективную скорость откачки реактивного газа. Первый путь связан с уменьшением скорости распыления мишени, что ведет к снижению производительности процесса и увеличению загрязнения растущей пленки остаточными газами. Второй путь ограничен возможностями устойчивой работы откачной системы установки и особенностями процесса магнетронного распыления.

2.3 Изменение скорости откачки камеры

Одним из методов устранения гистерезисного эффекта является значительное увеличение скорости откачки камеры [2, 7-16]. Это может быть достигнуто путем использования откачных систем, скорость откачки которых достаточно высока для того, чтобы скорость откачки реактивного газа откачной системой была больше скорости поглощения реактивного газа растущей пленкой. В данном случае имеет место постепенный переход между металлической и реактивной модами процесса.

На рисунке 2.1 и рисунке 2.2 представлены зависимости напряжения разряда от потока реактивного газа в камеру при различной скорости откачки [17]. Зависимости получены для магнетронной распылительной системы с Ti мишенью размерами диаметр 160 толщина 8 мм. Распыление осуществлялось в среде Ar с различным содержанием реактивного газа (N_2 или O_2) в режиме стабилизации мощности разряда ($P = 1.2$ кВт). Поток Ar во всех экспериментах был постоянный и составлял 35 мл/мин. Скорость откачки системы D изменялась путем регулирования размера пропускного отверстия откачной системы. В зависимости от скорости откачки давление в камере составляло: $D = 1150$ л/с $p = 0.07$ Па; $D = 800$ л/с $p = 0.1$ Па; $D = 650$ л/с $p = 0.12$ Па.

Как видно, при увеличении скорости откачки происходит уменьшение изменения напряжения разряда и площади гистерезиса при переходе из одной моды процесса в другую. Особенно это заметно для систем материал мишени – реактивный газ имеющих высокое значение параметра отравления (например Ti – O_2 , Al – O_2).

На основе анализа процессов реактивного распыления можно сделать вывод, что система становится неустойчивой, если увеличение давления реактивного газа приводит к уменьшению расхода реактивного

газа (то есть $dQ_R/dp_R < 0$). Для устойчивости системы необходимо выполнение условия $dQ_R/dp_R > 0$. Применяя это условие к уравнению (2.1), можно получить [15]

$$\frac{dQ_R}{dp_R} + S_R > 0 \tag{2.2}$$

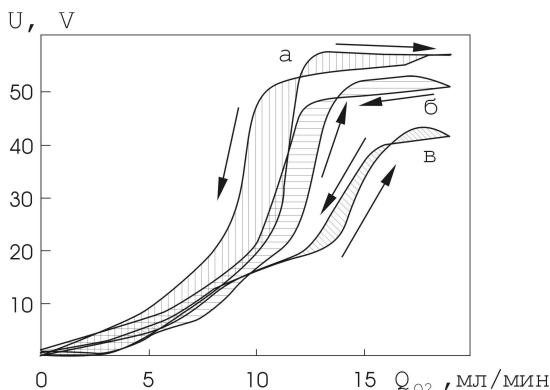


Рисунок 2.1 – Зависимость изменения напряжения разряда МРС от потока O_2 при распылении Тi мишени при различной скорости откачки: а – 650 л/с, б – 800 л/с, в – 1150 л/с. Минимальное напряжение разряда принято за ноль

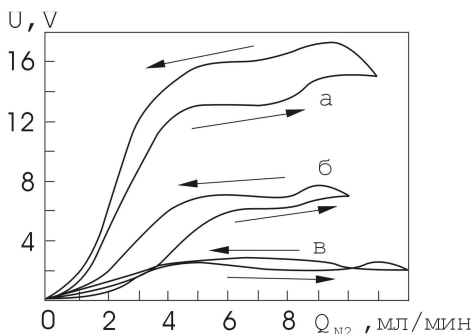


Рисунок 2.2 – Зависимость изменения напряжения разряда МРС от потока N_2 при распылении Тi мишени при различной скорости откачки: а – 650 л/с, б – 800 л/с, в – 1150 л/с. Минимальное напряжение разряда принято за ноль

Если критическая скорость откачки насосной системы S_c , определяется как [10]

$$S_c = -\frac{dQ_R}{dp_R}, \quad (2.3)$$

тогда условие для устойчивости системы осаждения (т.е. устранение гистерезисного эффекта)

$$S_R > S_c \quad (2.4)$$

Таким образом, скорость откачки насосной системы должна быть больше, чем критическая величина S_c . Spenser и др. [2] исследовали данное условие при нанесении проводящих пленок оксида индия при постоянном парциальном давлении Ag. Они измерили расход O_2 в системе при включенном магнетроне (то есть поток O_2 поглощается растущей пленкой и откачивается насосной системой), и когда магнетрон выключен (то есть поток O_2 откачивается насосной системой со скоростью 240 л/с). Из этих измерений они определили скорость поглощения O_2 пленкой. Условие устойчивости подразумевало, что $S_R > 150$ л/с. Для подтверждения рассчитанного значения они путем дросселирования изменили скорость откачки O_2 системой до 120 л/с. Результаты, показали, что система стала неустойчивой с неконтролируемым увеличением парциального давления O_2 , и изменением напряжения разряда магнетрона. Последнее непосредственно указывает на изменение состояния мишени (то есть переходе из металлической в реактивную моду). Кроме того, чтобы доказать, что их результаты не зависят от распылительной системы или используемого материала, они провели те же самые эксперименты в другой вакуумной системе, при нанесении оксида олова. Они сделали тот же самый вывод, то есть, неустойчивость наступает при недостаточной скорости откачки реактивного газа насосной системой.

Okamoto и Serikawa [9] распыляли Si мишень методом реактивного ВЧ магнетронного распыления в атмосфере Ag/ N_2 при постоянном парциальном давлении Ag. Давлением распыления газа управляли путем дросселирования клапаном, расположенным выше диффузного насоса. Они изменяли скорость откачки в 20 раз, изменяя скорость потока Ag от 5 мл/мин до 100 мл/мин. При 5 мл/мин была получена четкая петля гистерезиса между парциальным давлением и расходом азота, и скорость нанесения уменьшилась с 15.0 до 3.0 нм/с. При 100 мл/мин гистерезисный эффект исчезал полностью, хотя скорость нанесения уменьшилась приблизительно до 6.0 нм/с. Критическая скорость потока Ag была 62 мл/мин. Таким образом, подавление гистерезисного эффекта не дает значительных преимуществ в скорости нанесения. Такой же вывод был сделан Berg и др. [11], которые также обнаружил, что введение реактивного газа очень близко к подложке (то есть создание в камере градиента

парциального давления реактивного газа [4, 18]), уменьшает отравление мишени. Они предложили, что комбинация замкнутой системы и управления парциальным давлением реактивного газа путем изменения потока реактивного газа, позволяет также функционировать в пределах неустойчивости, где существует большинство благоприятных режимов нанесения. Это позволяет увеличить скорость нанесения составных пленок до уровня фактически равного металлическим мишеням.

Наконец, Дангос и др. [13] обнаружили при реактивном магнетронном распылении TiN, что форма петли гистерезиса изменяется в зависимости скорости откачки и положения ввода N_2 в камеру. Ширина петли гистерезиса уменьшалась, если ввод N_2 был сделан ближе к входу турбомолекулярного насоса.

Как видно, при увеличении скорости откачки происходит уменьшение площади гистерезиса разрядных характеристик, что позволяет стабилизировать процесс реактивного магнетронного распыления без применения специальных систем газового контроля.

Диапазон рабочих давлений большинства магнетронных распылительных систем находится в диапазоне 0.1 – 10 Па. Причем процесс магнетронного распыления чаще всего производится при низких скоростях откачки (режим дросселирования). Увеличение скорости откачки ведет к понижению рабочего давления при одном и том же потоке газа, что снижает концентрацию атомов рабочего газа и усложняет условия плазмообразования. Таким образом, представляется перспективным уменьшение рабочего давления МРС ниже уровня 0.1 Па, что позволяет значительно изменять физические условия формирования пленок, а также модифицировать процесс нанесения пленок с использованием бомбардирующей ионной компоненты выращиваемой фазы. Однако для реализации процесса магнетронного распыления при пониженном давлении необходимо преодолеть определенные ограничения, связанные с проблемами формирования разряда при пониженных концентрациях частиц.

Кроме того, проблема увеличения скорости откачки, особенно в промышленности, где могут использоваться большие вакуумные камеры, ведет к значительному увеличению затрат на этапе производства новых и модернизации существующих систем.

2.4 Реактивное распыление с малых поверхностей

Проведенное Berg и др. моделирование процесса реактивного распыления, сделало большой вклад для понимания и улучшения процессов реактивного распыления. Berg и Nyberg обнаружили, что при управлении потоком реактивного газа, если область распыления уменьшена меньше критического размера, имеется безгистерезисная рабочая зона (рисунок 2.3)

[19]. Эта безгистерезисная область сохраняется для всех плотностей ионного тока мишени. Таким образом, область распыления также является критическим фактором. Данный метод нанесения пленок целесообразно использовать для получения тонких (менее 0.1 мкм) пленок, когда производительность не является главной целью.

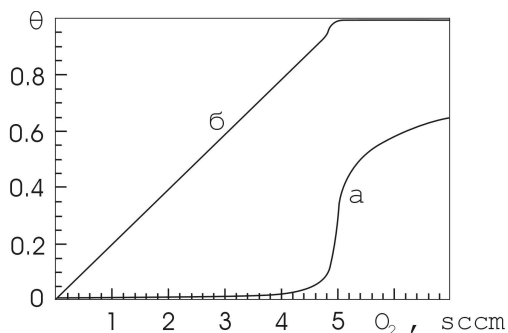


Рисунок 2.3 – Зависимость степени покрытия мишени (а) и подложки (б) от потока реактивного газа при распылении с малых поверхностей [19].

2.5 Увеличение расстояния мишень - подложка

Другой метод уменьшения отравления мишени это увеличения расстояния мишень – подложка. Этот эффект был экспериментально исследован Schiller и др. [20]. Они обнаружили, что при реактивном магнетронном распылении Ti на постоянном токе в атмосфере Ar/O₂, когда расстояние мишень – подложка было небольшим, формировались сверхстехиометрические пленки TiO_{2.4}. Они сделали вывод, что при таких малых расстояниях плотность потока распыленного Ti была высока и, следовательно, для реакции необходимо было высокое парциальное давление O₂, pO₂. Высокое pO₂ заставляло мишень перейти в реактивную моду, которая характеризуется низкой скоростью распыления и имеющими высокое содержание реактивного газа пленками. Это указывает, что оптимальные свойства пленки не могут быть достигнуты при "отравленном" состоянии мишени. При увеличении расстояния мишень – подложка были получены стехиометрические пленки TiO₂ при более низком pO₂ и, следовательно, вероятность полного отравления мишени была восстановлена. Более низкое pO₂ было следствием более низкой плотности потока распыленного Ti по закону распределения косинуса.

В промышленности увеличивать расстояние мишень – подложка не практично, потому что это требует значительно больших вакуумных камер

и, следовательно, более высоких затрат.

2.6 Дифференцированная подача газов

Maniv и др. [21] предложил другой метод предотвращения отравления мишени магнетрона и, следовательно, гистерезисной неустойчивости при нанесении прозрачных проводящих пленок Cd_2SnO_4 реактивным магнетронным распылением мишени Cd_2Sn . Они модернизировали магнетронную распылительную систему таким образом, чтобы уменьшить скорость окисления мишени относительно подложки, путем установки дефлектора между подложкой и мишенью и подачей O_2 в систему со стороны подложки. Дефлектор также обеспечивал дополнительные поверхности для геттерирования O_2 вблизи мишени [2]. В такой конфигурации было возможно наносить стехиометрические пленки при ВЧ смещении подложки при неполном окислении мишени, то есть до перехода в реактивную моду процесса. Maniv и др. [22] также использовал дефлектор для нанесения прозрачных проводящих пленок ZnO без ВЧ смещения подложки. Многие авторы сообщали об успешном использовании этого метода для нанесения компонентных пленок. Например, Scherer и Wirz [23] для Al_2O_3 , SiO_2 , SnO_2 и Ta_2O_5 , Este и Westwood [24, 25] для Al_2O_3 , AlN и TiN , Czernastek и др. [26] для ZnO легированного In (ZIO), Brett и др. [27] для ITO и ZnO и Brett и Parsons [28] для ZnO . Однако необходимость частой очистки дефлектора, возможность попадания продуктов распыления дефлектора на подложку является главными недостатками этого метода.

2.7. Импульсный напуск реактивного газа

Aronson и др. [1] и позже Sproul [29] предложили другой метод для поддержания устойчивого режима работы в металлической моде для нанесения пленок TiN при DC реактивном магнетронном распылении Ti мишени. Они использовали метод импульсной подачи реактивного газа, при котором поток реактивного газа включается периодически на короткий период времени. Использовались два таймера для независимого управления временем включения и выключения регулятора расхода газа. В момент выключения подачи реактивного газа происходила очистка мишени от компонентной пленки, которая формируется на поверхности мишени. Таким образом, мишень постоянно переходит из отравленного в металлическое состояние, и среднее состояние мишени является промежуточным, то есть мишень непрерывно функционирует между металлическими и реактивными модами по петле гистерезиса. Понятно, что время импульса должно быть настолько коротким, чтобы нанесенная пленка не имела бы чередующиеся слои соединения и чистого металла. Sproul [30] сообщал об успешном нанесении TiN со скоростью приблизительно 50 % от скорости нанесения металлического Ti , когда использовалась импульсная подача N_2 с периодами подачи и отключения газа 3 с. Он также сообщал,

что скорость нанесения TiN стала фактически равной скорости нанесения металлического Ti при той же самой мощности разряда, когда длительность импульсов была уменьшена до 0.2 с. Метод импульсной подачи реактивного газа также использовался Howson и др. [31] для нанесения пленок TiO₂. Главные недостаток этого метода: (i) необходимость в большом количестве предварительных экспериментов для оптимизации процесса для воспроизводимого нанесения пленок с заданной стехиометрией; (ii) потребность в непрерывном контроле и регулировании параметров процесса. Например, проблематично нанесение стехиометрических пленок если подачей реактивного газа не управляют вручную, чтобы поддерживать постоянное парциальное давление реактивного газа.

2.8 Управление процессом с помощью систем газового контроля

В первой половине 1980-ых годов три различных группы [32-34] продемонстрировали возможность управления парциальным давлением реактивного газа непосредственно в процессе реактивного распыления. Каждая группа управляла парциальным давлением реактивного газа, используя различные сигналы обратной связи (рисунок 2.4). В подобных целях подходят оптические системы спектрального контроля, или быстродействующие квадрупольные масс-спектрометры.



Рисунок 2.4 – Методы активного управления процессом реактивного распыления

Квадрупольный масс-спектрометр позволяет непосредственно измерять парциальное давление реактивного газа в разряде или вблизи него. Сигнал от масс-спектрометра поступает на процессор, который управляет натекателями газов, поддерживая заданный уровень парциальных давлений в разряде. При таком способе реактивного нанесения слоев мощность разряда поддерживается постоянной, а поток реактивного газа в камеру регулируется так, чтобы поддержать заданное парциальное давление реактивного газа [35-37]. Использование в качестве датчика быстродействующего квадрульного масс-спектрометра, обеспечивает быстрый ответный сигнал при изменении парциального давления реактивного газа, что дает возможность управлять парциальным давлением реактивного газа в любой требуемой точке. Таким путем удастся получить непрерывные зависимости парциального давления от потока реактивного газа даже в переходной области. На рисунке 2.5 [38, 39] показана зависимость расхода газа при управлении парциальным давлением O_2 с обратной связью для случая распыления титана в атмосфере Ar/O_2 . Площадь петли гистерезиса в этом случае намного меньше (сравните с рисунком 1.6) и практически устраняется неоднозначность между потоком и парциальным давлением реактивного газа.

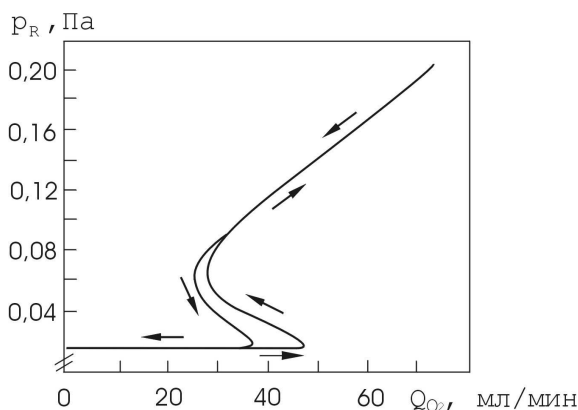


Рисунок 2.5 – Гистерезис изменения расхода газа при реактивном распылении титана в среде аргон/кислород при управлении парциальным давлением кислорода. Мощность разряда 5 кВт при давлении 1.1 Па

При реактивном распылении, как и при обычном распылении, возбужденные энергичными электронами атомы испускают излишнюю энергию в виде оптического излучения, спектр которого содержит несколько пиков, характерных для данного материала (рисунок 2.6). При

спектральном управлении процессом реактивного магнетронного распыления для измерения парциального давления реактивного газа и скорости распыления мишени используется сигнал оптического излучения возбужденных атомов активного газа и материала мишени. Данный метод основан на том, что эмиссионный оптический спектр разряда, являясь информационно насыщенным индикатором состояния среды, из которой происходит формирование пленки, однозначно реагирует на изменение таких технологических параметров как расход газа, мощность разряда и т.д. Для этого из излучения плазмы с помощью монохроматора или коллиматора и узкополосного оптического фильтра выделяется такой пик излучения, который не перекрывается другими излучениями из плазмы разряда. Интенсивность излучения на данной длине волны пропорциональна парциальному давлению активного газа в разряде или скорости распыления материала мишени. В частности, измерение оптического излучения атомов алюминия в плазме разряда проводят на длине волны 396.15 нм [37, 40, 41]. При этом используются два способа управления внешними параметрами процесса [42]. При постоянной величине потока реактивного газа в камеру величина оптического излучения управляет мощностью разряда, или при постоянной мощности разряда регулируется поток реактивного газа в камеру. В обоих случаях в характеристиках разряда отсутствуют гистерезисные петли.

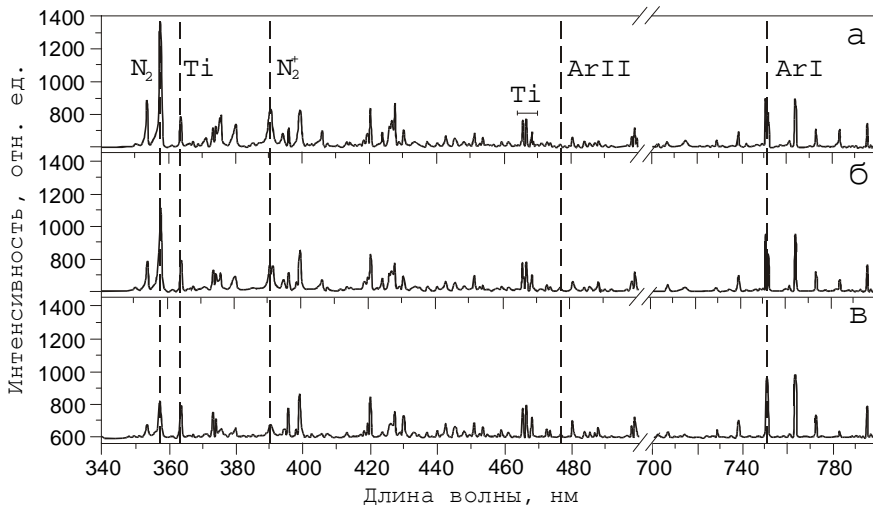


Рисунок 2.6 – Эмиссионный спектр излучения плазмы при реактивном магнетронном распылении Ti в Ar/N₂ смеси газов: а – $qN_2 = 4.5$ мл/мин, б – $qN_2 = 3.0$ мл/мин, в – $qN_2 = 1.5$ мл/мин

На рисунке 2.7 представлены временные зависимости интенсивности основных спектральных компонент плазмы разряда и общего давления в разрядной камере при распылении титановой мишени в аргон-азотной среде в условиях сохранения мощности разряда и парциального давления аргона на анализируемом промежутке времени, а также расхода азота Q во временном интервале от t_0 до t_1 . Причем величина Q превышала минимальное (критическое) значение Q^* , необходимое для перехода от чистой (металлической) к полностью занитрированной поверхности мишени. Вне интервала $t_0 - t_1$ Q равно нулю. Такие условия эксперимента позволили изучить поведение спектральных компонент и давления в переходной области горения разряда.

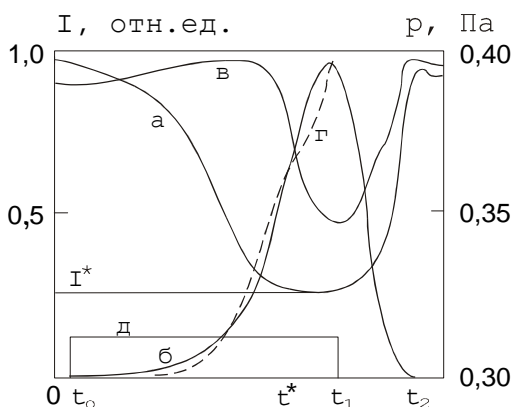


Рисунок 2.7 – Временная зависимость интенсивности спектральных компонент разряда (а, б, в) и общего давления (г) при $P = 2$ кВт, $p_{Ar} = 0.3$ Па и расходе азота $Q = 1.6Q^*$ (д) в интервале $t_0 - t_1 = 20$ с: а – Ti I 520.04 нм; б – N₂ 661 ± 1.5 нм; в – Ar I 404,4 нм.

Установлено, что характер поведения атомной спектральной линии Ti I (кривая а) согласуется с известными представлениями о процессах на мишени магнетрона, связанных с образованием на ее поверхности пленки нитрида в интервале $t_0 - t^*$, и распылением этой пленки в интервале $t_1 - t_2$. Причем величина I_0/I^* , где I_0 - интенсивность линии для чистой мишени, а I^* - для полностью нитритизированной мишени практически не зависит не только от выбора линии, но и от мощности разряда и парциального давления аргона [43]. Это позволило использовать величину I_0/I^* в качестве динамической спектральной характеристики процесса реактивного магнетронного распыления. Спектральные исследования процессов

магнетронного нанесения пленок карбида титана, нитрида титана и алюминия, а также оксида титана, Al, V и InSn показали, что для этих процессов величина I_0/I^* имеет наибольшее значение, равное 16.5 (в случае распыления InSn). В поведении интенсивности молекулярной полосы азота (кривая б) отмечена ее корреляция с парциальным давлением азота.

С точки зрения применения реактивного распыления наибольший интерес представляют режимы разряда, которые соответствуют переходной области и характеризуются неустойчивостью электрических параметров и парциального давления реактивного газа, следовательно, и состоянием поверхности мишени [44]. Предложен количественный показатель переходных режимов:

$$\alpha = (I_0 - I)/(I_0 - I^*), \quad (2.5)$$

где I - интенсивность атомной линии материала мишени для заданного режима.

Величина α , принимающая значение от 0 до 1, определяет степень реактивности процесса (степень покрытия катода пленкой химического соединения) и является критерием воспроизводимости процесса магнетронного напыления. При стабилизации мощности разряда и парциального давления α представляет собой однозначную линейную функцию интенсивности I .

На основе изложенных результатов разработан алгоритм управления магнетронным распылением, заключающийся в поддержании на заданном уровне интенсивности одной или группы атомных линий материала мишени путем управления расходом реактивного газа при условии стабилизации мощности разряда. Простота данного алгоритма накладывает жесткие условия на степень стабилизации мощности разряда. Например, при нанесении TiN ($p_{Ar} = 0.3$ Па, $P = 2$ кВт) 10 %-ные низкочастотные колебания мощности приводят к 20 %-ным колебаниям величины α и 45 %-ным колебаниям интенсивности (концентрации) азота в разряде при $\alpha \approx 0.7$, соответствующему стехиометрическому составу TiN.

2.9 Управление процессом по скорости распыления

При переходе из металлической моды процесса в реактивную скорость распыления материала мишени может уменьшиться в несколько раз (см. рисунок 1.5). Как отмечено выше скорость распыления влияет на парциальное давление активного газа в камере и вместе с ним определяет состав растущей пленки. Поэтому контроль скорости распыления не менее важная задача, чем контроль парциального давления активного газа.

Чаще всего для контроля скорости нанесения пленки используется кварцевый резонатор со схемой отсчета. Скорость распыления мишени может также контролироваться и по спектру оптического излучения

материала мишени в магнетронном разряде. Интенсивность таких излучений зависит от парциального давления реактивного газа, прямо пропорциональна скорости нанесения пленки и изменяется вместе с ней при изменении количества реактивного газа в разряде или мощности разряда, т.е. она позволяет контролировать фактическую скорость распыления мишени с учетом степени покрытия ее поверхности нитридом или оксидом.

При этом используются два способа управления внешними параметрами процесса [42]. При постоянной величине потока реактивного газа в камеру величина оптического излучения управляет мощностью разряда. Или при постоянной мощности разряда регулируется поток реактивного газа в камеру. В обоих случаях в характеристиках разряда отсутствуют гистерезисные петли. Поддержание заданной скорости распыления материала мишени в переходной области при постоянном потоке реактивного газа путем изменения мощности разряда позволяет воспроизводимо получать пленки оксидов и нитридов заданной толщины и состава.

2.10 Регулировка парциального давления реактивного газа по вольтамперной характеристике разряда магнетрона

Изменение величины парциального давления реактивного газа в разряде влияет на проводимость разряда. Это особенно хорошо заметно при реактивном распылении на постоянном токе, в котором ВАХ разряда чувствительны к составу газовой среды [37, 40, 45-50]. Особенностью ВАХ разряда в смеси Ar/N_2 является ее N-образная форма и наличие трех участков, характерных для трех состояний мишени (см. рисунок 1.7).

При постоянном потоке реактивного газа на первом участке при низких напряжениях разряда мишень покрыта пленкой диэлектрика, у которого коэффициент ионно-электронной эмиссии выше, чем у чистой мишени. Для тяжело оксидируемых мишеней этот коэффициент может иметь значение до 0.2 - 0.5. Для сравнения коэффициент ионно-электронной эмиссии для чистой металлической мишени имеет значение от 0.01 до 0.05 в зависимости от материала мишени. Поэтому здесь ток разряда быстро возрастает с ростом напряжения.

На третьем участке ВАХ при больших напряжениях ток разряда тоже возрастает с ростом напряжения, но значительно медленнее. Здесь мишень свободна от нитрида, коэффициент вторичной эмиссии сравнительно невысок.

Второй участок ВАХ, расположенный между первым и третьим, характерен тем, что с ростом напряжения ток разряда уменьшается, т.е. на этом участке разряд имеет отрицательное динамическое сопротивление. Это связано с тем, что с ростом напряжения здесь происходит очистка поверхности мишени от пленки нитрида или оксида, соответствующее

снижение тока вторичных электронов и общего тока разряда.

На втором участке ВАХ режимы разряда соответствуют частично покрытой поверхности мишени. Его ширина зависит от энтальпии образования соединения, и поэтому, например, для нитрида кремния значительно больше, чем для нитрида алюминия.

Наиболее ярко разделение ВАХ на три участка проявляется при достаточно больших потоках реактивного газа или низких скоростях откачки. При малых потоках азота ВАХ реактивного разряда приближается к ВАХ разряда в аргоне. При любом напряжении ток разряда растет с увеличением потока азота, особенно быстро вблизи максимума.

N-образная форма ВАХ разряда предъявляет определенные требования к применению источника питания магнетрона: он должен быть источником напряжения желательного стабилизированного [37, 40, 45-49]. В этом случае все точки ВАХ отвечают устойчивым режимам разряда, в том числе и на участке с отрицательным динамическим сопротивлением. В противном случае, когда используется источник тока или источник со стабилизированной мощностью, разряд может самопроизвольно перескакивать с первого участка на третий участок ВАХ и обратно. При этом на характеристиках отсутствует второй участок ВАХ. А именно он представляет наибольший практический интерес.

Другой способ управления свойствами пленок основан на том, что когда поддерживается заданное напряжение разряда, ток разряда растет с ростом давления азота в разряде [47, 48, 51]. В этих условиях ток разряда I может служить мерой парциального давления азота. Однако поскольку начальное значение тока разряда без азота I_{Ar} различно для разных напряжений, более правильной мерой давления азота считать соотношение I/I_{Ar} [48, 49].

По мере износа мишени ВАХ разряда смещаются в сторону меньших напряжений [46, 49]. Соответственно изменяются состав и толщина получаемых плёнок [46, 49]. Для воспроизводимого получения плёнок заданной толщины и состава необходимо воспроизводить не только давление азота, но и скорость поступления в плёнку атомов кремния. Поэтому, как показано в [49], недостаточно воспроизводить отношение I/I_{Ar} . Требуется ещё по мере износа мишени воспроизводить мощность разряда, чем достигается воспроизведение скорости нанесения с точностью 10 % за весь срок службы мишени толщиной 8 мм.

2.11 Управление процессом реактивного распыления мощностью разряда

Увеличивая или уменьшая мощность разряда, можно поддерживать заданное парциальное давление при заданном постоянном потоке реактивного газа в камеру. В этих условиях скорость распыления,

соответствующая стехиометрическим пленкам, прямо пропорциональна потоку реактивного газа. Описанный способ особенно удобен для ВЧ распыления, когда трудно измерить ВЧ мощность, введенную в разряд, но сравнительно легко изменить ее значение. Кроме того, преимущество такого контроля в том, что не требуется микропроцессор – достаточно одной петли обратной связи. Это связано с тем, что зависимость давления реактивного газа от мощности монотонна в отличие от сложной формы зависимости парциального давления от потока реактивного газа в камеру.

На рисунке 2.8 представлена зависимость мощности разряда МРС от потока O_2 при реактивном магнетронном нанесении слоев оксида алюминия в режиме стабилизации напряжения разряда. В данном режиме мощность однозначно связана с потоком реактивного газа. Более того, при переходе из металлической моды в реактивную моду процесса отсутствуют резкие переходы и гистерезис характеристик, что позволяет стабилизировать процесс на любом участке характеристики.

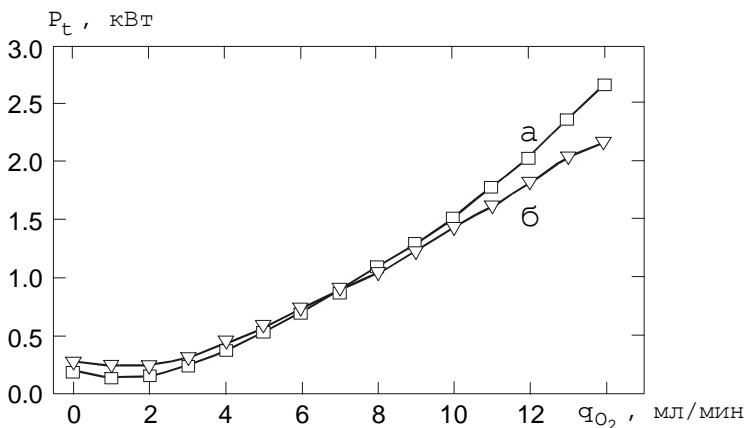


Рисунок 2.8 – Зависимость мощности разряда МРС от потока реактивного газа O_2 при реактивном магнетронном нанесении слоев оксида алюминия в режиме стабилизации напряжения разряда:

а – $U_t = 330$ В, б – $U_t = 360$ В

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Aronson A.J., Chen D., Class W.H. Preparation of titanium nitride by a pulsed d.c. magnetron reactive deposition techniques using the moving mode of deposition // *Thin Solid Films.*- 1980.- Vol. 72.- P. 535-540.
2. Spencer A.G., Howson R.P., Lewin R.W. Pressure stability in reactive magnetron sputtering // *Thin Solid Films.*- 1988.- Vol. 158.- P. 141-149.
3. Blom H.O., Berg S., Larsson T. Mass flow limitations in reactive sputtering // *Thin Solid Films.*- 1985.- Vol. 130.- P. 307-313.
4. Berg S., Larsson T., Blom H.O. The use of nitrogen flow as a deposition rate control in reactive sputtering // *J. Vac. Sci. Technol.- A.*- 1986.- Vol. 4, № 3.- P. 594-597.
5. Kusano E., Goulart D.M. Time-dependent simulation modelling of reactive sputtering // *Thin Solid Films.*- 1990.- Vol. 193-194.- P. 84-91.
6. Smith J.F., Aronson A.J., Chen D., Class W.H. Reactive magnetron deposition of transparent conductive films // *Thin Solid Films.*- 1980.- Vol. 72.- P. 469-474.
7. Musil J., BalBoda B., Kadlec S., Byskocil J., IPAT 87, *Proceeds of the 6th International Conference on Ion and Plasma As-sisted Techniques*, Brighton UK, 1987, P. 184-189.
8. Larsson T., Blom H.O., Nender C., Berg S. A physical model for eliminating instabilities in reactive sputtering // *J. Vac. Sci. Technol.- A.*- 1988.- Vol. 6, № 3.- P. 1832-1836.
9. Okamoto A., Serikawa T. Reactive sputtering characteristics of silicon in an Ar-N₂ mixture // *Thin Solid Films.*- 1986.- Vol. 137.- P. 143-151.
10. Kadlec S., Musil J., Byskocil H. Hysteresis effect in reactive sputtering: a problem of system stability // *J. Phys.- D.*- 1986.- Vol. 19, № 9.- P. L187-L190.
11. Berg S., Moradi M., Nender C., Blom H.O. The use of process modelling for optimum design of reactive sputtering processes // *Surf. Coat. Techn.*- 1989.- Vol. 39-40.- P. 465-474.
12. Penfold A.S., *American Society of Vacuum Coaters' 29th Annual Technical Conference Proceedings*, 1986.- P. 381-403.
13. Danroc J., Aubert A., Gillet R. Reactive magnetron sputtering of TiN: Analysis of the deposition process // *Surf. Coat. Techn.*- 1987.- Vol. 33.- P. 83-90.
14. Kadlec S., Musil J., Byskocil J. Influence of the pumping speed on the hysteresis effect in the reactive sputtering of thin films // *Vacuum.*- 1987.- Vol. 37, № 10.- P. 729-738.
15. Musil J., Kadlec S., Vyskocil J., Poulek B. Reactive deposition of hard coatings // *Surface Coatings Technol.*- 1989.- Vol. 39-40.- P. 301-314.
16. Berg S., Blom H.O., Larsson T., Nender C. Modeling of reactive

sputtering of compound materials // J. Vac. Sci. Technol.- A.- 1987.- Vol. 5, № 2.- P. 202-207.

17. Голосов Д.А., Завадский С.М., Достанко А.П. Разряд магнетронной распылительной системы при реактивном распылении // Материалы III Международной научно-технической конференции "Современные методы и технологии создания и обработки материалов", 15 – 17 октября 2008 г., г. Минск, Беларусь.- с. 316-320.

18. Vossen J.L., Krommenhoek S., Koss A.B. Some experiments that provide direct visualization of reactive sputtering phenomena // J. Vac. Sci. Technol.- A.- 1991.- Vol. 9, № 3.- P. 600-603.

19. Nyberg T., Berg S., PCT Patent Application WO 03/006703 A1, 23 January 2003.

20. Schiller S., Beister G., Sieber W. Reactive high rate D.C. sputtering: Deposition rate, stoichiometry and features of TiO_x and TiN_x films with respect to the target mode // Thin Solid Films.- 1984.- Vol. 111.- P. 259-268.

21. Maniv S., Miner C., Westwood W.D. // J. Vac. Sci. Technol.- 1981.- Vol. 18, № 2.- P. 195-198.

22. Maniv S., Miner C.J., Westwood W.D. // J. Vac. Sci. Technol.- A.- 1983.- Vol. 1 № 3.- P. 1370-1375.

23. Scherer M., Wirz P. Reactive high rate d.c. sputtering of oxides // Thin Solid Films.- 1984.- Vol. 119.- P. 203-209.

24. Este G., Westwood W.D. Reactive deposition of low loss Al₂O₃ optical waveguides by modified dc planar magnetron sputtering // J. Vac. Sci. Technol.- A.- 1984.- Vol. 2, № 3.- P. 1238-1247.

25. Este G., Westwood W.D. Stress control in reactively sputtered AlN and TiN films // J. Vac. Sci. Technol.- A.- 1987.- Vol. 5, № 4.- P. 1892-1897.

26. Czernastek H., Brudnik A., Jachimowski M., Kolawa E. Voltage-controlled DC reactive magnetron sputtering of indium-doped zinc oxide films // J. Phys.- D.- 1992.- Vol. 25.- P. 865-870.

27. Brett M.J., McMahon R.W., Affinito J., Parsons R.R. // J. Vac. Sci. Technol.- A.- 1983.- Vol. 1 № 2.- P. 352-355.

28. Brett M.J., Parsons R.R. // Can. J. Phys.- 1985.- Vol. 63.- P. 819-825.

29. U.S. Patents 4,428,811 and 4,428,812.

30. Sproul W.D. High rate reactive sputtering process control // Surf. Coat. Techn.- 1987.- Vol. 33.- P. 73-81.

31. Howson R.P., Suzuki K., Bishop C.A., Ridge M.I. Reactive ion plating of TiO₂ // Vacuum.- 1984.- Vol. 34.- P. 291-294.

32. Schiller S., Heisig U., Steinfelder K., Strumpf J. On the investigation of d.c. plasmatron discharges by optical emission spectrometry // Thin Solid Films.- 1982.- Vol. 96.- P. 235-240.

33. William D. Sproul, James R. Tomashek, U.S. Patent 4,428,811,

January 31, 1984.

34. Affinito J., Parsons R.R. // J. Vac. Sci. Technol.- A.- 1984.- Vol. 2.- P. 1275.

35. Grill A., Aron P.R. Sputtered silicon nitride coatings for wear protection// Thin Solid Films.- 1982.- Vol. 96, № 1.- P. 25-30.

36. Okamoto A., Serikawa T. Reactive sputtering characteristics of silicon in an Ar-N₂ mixture // Thin Solid Films.- 1986.- Vol. 137, № 1.- P. 143-151.

37. Affinito J., Parsons R.R. Mechanisms of voltage controlled, reactive, planar magnetron sputtering of Al in Ar/N₂ and Ar/O₂ atmospheres // J. Vac. Sci. Technol.- A.- 1984.- Vol. 2, № 3.- P. 1275-1284.

38. Sproul W.D. High-rate reactive DC magnetron sputtering of oxide and nitride superlattice coatings // Vacuum.- 1998.- Vol. 51, № 4.- P. 641-646.

39. Sproul W.D., Rudnik P.J. Advances in partial-pressure control applied to reactive sputtering // Surface and Coatings Technology.- 1989.- Vol. 39-40.- P. 499-506.

40. Affinito J. et al. Electrical transport properties of AlN/Al cermets produced by voltage controlled, reactive, dc, planar magnetron sputtering// J. Vac. Sci. Technol.- A.- 1984.- Vol. 2, № 2.- P. 316-321.

41. Schiller S., Heisig U., Beister G. et al. Deposition of hard wear – resistant coatings by reactive D.C. plasmatron sputtering // Thin Solid Films.- 1984.- Vol. 118, № 3.- P. 255-270.

42. Enjouji K., Murata K., Nishikawa S. The analysis and automatic control of a reactive DC magnetron sputtering process // Thin Solid Films.- 1983.- Vol. 108, № 1.- P. 1-7

43. А. П. Бурмаков, А. А. Балясников, В. А. Зайков, А. А. Лабуда, В. Е. Черный. Спектральный контроль и управление процессами магнетронного реактивного распыления / Вакуумная техника и технология. Т. 4 № 2. С. 14-16.

44. Бурмаков А.П., Зайков В.А., Лабуда А.А., Черный В.Е. Неустойчивость магнетронного распыления металлов в реактивных газах - Материалы межгосударственной конференции "Взаимодействие излучения с твердым телом". Минск. 1995. С. 39.

45. McMahon R., Affinito J., Parsons R.R. Voltage controlled, reactive planar magnetron sputtering of AlN thin films // J. Vac. Sci. Technol.- 1982.- Vol. 20, № 3.- P. 375-377.

46. Fortier N., Parsons R.R. Evolution of the glow discharge, deposition rate, and film conductivity with target erosion using direct current reactive sputtering // J. Vac. Sci. Technol. A.- 1986.- Vol. 4, № 3.- P. 583-585.

47. Сейдман Л. А. Получение пленок нитрида кремния реактивным распылением на постоянном токе // Электронная промышленность.- 1984.- Вып. 4(132).- С. 15-20.

48. Сейдман Л. А. Механизм роста пленок нитрида кремния при реактивном магнетронном распылении // Электронная техника Сер. 2. Полупроводниковые приборы.- 1985.- Вып.5(178).- С. 44-47.

49. Воронов Б.М. , Сейдман Л. А. Промышленное использование метода реактивного магнетронного нанесения // Электронная промышленность.- 1986.- Вып.4(152).- С. 17-19.

50. Zhiqiang Yin, Harding G.L. Optical properties of D.C. reactively sputtered thin film // Thin Solid Films.- 1984.- Vol. 120, № 1.- P. 81-108.

51. Мочалов Б.Ф., Фомин А.А., Троицкая Н.В. Исследование методов вакуумного напыления пленок алюминия // Электронная техника. Сер. 10. Микроэлектронные устройства.- 1980, № 5.- С. 77-81.

3 ИМПУЛЬСНОЕ МАГНЕТРОННОЕ РАСПЫЛЕНИЕ

3.1 Формирование дуг при реактивном магнетронном распылении

Одной из проблем эффективного формирования плотных, свободных от дефектов диэлектрических слоев (особенно слоев оксидов) методом реактивного магнетронного распыления, является возникновение микродуг на мишени, которые приводят к выбросу капельной фазы. Для реактивного магнетронного распыления на постоянном токе поврежденный участок мишени может служить источником для возникновения дополнительного дугообразования и в результате этот процесс может носить лавинообразный характер (например, это характерно при формировании пленок оксида алюминия [1]).

При формировании тонкой диэлектрической пленки на поверхности мишени происходит накопление заряда. Если заряд достигает напряжения пробоя диэлектрической пленки, то возникает дуга. Образование дуги обычно приводит к капельным выбросам из поверхности мишени, которые снижают качество пленки. Исторически для преодоления этих проблем использовалась ВЧ распыление. Однако ВЧ источники питания более сложные в использовании, чем DC источники питания. Кроме того, ВЧ источники питания имеют более высокую стоимость на ватт мощности по сравнению с DC источники питания, и в ВЧ системе необходимо использовать устройство согласования, которое еще увеличивает общую стоимость системы. При одинаковой мощности источников питания скорость нанесения слоев при ВЧ распылении приблизительно в два раза меньше скорости нанесения при DC распылении [2].

DC источники питания могут использоваться для реактивного нанесения диэлектрических пленок если избежать формирования компонентной пленки на поверхности мишени. Ранее было показано, что для реактивного распыления возможно использование DC источников питания если мишень отделена от объема камеры коробкой с отверстиями [3]. В данной системе аргон подается внутрь коробки, а реактивный газ в область подложки. Недостатком этого метода является то, что он требует постоянного обслуживания, и ячейки сетки снижают равномерность толщины пленки и качество наносимых слоев. Кроме того, при распылении через отверстия сетки снижается скорость нанесения.

Проблема, которая стоит перед всеми источниками питания магнетронных распылительных систем, это необходимость обнаружения и устранения дуг. Дуги могут возникать даже в лучшей из систем. Проблемой является как источнику питания обрабатывать дугу, потому что, если процесс дугообразования не остановить, то он может иметь лавинообразный характер. Анализ показывает, что большинство дуг возникает на границе

между элементной и покрытой компонентной пленкой частями мишени [4].

Возникновение дуги может быть обнаружено по резкому снижению напряжения разряда или увеличению тока разряда или комбинацией из этих двух событий. При обнаружении дуги источник питания должен отключить питание катода и не возобновлять подачу питания до момента исчезновения дуги. Время ожидания непосредственно зависит от процесса реактивного распыления. Для минимизации дугового эффекта на процесс реактивного распыления и состав наносимой пленки, источник питания должен очень быстро обнаруживать и ликвидировать дугу. Christie и Seymour [5] показали, что для процесса реактивного нанесения слоев оксида титана на крупноформатные подложки источник питания должен определить, ликвидировать дугу и возвратиться к полной мощности за время менее 1 мс. Однако даже если дуга обнаружена, и питание отключено, все еще сохраняется заряд, накопленный в выходных цепях питания магнетрона (выходные и паразитные емкости и индуктивности выходных цепей и кабеля электропитания), который должен быть рассеян раньше, чем закончится процесс формирования дуги. Кроме того, тип и длина кабеля влияют на количество запасенной энергии в источнике питания. Поэтому система должна быть разработана так, чтобы минимизировать длину кабеля и его индуктивность.

Дуги также могут возникать при нанесении проводящих пленок методами реактивного распыления. Причем частота образования дуг зависит от чистоты мишени. Включения оксидов в алюминиевых мишенях или высокие концентрации железа в мишенях титана вызывают образование дуг при реактивном распылении. Использование DC импульсной или AC мощности средней частоты также предотвращают проблемы образования дуги с мишенями низкой чистоты.

Обычно функция дугогашения устройства реализуется встроенным в систему управления источника питания модулем IGBT токовой защитой. Ток срабатывания защиты может подстраиваться в широких пределах. При срабатывании защиты ключ закрывается и остается закрытым до прихода следующего управляющего импульса.

На рисунке 3.1 приведены осциллограммы напряжения и тока разряда в момент возникновения дуги. В момент времени 1 возникает дуга и начинается рост тока со скоростью, определяемой индуктивностью цепи и напряжением на выходе источника. В момент времени 2 величина тока достигает порогового значения защиты по току, за время 2 – 5 мкс происходит срабатывание токовой защиты и ключ запирается. С этого момента начинается спад тока за счет запасенной в индуктивности энергии. Энергия, выделяемая в дуге, зависит от напряжения, индуктивности, тока срабатывания защиты и соотношения сопротивлений балластного резистора и сопротивления дуги. При неизменном значении напряжения и

сопротивления цепи, изменяя величину значение порога срабатывания защиты по току, можно менять величину энергии, выделяющейся в дуге. Выделение энергии в дуге на уровне 0.5 Дж, позволяет осуществить быструю тренировку мишени и не приводит к снижению качества получаемых покрытий.

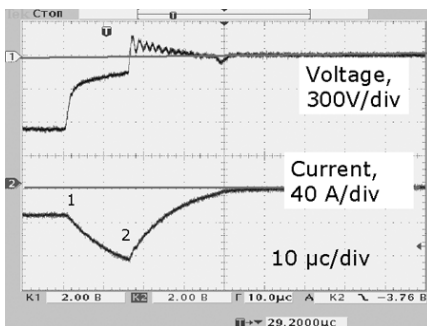


Рисунок 3.1. Осциллограммы тока и напряжения в момент возникновения дуги (1) и срабатывания защиты (2)

3.2 Импульсное реактивное магнетронное распыление

Опыт эксплуатации источников питания магнетронных распылительных систем показывает, использование блоков питания МРС с системами дугогашения не всегда обеспечивает полное устранение дуг. При срабатывании защиты происходит отключение источника питания, что при реактивном магнетронном распылении может вызывать нарушение стехиометрии выращиваемых слоев.

Для предотвращения явлений дугообразования в последнее время развитие получил метод импульсного магнетронного распыления - pulsed magnetron sputtering (PMS) [1, 6]. Импульсный разряд постоянного тока в области средней частоты (10 - 250 кГц) предохраняет от образования дуг и стабилизирует процесс реактивного магнетронного распыления. При этом мишень распыляется при нормальном рабочем напряжении (как правило, от -400 до -500 В) в течение длительности импульса (рис. 3.2). Длительность импульса выбирается меньше времени, необходимого для образования пробоя и, как следствие, возникновения и развития дуги. При отсутствии отрицательного напряжения скопившийся заряд на поверхности оксидной пленки компенсируется за счет притока электронов из разряда. При следующем рабочем импульсе в первый момент времени распыление происходит на всей поверхности мишени, даже там, где сформирована оксидная пленка, поскольку заряд на поверхности к этому моменту

нейтрализован.

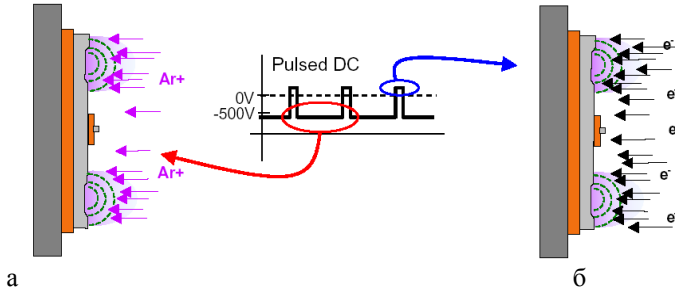


Рисунок 3.2. - Импульсное питание магнетрона: а – распыление мишени в течение длительности импульса, б – нейтрализация поверхностного заряда в течение реверсирования импульса

Имеются две разновидности импульсного питания магнетронов в режимах PMS: униполярное импульсное питание, когда напряжение на мишени изменяется от рабочего напряжения до нуля, и биполярное импульсное распыление, когда напряжение на мишени реверсируется и становится положительным в течение периода отсутствия рабочего отрицательного напряжения [6]. Поскольку электроны в плазме имеют намного более высокую подвижность по сравнению с ионами, для компенсации заряда и предотвращения образования микродуг обычно достаточно положительного импульса длительностью 10 - 20 % от периода следования импульсов. Если напряжение на мишени полностью не реверсируется, то этот режим можно классифицировать как асимметричное биполярное импульсное напряжение (рис. 3.3).

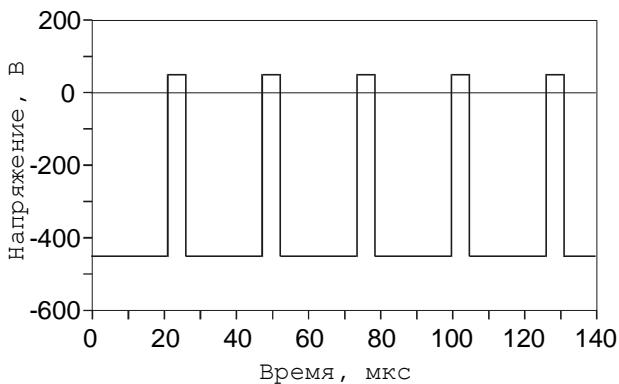


Рис. 3.3. Форма напряжения источника питания при асимметричном

биполярном PMS (частота импульсов - 40 кГц, время отсутствия импульса – 5 мкс - 20 % от периода)

Хотя теоретически при PMS используются импульсы прямоугольной формы, действительная форма при высокой скважности показана на рис. 3.4. В данном примере среднее напряжение на мишени составляет порядка -450 В, но фактически пиковое напряжение может достигать -1500 В, что значительно изменяет параметры потоков энергетичных частиц на мишень.

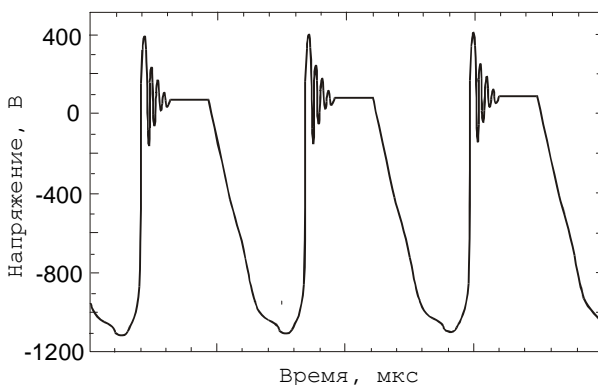


Рисунок 3.4. - Реальная форма напряжения при асимметричном биполярном PMS

Симметричное биполярное импульсное напряжение имеет равные размахи как положительного, так и отрицательного импульсов (рис. 3.5). Ширина импульсов может независимо изменяться, как и время отсутствия импульсов. Симметричное биполярное импульсное напряжение часто применяется для реактивного нанесения пленок оксидов в двухкатодных магнетронных системах (рис. 3.6). Первая статья, в которой описывался метод двойного магнетронного распыления были опубликованы Este и Westwood [2] в 1988. В этом случае два магнетрона располагаются рядом друг с другом и подключаются выходам источника питания в противофазе. При такой схеме включения в любой момент времени одна мишень является анодом, а вторая - катодом. По окончании рабочего импульса катод свободен от оксидов, а при смене полярности напряжения выступает в роли эффективного анода. Области в центре и по краям мишени магнетрона, где сохранился слой соединения, которые при распылении приобрели заряд, разряжаются в течение анодной части цикла. Это позволяет избежать проблемы исчезновения анода, необходимого для вытягивания электронов

из разряда в том случае, когда все поверхности в камере покрыты слоем диэлектрика [6].

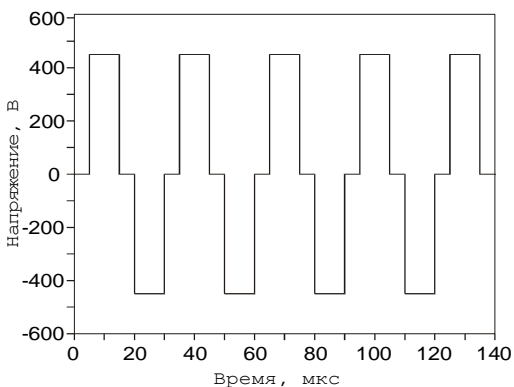


Рисунок 3.5. - Форма симметричного биполярного импульсного напряжения

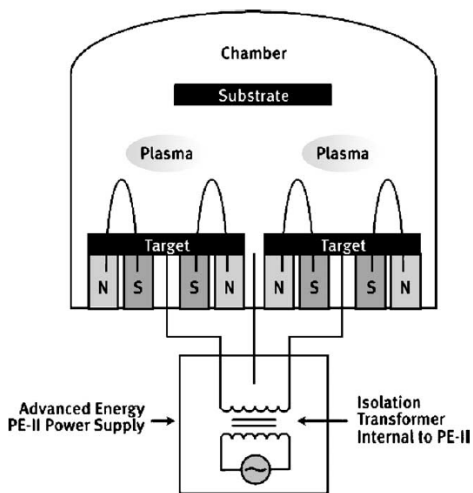


Рисунок 3.6. - Схема двухкатодного магнетронного распыления

Регулирование выходной мощности в блоках питания для процессов симметричного PMS осуществляется за счет изменения скважности импульса при фиксированной частоте. Обычно частота выходного напряжения источников питания составляет порядка 40 кГц, но в

большинстве источников питания частота изменяется от 40 до 80 кГц для стабилизации мощности разряда частотной модуляцией. Более сложные блоки питания позволяют изменять частоту импульсов, время отсутствия импульса и размаха рабочего импульса. Исследования процессов PMS показали, что каждый из этих параметров играет важную роль в процессе нанесения [7].

Метод двойного магнетронного распыления нашел широкое применение при нанесении покрытий на рулонные материалы, производстве архитектурного и автомобильного стекла, когда производственный процесс непрерывный и необходимо обеспечивать высокую стабильность процесса в течение длительного периода времени.

Недостатком метода двойного магнетронного распыления является необходимость использования двух магнетронов. Кроме того, каждый полупериод ток разрядной зоны должен быть возвращен к квазиустановившемуся основному значению. Это приводит к броску напряжения, который производит мгновенный поток ускоряемых к подложке высокоэнергетичных электронов. Это может быть серьезной проблемой при использовании чувствительных к нагреву подложек.

Сравнительно новым методом, который позволил использовать биполярное импульсное питание для систем с одним магнетроном, является распыление с дополнительным анодом (Redundant Anode Sputtering или RAS) [8]. В RAS системах используется один магнетрон с двумя дополнительными элементами (рис. 3.7). При этом применяют источники питания, в которых выходная обмотка силового трансформатора имеет отвод от средней точки. Дополнительные элементы подключены к концам выходной обмотки силового трансформатора, а катод магнетрона – к среднему выводу. В данном случае дополнительные элементы переменного действуют как анод или как дополнительный катод. Когда элемент является дополнительным катодом, то происходит его распыление и очистка. Инверсия постоянного напряжения на дополнительных элементах предотвращает накопление заряда и образование дуг. Напряжение подается катоду в течение обоих полупериодов выходного напряжения и катод всегда отрицателен относительно плазмы за исключением двух коротких интервалов времени за каждый период. В течение этого времени потенциал мишени становится положительным относительно потенциала плазмы, и электроны ускоряются к поверхности мишени, разряжая области с накопленным зарядом.

Таким образом, метод RAS при использовании одной магнетронной распылительной системы позволяет устранить проблемы исчезновения анода и накопления заряда на поверхности мишени и двух анодных элементах. Стоимость системы по сравнению с системой двойного магнетронного распыления значительно ниже. Однако когда один из

дополнительных элементов действует как катод, происходит его распыление и распыленный материал может стать источником загрязнения наносимой пленки. Для преодоления этой проблемы дополнительные элементы изготавливают из того же материала что и мишень. Кроме того, поскольку анодные элементы распыляются в диодном режиме, то они должны охлаждаться.

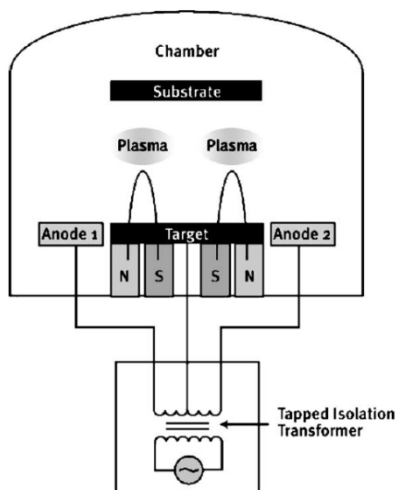


Рисунок 3.7. - Схема магнетронного распыления с дополнительным анодом

При выборе метода импульсного магнетронного распыления необходимо учитывать ряд факторов. Стоимость источника питания на ватт выходной мощности минимальна для биполярных симметричных источников питания, а самая высокая – для асимметричных импульсных источников питания. Сравнение скоростей нанесения при одинаковой мощности разряда биполярного импульсного и асимметричного импульсного питания показывает, что скорость нанесения выше для процессов асимметричного импульсного питания. При двойном магнетронном распылении электронный ток в магнитной ловушке магнетрона должен быть восстановлен каждый полупериод, что ведет к более высокому рассеянию энергии на период, чем для асимметричного импульсного питания. При асимметричной форме напряжения, если частота импульсов примерно более 10 кГц, электронный ток между импульсами в зоне разряда уменьшается не значительно, так что энергия, рассеянная для

восстановления электронного тока намного меньше, чем для биполярного импульсного питания. Поскольку энергетические затраты на восстановление электронного тока в разрядной зоне самые низкие для процессов асимметричного импульсного распыления, то выброс напряжения в начале отрицательного импульса меньше для асимметричного импульсного питания по сравнению с биполярным импульсным питанием, и в начале импульса испускается меньший поток энергетических электронов. Следовательно, асимметричное импульсное питание дает меньший по сравнению с биполярным импульсным питанием нагрев подложки. Большое преимущество двойного магнетронного распыления по сравнению с асимметричным импульсным питанием и RAS состоит в том, что процесс масштабировался до сравнительно высоких уровней мощности. Сегодня предлагаются источники питания с мощностью более 200 кВт, и они используются в промышленных конвейерных вакуумных установках для нанесения покрытий на архитектурные стекла [9]. В принципе возможно изготовление униполярных и асимметричных импульсных источников питания с такими же уровнями мощности, но сложность и стоимость таких источников будет значительно выше, чем биполярных импульсных источников питания.

В процессе RAS в течение каждого полупериода биполярного импульсного питания отсутствует выброс напряжения, что значительно снижает уровень помех в процессе по сравнению с двойным магнетронным распылением и процессами асимметричного импульсного распыления. Однако RAS все еще относительно новый метод и по сравнению с другими двумя процессами и используется гораздо реже. В настоящее время предлагаются источники питания для RAS процессов с максимальной мощностью до 30 кВт, что может ограничивать применение данного метода для промышленных процессов нанесения. Кроме того метод RAS требует установки двойного водоохлаждаемого анода, что в некоторых случаях может быть проблемой, особенно при модернизации технологического оборудования.

3.3 Частота следования импульсов

Зажигания разряда переменного тока и эффекта разрядки диэлектрического слоя на металлической мишени можно достичь и на более низких частотах, чем 13.56 МГц. Действительно, толщина диэлектрического слоя на мишени составляет несколько микрометров, и если ϵ материала слоя порядка 7, то для обеспечения достаточно низкого емкостного сопротивления слоя (около 100 Ом) при обычных размерах магнетрона достаточно частоты 2.7 кГц. Если ϵ достигает 40, разрядка слоя будет обеспечиваться на частоте 470 Гц. Эти значения частот можно считать нижним допустимым пределом.

Для определения минимальной частоты с точки зрения устранения дугового разряда на поверхности мишени рассмотрим систему мишень – слой диэлектрика – поверхностный заряд как конденсатор. При бомбардировки ионами мишени на поверхности д диэлектрического слоя который накапливает заряд. Время необходимое для зарядки такого конденсатора до момента возникновения пробоя t_B будет:

$$t_B = \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{E_B}{J_i} \quad (3.1)$$

где E_B – электрическая прочность диэлектрика, ε_r - диэлектрическая проницаемость слоя, ε_0 - диэлектрическая постоянная вакуума и J_i – плотность тока бомбардирующих ионов. Пробой может быть предотвращен, если накапливаемый на поверхности диэлектрического слоя заряд будет периодически разряжен с периодом меньше чем период времени t_B , или частотой, большей, чем $1/t_B$. Из выражения (3.1) видно, что t_B зависит от параметров разряда распылительной системы и свойств наносимого материала [10]. Из выражения можно сделать вывод, что t_B не зависит от толщины диэлектрического слоя на поверхности мишени.

Для оценки величины t_B , и, следовательно, частоты необходимой для предотвращения дугового разряда, рассмотрим реактивное магнетронное распыление Si мишени при нанесении пленок SiO_2 . Для SiO_2 $\varepsilon_r = 4$ и $E_B = 3 \times 10^7$ В/м. Если на границе зоны эрозии $J_i = 10$ А/м² [11], согласно соотношению (3.1), время существования разряда должно быть $t_B < 100$ мкс, что соответствует частоте разряда более 10 кГц. Аналогичные расчеты показывают, что при нанесении пленок TiO_2 частота следования импульсов должна быть более 30 кГц и более 70 кГц для пленок Al_2O_3 [12].

Анализ процессов импульсного реактивного магнетронного распыления показывает, что необходимая частота следования импульсов зависит от реактивности распыляемого материала. Для предотвращения явлений дугообразования при нанесении TiO_2 пленок методом PMS достаточная частота импульсов составляет 30 кГц, в то время как для нанесения Al_2O_3 исчезновение микродуг наблюдается при частоте более 70 кГц. Kelly и др. [13] и Carter и др. [14] показали, что, подавление дуг достигается даже при большой длительности процесса реактивного нанесения диэлектрических пленок, если рабочий цикл составляет менее 65 - 70 % от периода следования импульсов (рис. 3.8).

Уровень положительного напряжения не оказывает влияния на вероятность возникновения дуг, однако увеличение положительного напряжения от 10 до 20 % от рабочего напряжения при постоянных других параметрах импульса приводит к повышению скорости осаждения почти на 50 %, что обуславливается улучшением отчистки мишени в течение

реверсирования напряжения [1].

Поскольку разрядка диэлектрического слоя должна осуществляться электронным током плазмы, который всегда больше ионного, то длительность разрядки будет меньше длительности зарядки, и этот фактор не накладывает ограничений на верхний предел частот. Однако проведенные исследования зависимости скорости нанесения слоев от частоты источника питания при магнетронном распылении Al мишеней показали, что при постоянной мощности и частотах 60 кГц, 80 кГц, и 500 кГц скорости нанесения слоев составляли соответственно 100 %, 85 %, 70 % от скорости нанесения на постоянном токе [14]. Кроме того, ограничение верхней рабочей частоты связано с техническими проблемами генерирования повышенных частот и согласования генератора с нагрузкой. Следовательно, верхний предел частот не должен превышать 60 – 80 кГц. На практике значение рабочей частоты находится в пределах 10 – 100 кГц.

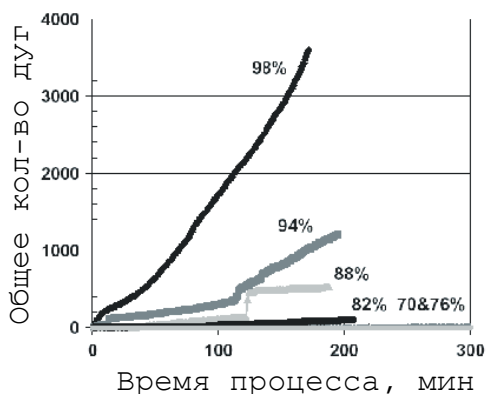


Рисунок 3.8. - Зависимость количества образующихся дуг от длительности процесса при различной длительности рабочего цикла импульса. Нанесение слоев оксида алюминия методом реактивного PMS при использовании асимметричного импульсного питания. Мощность разряда 750 Вт, частота импульсов 60 кГц, давление аргона 3.5 мТорр [14]

3.4. Ионная бомбардировка растущих пленок при импульсном распылении

Процесс импульсного распыления имеет две важные особенности: (1) изменяющаяся во времени разность потенциалов плазмы и самосмещения подложки $V_p - V_n$, и (2) генерация ионов распыленного материала мишени. Оба свойства могут использоваться для ионной бомбардировки растущей пленки.

Можно ожидать, что в ближайшие годы формирование пленок из ионизированных атомов металла будет новой перспективной технологией нанесения, которая несомненно позволит наносить новые пленки с уникальными свойствами. В настоящее время, исследование свойств таких методов нанесения находится на начальной стадии и далее технология ионной бомбардировки описана только кратко.

Любой объект, помещенный в разряд, приобретает отрицательный относительно потенциала плазмы V_p потенциал самосмещения V_{fl} . Поскольку $V_{fl} < 0$, положительные ионы вытягиваются из плазмы и ускоряются по направлению к смещенной подложке. Приобретаемая энергия ионов E_i определяется разностью $V_p - V_{fl}$. Согласно предположению о Максвелловском распределении электронов по энергии с электронной температурой T_e , энергия E_i однозарядных ионов может быть выражена, используя формулу для разности V_p и V_{fl} [15] следующим образом

$$E_i = e(V_p - V_{fl}) = (kT_e/2) \ln(m_i/2.3m_e) \quad (3.2)$$

где k – постоянная Больцмана и e - заряд электрона. Полная энергия E , передаваемая всеми бомбардирующими ионами растущей пленке зависит от энергии ионов E_i и суммарного потока бомбардирующих ионов v_i . Она может быть выражена как энергия, переданная поверхности растущей пленки

$$E = E_i v_i = E_i N_e V_B = E_i N_e (kT_e/m_i)^{1/2} \propto T_e^{3/2} N_e \quad [\text{Дж/см}^2] \quad (3.3)$$

или энергия, переданная объему растущей пленки согласно допущению о постоянной плотности ионного тока

$$E = E_i v_i / a_D = E \quad [\text{Дж/с см}^2] / a_D \quad [\text{см/с}] \quad (3.4)$$

где N_e - концентрация электронов, V_B – Бомовская скорость, и a_D – скорость нанесения пленки.

Из выражения (3.3) видно, что энергия, передаваемая растущей пленке пропорциональна $T_e^{3/2} N_e$. Только две величины, электронная температура T_e и концентрация электронов N_e , сильно изменяются в импульсной плазме. В начале импульса, при возникновении плазмы, концентрация электронов N_e очень низкая и увеличивается от нуля, электронная температура T_e наоборот очень высокая и со временем уменьшается до постоянного во времени значения.

Хотя до настоящего времени отсутствуют данные об изменении T_e и N_e в мощной импульсной плазме магнетрона [16], временные зависимости $T_e(t)$ и $N_e(t)$ в импульсной микроволновой плазме приводятся в [17]. В статье сообщается, что начале импульса T_e может достигать высоких значений приблизительно до 1 кэВ. В течение стационарного состояния импульса величина T_e зависит от энергии, передаваемой разряду, и обычно

составляет несколько электрон-вольт. Таким образом, при импульсном распылении высокоэнергетичная ионная бомбардировка с $E_i \geq 100$ эВ в начале каждого импульса сопровождается низкоэнергетической ионной бомбардировкой с $E_i \leq 5$ эВ в течение стационарного состояния импульса. Подобная ионная бомбардировка имеет место при мощных ДС импульсных разрядах магнетрона, что позволяет наносить плотные пленки на подложках без использования смещения [18]. Кроме того, обнаружено, что эффективность ионной бомбардировки в течение импульсного магнетронного распыления сильно зависит от общего рабочего давления.

Очень важной особенностью импульсного магнетронного разряда является генерация ионизированных распыленных атомов Me^+ . Однако для того чтобы генерировать ионы Me^+ магнетрон должен функционировать при высоких значениях плотности мощности мишени, то есть должен использоваться “магнетрон большой мощности”. Распыление при высоких плотностях мощности приводит к интенсивному распылению мишени и уменьшению давления рабочего газа. Последний эффект вызван нагревом газа при передаче энергии распыленных атомов. В данном случае температура T газа увеличивается и этого увеличение T компенсируется уменьшением плотности атомов Ag , приблизительно согласно соотношению $p = nkT$, где p – давление. При этих условиях имеет место эффективная ионизация распыленных атомов материала мишени.

Следует отметить, что данный эффект хорошо заметен при распылении Cu из-за низкой энергии ионизации атомов меди (7.72 эВ). При этом в плазме концентрация ионов Cu^+ может преобладать над концентрацией ионов Ag^+ . Здесь показан эффект плотности мощности мишени и разрежения газа Ag . Этот эксперимент показывает, что при использовании магнетрона большой мощности поток ионов Me^+ может более чем в 10 раз превышать поток ионов Ag^+ и увеличиваться при увеличении длительности импульса и плотности мощности. При плотности мощности 450 Вт/см^2 количество ионов Cu^+ в плазме составляет приблизительно 82 % в интервале 50 – 70 мкс с момента начала импульса и 96 % ионов Cu^+ и в конце импульса соответственно [19, 20]. Для материалов с большей энергией ионизации данный эффект менее значителен и уменьшается с увеличением энергии ионизации атомов.

3.5 Модельные представления процесса реактивного магнетронного распыления

Представленные выше зависимости парциального давления реактивного газа, скорости распыления, напряжения разряда от потока реактивного газа, не содержат ни какой информации о стехиометрии наносимых слоев и состоянии мишени. Поэтому при отработке технологических режимов нанесения слоев методом реактивного

магнетронного распыления необходимо проведения ряда экспериментов при различном потоке реактивного газа. Математическое описание процессов происходящих при распылении в реактивной среде позволяет установить взаимосвязь между внешними и внутренними параметрами процесса и определить состояние мишени и стехиометрию наносимых слоев при любом потоке реактивного газа.

Большинство методов моделирования процессов реактивного распыления основаны на принципах, введенных Berg и Larsson [21, 22]. В этой модели проанализированы потоки распыленного материала и поглощения реактивного газа. Решение уравнений позволяет рассчитать для данного ионного тока и расхода реактивного газа скорость изменения парциального давления, скорость распыления, среднюю стехиометрию пленки и состояние мишени. Иллюстрация модели представлена на рисунке 1.10. Для упрощения модель ограничивается только небольшими концентрациями реактивного газа ($< 10\%$). Поэтому в вычислениях пренебрегается влиянием процессов ионизации реактивного газа и распыления мишени ионами реактивного газа. Результаты вычислений являются общими и могут быть применены ко многим другим подобным процессам реактивного распыления.

На основе анализа процессов, протекающих при реактивном магнетронном распылении, сформулированы следующие положения, лежащие в основе модели:

- химическая реакция образования соединения происходит только на поверхностях (либо мишени, либо подложки). Под подложкой понимается включение всех областей, на которые наносится пленка;
- распыление молекул химического соединения не приводит к их диссоциации и освобождению атомов активного газа;
- поверхности, как мишени, так и стенок частично или полностью могут быть покрыты либо чистым металлом и при этом активно образуется химическое соединение, образуя молекулы, либо химическим соединением, и при этом дальнейшее поглощение молекул активного газа на этой поверхности незначительно;
- распыление мишени производится инертным газом, входящим в состав рабочего газа, распыление ионами реактивного газа не принимается во внимание.

Распылительная система состоит из двух планарных параллельных электродов (катода-мишени площадью A_t и анода-стенки площадью A_s), разделенных между собой расстоянием D . Мишень является источником распыленных частиц. Количество распыленных частиц определяется плотностью потока ионов, бомбардирующих поверхность мишени, и коэффициентом распыления материала мишени.

Состав поверхности, как мишени, так и подложки можно

определить относительной долей их площадей, покрытых молекулами соединения θ . Доля поверхности $(1 - \theta)$ таким образом, покрыта чистым металлом. В общем случае значение θ может быть различным для мишени (θ_t) и для подложки (θ_s). Величина θ может изменяться в интервале от 0 (чистый металл) до 1 (стехиометрическое соединение). Очевидно, что данное описание не может корректно учитывать адсорбцию реактивного газа на поверхности, уже покрытой слоем соединения. Следовательно, предлагаемые расчеты справедливы лишь для получения соединений с концентрацией атомов реактивного газа не превышающей соответствующую стехиометрической.

Поступающий в камеру реактивный газ расходуется на образование соединения на поверхности мишени и подложки (стенках камеры) и откачивается откачной системой.

Количество молекул реактивного газа поглощенных поверхностью A_t будет

$$Q_t = 2[\alpha_{tm} F(1 - \theta_t) + \alpha_{tm} F \theta_t] A_t, \quad (3.5)$$

где α_{tm} - вероятность прилипания реактивного газа к части $(1 - \theta_t)$ поверхности A_t , α_{tm} - вероятность прилипания реактивного газа к части (θ_t) поверхности A_t , F - скорость поглощения реактивного газа. В формулу введен коэффициент "2", указывающий на то, что поглощение одной молекулы реактивного газа (например, N_2 , O_2) приводит к образованию двух молекул соединения. Скорость поглощения реактивного газа зависит от его парциального давления p_R

$$F = \frac{p_R}{4} \left(\frac{8}{\pi m_R} kT \right)^{1/2} \quad (3.6)$$

где k - постоянная Больцмана, T - температура газа, а m_R - масса молекулы реактивного газа.

Количество молекул реактивного газа поглощенных пленкой на подложке и стенках камеры A_s будет

$$Q_s = 2[\alpha_{sm} F(1 - \theta_s) + \alpha_{sm} F \theta_s] A_s, \quad (3.7)$$

где α_{sm} - вероятность прилипания реактивного газа к части $(1 - \theta_s)$ поверхности A_s , α_{sm} - вероятность прилипания реактивного газа к части (θ_s) поверхности A_s .

Количество молекул реактивного газа удаляемых из камеры откачной системой рассчитывается по формуле

$$Q_P = N_R S, \quad (3.8)$$

где S - скорость откачки газа, развиваемая насосом, N_R - концентрация молекул реактивного газа в рабочей камере

$$N_R = P_R/kT, \quad (3.9)$$

Натекание реактивного газа должно быть равно его поглощению. Таким образом, получаем

$$Q = Q_t + Q_c + Q_p. \quad (3.10)$$

В случае если расстояние D много меньше, чем характерный размер электродов, и краевыми эффектами можно пренебречь, то все распрыленные с поверхности мишени частицы обязаны либо достичь подложки, либо, в результате обратного рассеяния в газе, возвратиться на мишень. Очевидно, что увеличение давления газа будет уменьшать число частиц, достигающих подложки и стенок камеры, и соответственно увеличивать число частиц, возвратившихся на мишень.

Используя данное описание и сформулированные выше допущения, можно записать соотношение, определяющее равновесие между потоком реактивного газа, поглощаемого поверхностью мишени и потоком реактивного газа, удаляемого с этой поверхности за счет распыления:

$$2[\alpha_{sm} F(1 - \theta_t) + \alpha_{sm} F \theta_t] = \frac{J_t}{e} Y_R \theta_t, \quad (3.11)$$

где J_t – плотность тока ионов бомбардирующих мишень, Y_R – коэффициент распыления молекул соединения с поверхности металлической мишени. При записи соотношения (3.11) считается, что в молекулу компонентной пленки входит только один атом реактивного газа. Такое предположение справедливо, в частности для таких соединений как NbN, ZrN, TiN. Соответственно, в левую часть выражения (3.11) введен коэффициент 2, указывающий на то, что поглощение одной молекулы реактивного газа приводит к образованию двух молекул соединения.

Изменение состава стенки происходит под действием трех процессов: молекулы реактивного газа вступают в соединение с находящимися на поверхности атомами металла; распрыленные с мишени молекулы нитрида осаждаются на ту часть поверхности, которая занята атомами металла; распрыленные с мишени атомы металла осаждаются на ту часть поверхности, которая занята молекулами соединения. В этом случае уравнение баланса для поверхности стенки может быть записано следующим образом:

$$2\alpha_{sm} F(1 - \theta_s) + 2\alpha_{sn} F \theta_s + (J_t/e) Y_R \theta_t (A_t/A_s)(1 - \theta_s) = (J_t/e) Y_M (1 - \theta_t) (A_t/A_s) \theta_s, \quad (3.12)$$

где Y_M – коэффициент распыления металла с поверхности мишени, α_{sm} – вероятность прилипания реактивного газа к части $(1 - \theta_s)$ поверхности A_s , α_{sn} – вероятность прилипания реактивного газа к части (θ_s) поверхности A_s .

Общая скорость распыления R мишени может быть записана как

$$R = (J_t/e) [Y_R \theta_t + Y_M (1 - \theta_t)]. \quad (3.13)$$

Таким образом, выражения (3.5) - (3.19) и вычисление образуют замкнутую систему уравнений, позволяющую определять значения θ_t и θ_s для распылительной системы

$$\theta_t = k_2 k_3 \pm \left[(k_2 k_3)^2 - 2k_3 \alpha_{tm} Y_M \right]^{1/2}, \quad (3.14)$$

где

$$k_2 = Y_M (\alpha_{tm} - \alpha_{tn}) + (Y_R/2)(R/F) + \alpha_{tm} (Y_M - Y_R) \quad (3.15)$$

и

$$k_3 = 1 / \left[2(\alpha_{tm} - \alpha_{tn})(Y_M - Y_R) \right]. \quad (3.16)$$

$$\theta_s = \frac{2\alpha_{sm}(F/R) + Y_R \theta_t (A_t/A_s) / [Y_R \theta_t + Y_M (1 - \theta_t)]}{A_t/A_s + 2(F/R)(\alpha_{sm} - \alpha_{sn})}. \quad (3.17)$$

Анализ выражений показывает, что если отношение (R/F) поддерживается постоянным, то $\theta_t = \text{const}$ и $\theta_s = \text{const}$. Величина θ_s определяет часть поверхности подложки A_c , которая покрыта соединением. Величина $(1 - \theta_s)$ определяет часть подложки, которая покрыта чистым металлом. Ясно, что величина θ_s должна коррелировать с составом нанесенной пленки. Фактически состав нанесенной пленки может быть записан как MeR_x , где $x = \theta_s$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Kelly P.J., Arnell R.D. Magnetron sputtering: a recent developments and applications // Vacuum.- 2000.- Vol. 56.- P. 159-172.
2. Este G., Westwood W.D. // J. Vac. Sci. Technol.- 1988.- A, Vol. 6.- P. 1845.
3. Maniv S., Miner C., Westwood W.D. // J. Vac. Sci. Technol.- 1981.- Vol. 18.- P. 195.
4. Tomasel F.G., Carter D., Walde H., González J.J., McDonough G., Roche G.A. // Plasma Sources Sci. Technol.- 2003.- Vol. 12.- P. 139.
5. Christi D.J., Seymour E.A. // 46th Annual Technical Conference Proceedings of the Society of Vacuum Coaters, San Francisco, California, 2003.- P. 257.
6. Sproul W.D. High-rate reactive DC magnetron sputtering of oxide and nitride superlattice coatings // Vacuum.- 1998.- Vol. 51, № 4.- P. 641-646.
7. Sproul W.D., Rudnik P.J. Advances in partial-pressure control applied to reactive sputtering // Surface and Coatings Technology.- 1989.- Vol. 39, № 40.- P. 499-506.
8. Belkind A., Zhao Z., Carter D., McDonough G., Roche G., Scholl R. // 44th Annual Technical Conference Proceedings of the Society of Vacuum Coaters.- 2001.- Philadelphia, USA, April 21-26.- P. 130.
9. Milde F., Schulze D., Teschner G., Wiedemuth P., Rettich T. Experience with high power DC supplies with fast arc suppression in large area coating // 44th Annual Technical Conference Proceedings of the Society of Vacuum Coaters.- 2001.- Philadelphia, USA, April 21-26, 2001.
10. Graham M.E., Sproul W.D. // Society Of Vacuum Coaters, 37th Annual Technical Conference Proceedings.- 1994.- P. 275-279.
11. Schiller S., Goedicke K., Reschke J., Kirchhoff B., Schneider S., Milde F. // Surface Coatings Technol.- 1993.- Vol. 61.- P. 331-337.
12. Sproul W.D. High-rate reactive dc magnetron sputtering of oxide and nitride superlattice coatings // Vacuum.- 1998.- Vol. 51, № 4.- P. 641-646.
13. Kelly P.J., Henderson P.S., Arnell R.D., Roche G.A., Carter D. // J. Vac. Sci. Technol.- 2000.- A, Vol. 18.- P. 2890.
14. Carter D., Walde H., McDonough G., Roche G. // 45th Annual Technical Conference Proceedings of the Society of Vacuum Coaters, Lake Buena Vista, Florida, 71 Pinon Hill Place NE, Albuquerque, NM 87122 USA 2002, - P. 570-577.
15. Chapman B. Glow Discharge Processes, Wiley & Sons, New York, 1980, P. 70.
16. Pajdarova A.D., Vlcek J., Kudlacek P., Lukas J. Electron energy distributions and plasma parameters in high-power pulsed magnetron sputtering discharges // Plasma Sources Sci. Technol.- 2009.- Vol. 18, № 2.- P. 5008-5014.

17. Musil J. Basic properties of low-pressure plasma, in: A. Paoletti, A. Tucciarone (Eds.), Proc. of the International School of Physics bEnrico FermiQ Course CXXXV, IOS Press, Amsterdam, 1997, P. 145– 177.

18. Kelly P.J., Beevers C.F., Henderson P.S., Arnell R.D., Bradley J.W., B7cker H. A comparison of the properties of titanium-based films produced by pulsed and continuous dc magnetron sputtering, // Surf. Coat. Technol.- 2003.- Vol. 174-175.- P. 795-800.

19. Vlcek J., Belsky P., Pajdarova A.D., Kormunda M., Lestina J., Musil J., Optical emission spectroscopy and energy-resolved mass spectrometry in pulsed dc magnetron discharges for ionized high-rate sputtering // Proc. of the 14th International Conference on Gas Discharges and their Applications (GD2002), Sept. 2–6, 2002, Liverpool, UK, Vol. 2, P. 92-95.

20. Vlcek J., Pajdarova A.D., Musil J. Pulsed dc magnetron discharges and their utilization in plasma surface engineering // General invited talk at the XXVI-th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, July 15–20, 2003, Greifswald, Germany, Contrib. Plasma Physics 44 (5–6) (2004) P. 437-447.

21. Berg S., Blom H. O., Larsson T., Nender C. Modeling of reactive sputtering of compound materials // J. Vac. Sci. Technol.- 1987.- A, Vol. 5, № 2.- P. 202-207.

22. Larsson T., Blom H. O., Nender C., Berg S. A physical model for eliminating instabilities in reactive sputtering // J. Vac. Sci. Technol.- 1988.- A, Vol. 6, № 3.- P. 1832-1836.

4. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ СВЧ ПЛАЗМЕННЫЕ МОДУЛИ РАЗРЯДА КОМБИНИРОВАННОГО ТИПА

4.1 Плазмообразование в низкотемпературных неравновесных газовых разрядах комбинированного типа на базе СВЧ плазменных модулей

Систематизация и анализ известных в настоящее время технических приемов организации процессов обработки поверхности материалов с использованием газовой плазмы СВЧ разряда указывает на разнообразие методов дополнительного внешнего энергетического стимулирования процессов как на поверхности пластины, так и в приповерхностном плазменном слое [1]. Такое воздействие ускоряет протекание плазменных процессов, позволяет эффективно управлять качественным составом и энергетическими характеристиками плазмы вблизи поверхности подложки, способствует достижению более равномерного распределения характеристик плазмы в зоне формирования разряда или обработки подложек, повышает качество процесса за счет введения дополнительного, легко автоматизируемого канала управления процессом обработки. Для этих целей широко применяются различные виды радиационного излучения (ионного, электронного, рентгеновского, фотонного), характеризующиеся специфическими механизмами их воздействия на обрабатываемый материал и процессы в объеме газового разряда.

Использование СВЧ аппликаторов резонаторного типа обеспечивает улучшение эксплуатационных характеристик СВЧ плазмотронов за счет более высоких значений напряженности поля электромагнитной волны в зоне плазмообразования, в результате чего обеспечивается устойчивая генерация плазмы СВЧ разряда в условиях низкого вакуума даже при малых значениях удельной СВЧ мощности, расширяется диапазон рабочих давлений плазмотронов, повышается степень ионизации среды и увеличивается химическая активность плазмы [2].

Для СВЧ разрядов характерна более высокая концентрация электронов. Средняя мощность $W_{нозл}$, передаваемая единице объема газовой среды V в системах без магнитного поля (изотропная плазма), может быть оценена по формуле

$$P_{y\partial} = \frac{W_{нозл}}{V} = \frac{n_e e^2}{2m} E_m^2 \frac{V_n}{V_n^2 + \omega^2}, \quad (4.1)$$

где n_e – электронная плотность плазмы; e – единичный заряд электрона; E_m – амплитудное значение переменного электрического поля; m

– масса электрона; ω – круговая частота электрического поля; V_n – частота столкновений электронов с тяжелыми частицами.

Из выражения (4.1) следует, что при одинаковых с ВЧ разрядом условиях в СВЧ разряд будет передаваться от поля большая величина мощности. Для достижения эффективного энергообмена необходимо также, как видно из уравнения (4.1), чтобы частота приложенного поля не превышала частоту упругих столкновений. Частота упругих столкновений ν_n выражается следующим образом:

$$\nu_n = \bar{V} n Q, \quad (4.2)$$

где \bar{V} – средняя статистическая скорость электронов; n – концентрация тяжелых частиц (атомов, молекул, ионов, радикалов); Q – сечение упругого столкновения, которое является функцией средней энергии электронов.

Величина n прямо пропорциональна давлению p и обратно пропорциональна температуре газа T_r . Таким образом, ν_n обычно находится в пределах 10^9 – 10^{11} столкновений в 1 с. Этими частотами, лежащими в области СВЧ, и определяется верхний предел эффективного использования электрической энергии. С другой стороны, если частота приложенного поля настолько низка, что электроны пересекают камеру реактора прежде, чем электрическое поле изменит направление, то энергия электронов выделяется в виде тепла на стенках реактора. Частота приложенного поля должна быть достаточно высокой для того, чтобы воспрепятствовать чрезмерной подвижности электронов, т. е. чтобы в потерях энергии на стенках играли роль только процессы диффузии. В то же время частота поля не должна превышать частоту упругих столкновений. Для большинства процессов в плазменной химии эти условия выполняются при использовании диапазона СВЧ.

Комбинированный разряд формируется путем наложения на СВЧ разряд электромагнитного поля низкочастотного (НЧ) или высокочастотного (ВЧ) диапазона, обеспечивающего возбуждение самостоятельного газового разряда. При таком способе поддержания плазмы появляется возможность дополнительного управления энерговкладом в плазменный объем и энергией заряженных плазменных частиц, что в свою очередь существенно изменяет физико-химические процессы в объеме неравновесной плазмы и на границе раздела “плазма – твердое тело”.

Выбор СВЧ и НЧ разрядов обусловлен характером поглощения электромагнитных волн в разрядах, механизмами процессов, протекающих в объемных и электродных планарных плазменных реакторах,

возможностью эффективного управления ходом технологического процесса обработки образца. Объемная СВЧ разрядная система служит для эффективной диссоциации и ионизации молекул плазмообразующего газа, а низкочастотная емкостная система с плоскопараллельными электродами позволяет организовать прецизионную плазменную обработку образца направленным потоком химически активных частиц, так как для получения анизотропного профиля травления необходимо сформировать направленный перпендикулярно поверхности образца поток ионов.

Наличие у ионов заряда позволяет изменять энергию, с которой они достигают подложки, в широких пределах ($10 - 10^4$ эВ). Ионы с такими энергиями, бомбардируя поверхность подложки, могут участвовать в различных физических и физико-химических процессах, в частности, стимулировать химические реакции на поверхности, влиять на скорость, селективность и анизотропию травления материалов [3].

Для оценки кинетической энергии ионов, влияющей на анизотропию травления полупроводников, в [4] выведена формула, которая связывает максимальную энергию ионов E_i с четырьмя характеристическими параметрами плазмы: температурой электронов T_e , частотой поля $\omega/2\pi$, плазменной частотой $\omega_{pl}/2\pi$, средней энергией \bar{E}_e , сообщаемой электрону между двумя упругими столкновениями:

$$\sqrt{kT_e E_i} = 1,26 \left(\frac{\omega_{pl}}{\omega} \right)^2 \bar{E}_e. \quad (4.3)$$

Из формулы (7.3) следует, что при прочих постоянных параметрах разряда энергия ионов увеличивается в степенной зависимости с уменьшением частоты. Таким образом, в разряде, формируемом под действием полей разной частоты, путем варьирования энергетических характеристик возбуждающих разряд полей и газодинамических параметров, возможно управление газофазными реакциями и процессами на границе плазма – твердое тело.

Существование больших стационарных электрических полей в приэлектродных слоях разряда Е-типа и ускорение этими полями ионов плазмы в направлении электродов известно под названием диодного эффекта [5], суть которого состоит в выпрямлении емкостного тока в приэлектродных слоях пространственного заряда. Поверхность потенциальных электродов является стоком для части электронов, ускоряемых потенциальным переменным электрическим полем, что приводит к формированию слоев положительного пространственного заряда и, как следствие, к появлению больших стационарных положительных потенциалов квазинейтрального объема плазмы относительно стенок газоразрядной камеры (ГРК). Абсолютное значение стационарного падения

потенциала в приэлектродных слоях может достигать величины порядка амплитуды приложенного переменного напряжения [5, 6] и составить сотни вольт.

Прилегающий к электроду слой плазмы, имеющий ширину порядка амплитуды пространственных колебаний электронов, оказывается обедненным электронами вследствие их падения на электрод при столкновениях с его поверхностью. В результате в этой области формируется осциллирующий приэлектродный слой положительного пространственного заряда. Отличная от нуля в среднем за период поля плотность положительного пространственного заряда в слое диктует значение положительного стационарного (среднего за период поля) потенциала квазинейтральной плазмы относительно электрода.

При наличии приэлектродных слоев положительного пространственного заряда (ППЗ) пространственное распределение потенциала плазмы имеет форму потенциальной ямы для электронов. Потенциальные барьеры этой ямы, относящиеся к противоположным электродам НЧЕ или ВЧЕ разряда, совершают в противофазе колебания относительно своего среднего значения, равного V_p . В моменты исчезновения барьеров разрешается кратковременный импульсный сток электронов плазмы на соответствующий электрод, компенсирующий в среднем по времени постоянный ток ионов.

В приэлектродных слоях разряда Е-типа нарушается амбиполярный режим диффузии зарядов. Положительные ионы, доставляемые из объема плазмы слабым амбиполярным полем, проникая в приэлектродный слой, захватываются и ускоряются приэлектродным падением стационарного потенциала плазмы V_p . Профиль ионной плотности в слое, в результате, становится существенно неоднородным по координате и резко падает в направлении к электроду. Энергия ε_i ускоренных ионов, бомбардирующих электрод, в зависимости от давления газа может достигать величины eV_p и составлять сотни электронвольт.

С ускоренным движением положительных ионов в области приэлектродного падения стационарного потенциала V_p связано формирование ширины приэлектродного слоя d . Вследствие диодного эффекта поверхность потенциального электрода в среднем по времени оказывается под большим отрицательным потенциалом относительно квазинейтральной плазмы.

Теоретические расчеты [7, 8, 9] и экспериментальные исследования показывают, что стационарные параметры приэлектродного слоя (V_p , d) связаны соотношением, подобным закону Чайльда-Ленгмюра. Упомянутое отличие приводит к тому, что ширина приэлектродного слоя переменного поля оказывается примерно в $\sqrt{2}$ раз больше ширины ленгмюровского слоя при прочих равных условиях. Известное выражение для закона Чайльда-

Ленгмюра, полученное из решения уравнения Пуассона в бесстолкновительном приближении, имеет вид:

$$j_i = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{V_p^{3/2}}{d^2}, \quad (4.4)$$

где m_i - масса иона. Однако, в условиях разряда переменного тока для которого характерен диапазон давлений газа $p=10^{-2} \div 10$ Тор, приэлектродный слой не является строго бесстолкновительным, а отношение длины свободного пробега ионов λ к d при этих давлениях составляет $1 \div 10^{-2}$. В работе [10] получена приближенная интерполяционная формула для закона Чайльда-Ленгмюра:

$$V_p = \frac{6}{5} \left(\frac{m_i}{2e} \right)^{1/3} (6\pi j_i)^{2/3} \left(\frac{d+\lambda}{2d+\lambda} \right) \left(\frac{d+\lambda}{\lambda} \right)^{1/3} d^{4/3}, \quad (4.5)$$

применяемая в диапазоне промежуточных давлений. Формула сшивает бесстолкновительное решение (7.4) с другим известным решением данной задачи для области давлений 10^{-2} -10 Тор, в которой справедливо приближение $\varepsilon_i(x) \sim E(x)$, где $E(x)$ - напряженность постоянного электрического поля в слое.

Для разряда Е-типа характерна интенсивная ионная бомбардировка электродов и стенок разрядной камеры. Под действием этой бомбардировки развивается вторичная ионно-электронная эмиссия, играющая важную роль в механизме разряда. Основное количество эмиссионных γ -электронов поступает с поверхности потенциальных электродов, подвергающихся наиболее интенсивной бомбардировке. В отличие от объемных α -электронов, осциллирующих в слабом электрическом поле на дне потенциальной ямы в объеме квазинейтральной плазмы и обладающих низкой тепловой энергией ($3 \div 5$ эВ), электроны, выбитые с поверхности электрода, могут ускоряться в приэлектродном падении потенциала до энергий порядка eV_p . В зависимости от давления газа и длины свободного пробега электроны могут рассеиваться как в глубине разряда, так и в приэлектродном слое. Преобладание объемных или приповерхностных процессов в механизме поддержания плазмы определяет режим горения разряда переменного тока и его пространственную структуру.

Несмотря на все достоинства самостоятельного разряда Е-типа, как инструмента для плазменного травления (простота реализации, высокая однородность условий обработки на поверхности электродов, высокие скорости обработки и т.д.), возможности его использования в технологии микроэлектроники ограничены. Это объясняется как недостаточно низким рабочим давлением газа в реакторе, так и, главным образом, невозможностью отдельно управлять физическими и химическими

факторами воздействия плазмы разряда переменного тока на образец, поскольку они имеют общую зависимость от переменного разрядного напряжения.

Поэтому актуальной является задача создания таких комбинированных газоразрядных систем, в которых создание плазмы и ускорение ионов осуществляется независимо, а в качестве плазмообразующей ступени применяется такой тип разряда, который обеспечивал бы более низкий диапазон давлений, более широкий интервал значений плотности плазмы и минимальное значение собственного потенциала плазмы относительно стенок.

4.2 Конструкции комбинированных разрядных устройств технологического назначения

Рассмотрим примеры конструкций комбинированных (СВЧ+ВЧ, СВЧ+НЧ электромагнитные поля) разрядных устройств технологического назначения.

На рис. 4.1 представлено устройство для обработки образцов в потоке плазмы [11]. Оно включает в себя камеру 8, магниты 3, держатель 7 подложки 6, диэлектрическое окно 4, через которое СВЧ энергия через волновод 2 поступает в разрядную область. В ней располагается заземленный электрод 10 в контакте с диэлектрическим окном, через которое электромагнитные волны равномерно распределяются по всей разрядной области. Вакуумирование камеры производится системой откачки 9. К устройству могут быть подключены средства для ввода электромагнитных волн диапазона радиочастот, в виде дополнительного электрода и средства для его фиксации. Дополнительно, в состав устройства включены средства устанавливаемые на диэлектрическое окно, предназначенные для распространения однородной электромагнитной волны по всей области и средства для повышения температуры вышеупомянутых приспособлений. Диэлектрическое окно поддается быстрой очистке, таким образом, поддерживается высокая степень воспроизводимости результатов обработки.

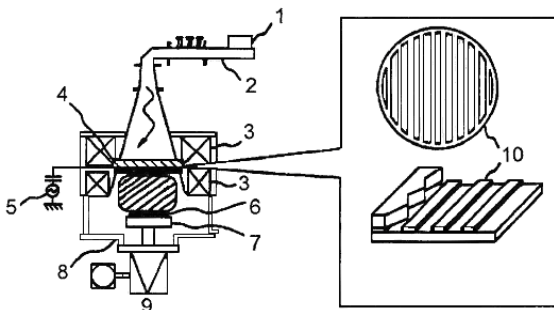


Рис. 4.1. Устройство для обработки образцов в потоке плазмы: 1 – СВЧ генератор; 2 – волновод; 3 – кольцевые магниты; 4 – диэлектрическое поле; 5 – генератор; 6 – подложка; 7 – держатель; 8 – разрядная камера; 9 – система откачки; 10 – электрод

Устройство, показанное на рис. 4.2, предназначено для проведения процессов травления [12]. Плазма генерируется путем одновременной подачи в разрядную область СВЧ + ВЧ полей, результатом чего является более высокая химическая активность частиц, по сравнению с разрядом, содержащим один источник возбудителя плазмы. Анизотропия травления контролируется путем изменения питания обоих источников (СВЧ + ВЧ).

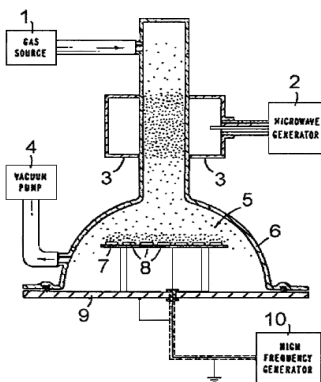


Рис. 4.2. Устройство для проведения процессов травления: 1 – источник газа; 2 – СВЧ генератор; 3 – волновод; 4 – вакуумный насос; 5 – разрядная область; 6 – камера; 7 – электрод; 8 – подложка; 9 – основание; 10 – ВЧ генератор

Обрабатываемые подложки 8 устанавливают на электроде 7 внутри разрядной области 5 ограниченной стенками камеры 6. ВЧ разряд возбуждается между электродом и основанием 9. Плазмообразующий газ, поступающий из источника 1, проходит через всю камеру 6 к вакуумному насосу 4. В момент прохождения газа через область камеры 6 пересекающую волновод 3, возбуждается СВЧ плазма, которая воздействует на обрабатываемые подложки 8. Происходит процесс травления поверхности. За счет введения ВЧ поля в значительной степени увеличивается скорость травления. Следующее устройство используется для травления подложек больших диаметров (рис. 4.3) [13]. Оно состоит из разрядного объема 2, электрода 5 на который устанавливается обрабатываемая подложка 4, устройства подачи газа 1, средства откачки 6, средства ввода СВЧ энергии в виде замкнутого в круг волновода 3, с множеством щелей, с выходом в разрядную область, ВЧ генератора 7 подведенного к электроду на котором располагается подложка. Рабочий газ подается в разрядный объем 2 через множество отверстий в устройстве подачи газа 1.

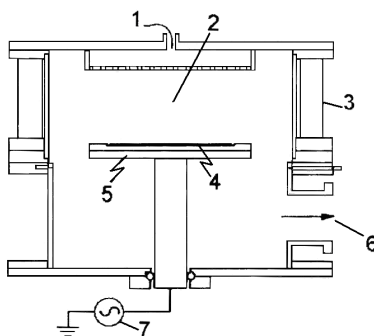


Рис. 4.3. Устройство для травления подложек больших диаметров:
 1 – устройство подачи газа; 2 – разрядный объём; 3 – волновод;
 4 – подложка; 5 – электрод; 6 – выход к средствам откачки;
 7 – ВЧ генератор

Это способствует его равномерному распределению по всему объему. Вакуумирование камеры и откачка продуктов реакции осуществляется через выход к средствам откачки 6. В разрядной области возбуждается однородная комбинированная (СВЧ + ВЧ поля) плазма, высокой плотности, занимающая большую часть области даже при низких давлениях ($1 \cdot 10^{-1}$ Па) без использования магнитного поля. Таким образом, это дает возможность проводить процесс травления подложек больших

диаметров, на высоких скоростях.

Устройство для обработки образцов в потоке плазмы (рис. 4.4) [14] состоит из камеры 2, диэлектрических цилиндров 7а, 7б, волноводов 6а, 6б, поперечных и продольных кольцевых магнитов 1, 5, электрода 10, генераторов 8, 3, системы откачки и вакуумирования 11. Обрабатываемая подложка устанавливается на электрод 10, который подключается к генератору 8. Диэлектрические цилиндры 7а, 7б установленные в волноводах 6а, 6б, используются для передачи СВЧ энергии и поддержания вакуума в разрядной области 4. Цилиндры располагаются на пересечении области электронно–циклотронного резонанса. На одной оси с ними находятся кольцевые магниты 5, которые опоясывают по периферии наружную сторону волноводов 6а, 6б. Внутренняя плоскость разрядной камеры 2 совпадает с плоскостью торцов цилиндров 7а, 7б.

Устройство для обработки поверхностей подложек в плазме [15] позволяет изменять физические характеристики плазмы разряда и возбуждаемый тип волны (рис. 4.5). Потенциал подается на сетку 9 и на электрод 15, на который устанавливается обрабатываемая подложка 11. В устройстве возбуждается область СВЧ плазмы в форме диска 7 и область комбинированного разряда 10. СВЧ разряд выполняет роль источника ионов, свободных радикалов и электронов, поставляемые в область комбинированного разряда, которая является результатом действий СВЧ + НЧ полей. Комбинированный разряд используют для процессов обработки подложки 11. За счет воздействия смешанных полей (СВЧ + НЧ) появляется возможность дополнительного управления энергетикой в плазменный объем.

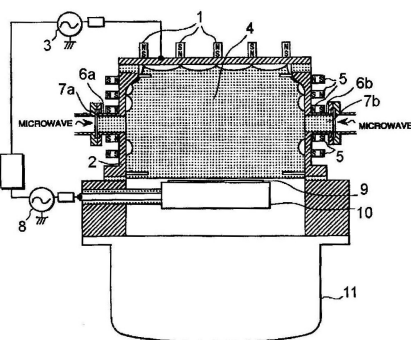


Рис. 4.4. Устройство для обработки образцов в потоке плазмы: 1, 5 – поперечные и продольные кольцевые магниты; 2 – камера; 3, 8 – генераторы; 4 – разрядная область; 6а, 6б – волноводы; 7а, 7б – диэлектрические цилиндры; 9 – подложка; 10 – электрод; 11 – система откачки

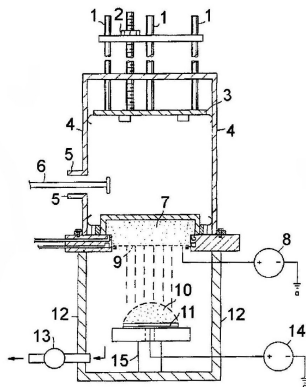


Рис. 4.5. Устройство для обработки поверхностей подложек в плазме комбинированного разряда:

1 – направляющие; 2 – фиксатор; 3 – поршень; 4 – резонаторная камера; 5, 6 – коаксиальная система; 7 – область СВЧ разряда; 8, 14 – генераторы; 9 – сетка; 10 – область комбинированного разряда; 11 – подложка; 12 – камера; 13 – система откачки; 15 – электрод

Следующее устройство (рис. 4.6) [16] предназначено для удаления оксидной пленки кремния. Конструкция включает в себя ВЧ генератор 13, зону возбуждения СВЧ разряда 7, окна контроля 9, 10, встроенные в камеру 8, монохроматический излучатель 1, приемник излучения 14, систему зеркал 2-5. В устройстве предусмотрена возможность контроля толщины пленки 11. Монохроматическое излучение, генерируемое излучателем 1, через систему зеркал 2, 3 и окно 9 попадает на пленку 11. Многократно отразившись, излучение регистрируется на приемнике 14, проходя окно 10, и зеркала 4, 5. По уровню сигнала на выходе приемника 14 можно судить о толщине пленки. На подложку 12 подается потенциал с ВЧ генератора 13. Процесс проводится при одновременном воздействии на поверхность пластины потока нейтральных атомов водорода и потока ионизированных частиц. Эти частицы генерируются в области СВЧ плазмы, которая отделена от зоны ВЧ плазмы, в которую они поступают. Оригинальный метод обработки реализуется в устройстве относительно низкой стоимости и является удобным средством обработки в потоке частиц разной природы, что позволяет проводить процесс удаления оксидной пленки с поверхности подложек.

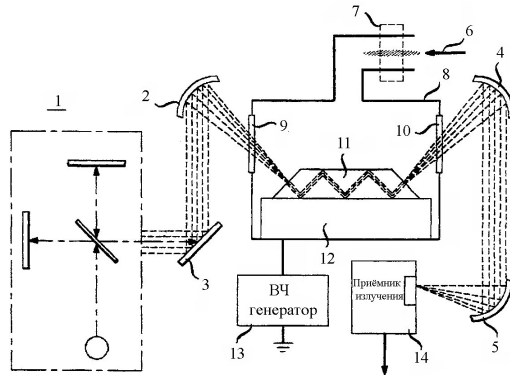


Рис. 4.6. Устройство для удаления оксидной плёнки с поверхности подложки: 1 – монохроматический излучатель; 2-5 – система зеркал; 6. – подвод СВЧ поля; 7 – зона возбуждения СВЧ разряда; 8 – камера; 9, 10 – окна; 11 – плёнка; 12 – подложка; 13 – ВЧ генератор; 14 – приемник излучения

Установка (рис. 4.7) [17] предназначена для осаждения аморфного или сложного составного кремниевого покрытия высокого качества на подложку. Формирование пленки производится методом химического парофазового осаждения в разряде плазмы с применением ВЧ смещения подложки по отношению к плазме. Это способствует формированию пленки Si и одновременно подогреву подложки. ВЧ генератор 1 подсоединен к держателю 5 подложки 8. Частота ВЧ поля 13,56 МГц, смещение прикладывается между камерой 10 и обрабатываемой подложкой 8, подогреваемым нагревателем 4, установленным в держателе 5. Рабочий газ SiH_4 вводится в рабочую камеру 10, а плазмообразующий газ Ar 6 вводят в разрядную камеру 7 где возбуждается СВЧ разряд в расходящемся магнитном поле, которое образуется под действием кольцевого магнита 2. Таким образом обработка производится в комбинированном разряде.

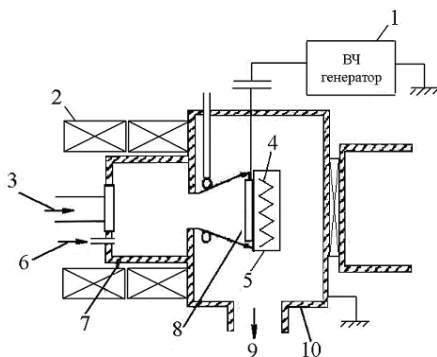


Рис. 4.7. Установка для осаждения аморфного или сложного составного кремниевого покрытия высокого качества на подложку:

- 1 – ВЧ генератор; 2 – камера; 3 – подвод СВЧ энергии; 4 – нагреватель; 5 – держатель-электрод; 6 – подвод плазмообразующего газа; 7 – разрядная камера; 8 – подложка; 9 – откачка газа; 10 – камера

Устройство для плазменной обработки (рис. 4.8) [18] состоит из разрядного объема 6, электродов 1, 5, ВЧ генератора 8, системы откачки газа 7, системы ввода СВЧ энергии в виде замкнутого в круг волновода 3. Обрабатываемая подложка 4 устанавливается на электроде 5. Камера 6 заземлена. Плазма возбуждается между двумя параллельными электродами 1, 5 в разряде низкого давления. К электроду 5 подводится потенциал с ВЧ генератора 8, вокруг электродов располагается СВЧ источник, тем самым генерируется плазма 2. Таким образом, возбуждение и поддержание плазмы происходит за счет воздействия комбинированного разряда (ВЧ + СВЧ поля). Достигается равномерная и скоростная обработка образца большого диаметра в высоком вакууме.

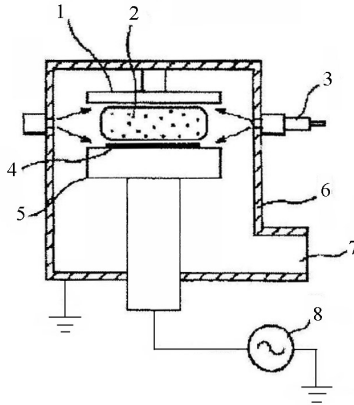


Рис. 4.8. Устройство для плазменной обработки:
 1, 5 – электроды; 2 – область плазмы; 3 – волновод; 4 – подложка;
 6 – камера; 7 – откачка газа; 8 – ВЧ генератор

Устройство для обработки в плазме (рис. 4.9) [19] включает в себя: камеру 6; систему подачи и откачки газа 3, 7; электрод-подложкодержатель 5; ВЧ генератор 8, волновод 1; СВЧ генератор 2. Подложка размещается на электроде 5, к которому подводится потенциал с ВЧ генератора 8. Процесс обработки проводится реактивными ионами в непрерывном потоке газа. В рабочей зоне используются средства для ионизации газа с возбуждением СВЧ + ВЧ полей.

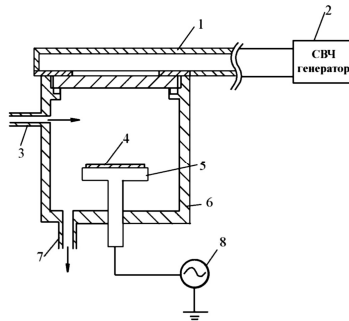


Рис. 4.9. Устройство для обработки в плазме: 1 – волновод; 2 – СВЧ генератор; 3 – система подачи газа; 4 – подложка; 5 – электрод; 6 – разрядная камера; 7 – система откачки; 8 – ВЧ генератор

Плазма генерируется внутри разрядной камеры 6 при помощи ВЧ

источника 8. Также в объем камеры вводится СВЧ энергия. Таким образом, можно организовать удаление фоторезистивной маски при помощи направленного потока реактивных ионов и потока плазмы в камере 6. Для этих целей используется комбинированный разряд (СВЧ + ВЧ). При этом увеличиваются скорости обработки.

В состав плазмообрабатывающей установки (рис. 4.10) [20] входит источник СВЧ энергии 14, который генерирует электромагнитное поле поступающее через щели 4 антенны 2 в камеру 10. В результате возбуждается плазма в области щелей 4,4 около закрепленной плиты 6 в рабочей зоне 8. Вакуумирование камеры происходит посредством системы откачки 12. Рабочий газ вводится через систему подачи газа 7. На электрод 5 подается ВЧ потенциал, источником которого служит генератор 3. Одновременно с этим генерируется СВЧ энергия источником 14. В результате возбуждается плазма, охватывающая электрод 5, около тарелки 6 в рабочей зоне 8. Сформированная плазма оказывает прямое воздействие на подложку расположенную на основании 11. Таким образом, осуществляется скоростной процесс травления подложки комбинированным разрядом. Установка имеет малые габариты.

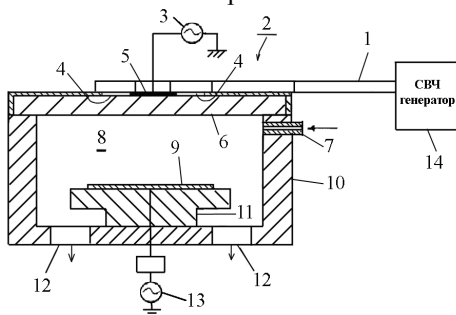


Рис. 4.10. Плазмообрабатывающая установка: 1 – волновод; 2 – антенна; 3 – ВЧ генератор; 4 – щели; 5 – электрод; 6 – плита; 7 – система подачи газа; 8 – рабочая зона; 9 – подложка; 10 – камера; 11 – основание; 12 – система откачки; 13 – источник питания; 14 – СВЧ генератор

Способ получения стационарного комбинированного разряда низкотемпературной плазмы пониженного давления у оконечной части обрабатываемого электропроводного объекта, имеющего выступающие части или заостренные кромки, реализован в устройстве [21], содержащем цилиндрический резонатор, внутренний вакуумируемый объем которого ограничен радиопрозрачным цилиндром, систему возбуждения, генератор СВЧ-энергии, источник питания генератора СВЧ-энергии, блок подачи потенциала на объект обработки, вакуумную систему, систему напуска газа,

причем цилиндрический резонатор возбуждается волноводно-щелевой антенной, свернутой в кольцо, а на обрабатываемый объект подается положительный потенциал посредством держателя, расположенного в вакуумируемой части цилиндрического резонатора.

Обрабатываемый объект 1, как показано на рис. 4.11 закрепляется в сменной цанге 2 держателя 3, расположенного в камере обработки 4.

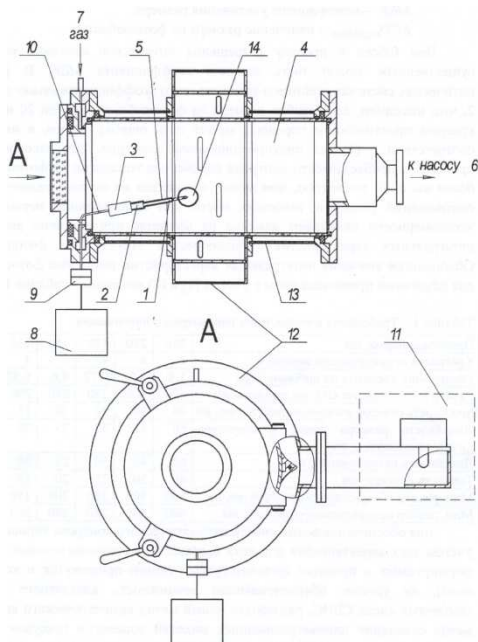


Рис. 4.11. Устройство для обработки электропроводных объектов в комбинированном разряде низкотемпературной плазмы пониженного давления: 1 – обрабатываемый объект; 2 – сменная цанга; 3 – держатель; 4 – камера; 5 – радиопрозрачный материал; 6 – вакуумная система; 7 – система газонапуска газа; 8 – блок подачи потенциала; 9 – герметичный разъем; 10 – кабель с многослойными элементами защиты; 11 – генератор СВЧ-энергии; 12 – волноводно-щелевая антенна; 13 – цилиндрический резонатор; 14 – комбинированный разряд пониженного давления

Часть поверхности обрабатываемого объекта и цанга 2 изолируются радиопрозрачным материалом 5, открытой остается поверхность, подлежащая обработке. Обрабатываемый объект и держатель определенным образом располагаются в камере обработки 4, которая

откачивается с помощью вакуумной системы 6 до предельного давления и через систему газонапуска 7 в камере обработки устанавливается рабочее давление технологического газа, например азота. От блока подачи потенциала 8 через герметичный разъем 9, кабель с многослойными элементами защиты 10 и держатель 3 на обрабатываемый объект подается положительный потенциал, определенной величины. От генератора СВЧ-энергии 11 через волноводно-щелевую антенну, свернутую в кольцо, 12 в цилиндрическом резонаторе 13 возбуждаются сверхвысокочастотные электромагнитные колебания. При наложении электростатического и сверхвысокочастотного электромагнитного полей у оконечной части обрабатываемого объекта возникает комбинированный разряд пониженного давления 14.

В зависимости от энергии частиц плазмы можно проводить различные процессы: выглаживание поверхности, полимеризацию с образованием на поверхности плотноупакованной полимерной пленки, диффузионные процессы и легирование, что в совокупности ведет к структурным изменениям на поверхности и в приповерхностном слое обрабатываемого объекта. Результат - изменения микротвердости HV, омического сопротивления, шероховатости по Ra структуры в объеме до 300 мкм, что приводит к повышению износостойкости поверхности обрабатываемого объекта.

4.3 Технологические характеристики СВЧ плазменного модуля на базе разряда комбинированного типа в резонаторном плазмотроне с кольцевым волноводно-щелевым аппликатором

Применительно к технологическим задачам селективного удаления материалов с поверхности плоских объектов (пластин) разработан плазмотрон с использованием разрядного устройства на базе цилиндрического резонатора (рис. 4.12) в форме замкнутого в кольцо волновода, обеспечивающий формирование разряда под действием СВЧ ($f_1 \approx 2,45$ ГГц) и НЧ ($f_2 \approx 10-50$ кГц) электромагнитных полей [22, 23].

Резонаторная камера (рис. 4.12) представляет собой согнутый в кольцо прямоугольный волновод 1, ограниченный внутренней, внешней, нижней и верхней проводящими стенками и волновод для подвода к резонатору СВЧ энергии.

Внутренняя поверхность волновода совместно с торцевыми стенками образует резонирующую область. На внутренней поверхности свернутого волновода предусмотрены щелевые излучатели 2. Через них электромагнитная энергия поступает в резонирующую область. На оси резонаторной камеры установлена кварцевая труба - реакционная камера 3, в которой возбуждается разряд.

Вакуумируемая кварцевая камера 3 представляет собой

цилиндрическую кварцевую трубу диаметром 200 мм и длиной 140 мм, в которой возбуждается газовый разряд. Камера закрыта с торцов металлическими крышками 9,7. В нижнем торце расположен изолированный электрод – подложкодержатель 5, на который подается НЧ потенциал с генератора 6. На верхнем торце располагается заземленная электрод – крышка 4. Газ подается через фланец, встроенный в торцевую поверхность крышки 9. Откачка производится через штуцер, встроенный в крышку 7. Электрод 5 является охлаждаемым. Вода циркулирует по трубкам, к одной из которых подключается НЧ генератор 6 через измеритель мощности.

Объемная СВЧ – разрядная система служит для эффективной диссоциации и ионизации молекул плазмообразующего газа, а низкочастотная емкостная система с плоскопараллельными электродами позволяет организовать прецизионную плазменную обработку образца направленным потоком химически активных частиц.

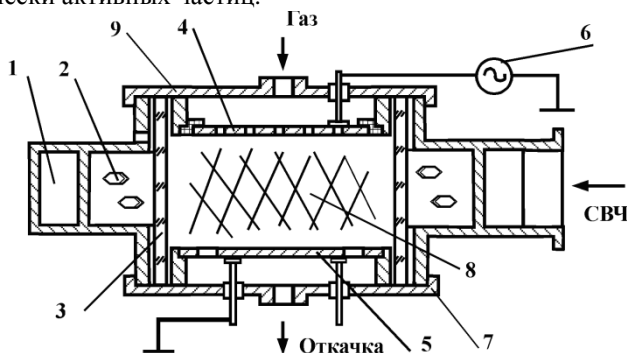


Рис. 4.12. Схема комбинированного разрядного устройства: 1 - волновод; 2 - отверстия связи; 3 - кварцевая камера; 4 - заземленный электрод; 5 - потенциалный электрод; 6 - НЧ генератор; 7 - нижняя крышка; 8 - плазма; 9 - съемная верхняя крышка

В качестве СВЧ генератора использовался магнетрон с частотой генерации 2,45 ГГц, питаемый высоковольтным пульсирующим напряжением частотой 50 Гц.

Выбор СВЧ и НЧ разрядов обусловлен характером поглощения электромагнитных волн в разрядах, механизмами процессов, протекающих в объемных и электродных планарных плазменных реакторах, возможностью эффективного управления ходом технологического процесса обработки образца. Объемная СВЧ – разрядная система служит для эффективной диссоциации и ионизации молекул плазмообразующего газа, а

низкочастотная емкостная система с плоскопараллельными электродами позволяет организовать прецизионную плазменную обработку образца направленным потоком химически активных частиц, так как для получения анизотропного профиля травления необходимо сформировать направленный перпендикулярно поверхности образца поток ионов.

Перед проведением экспериментов была выявлена оптимальная конфигурация элементов разрядной системы, при которой наблюдалось стабильное горение СВЧ разряда и удовлетворительное согласование СВЧ поля с газовым разрядом. Такой конфигурации удалось добиться путем поиска наилучшего расположения электродов, создающего оптимальные условия для возбуждения и горения СВЧ разряда. При этом эффективность поглощения СВЧ энергии плазмой газового разряда составляла около 55 – 60 % [24].

Эксперименты по травлению монокристаллического кремния в плазме разрядов CF_4 и SF_6 показали следующее [25].

На рис. 4.13 представлены результаты изучения зависимости скорости травления кремния от мощности СВЧ излучения. Эксперимент проводился при давлении в рабочей камере плазмотрона $p = 10$ Па и значении НЧ потенциала $U_{нч} = 600$ В. Из полученных зависимостей видно, что с увеличением мощности СВЧ излучения скорость травления возрастает. Причем при одинаковых мощностях СВЧ излучения скорость травления в плазме CF_4 оказывается больше, чем в плазме SF_6 .

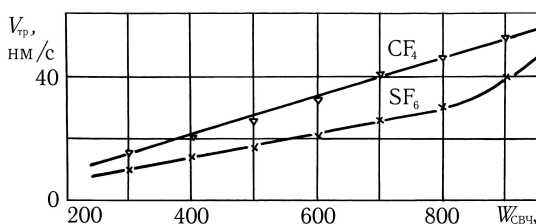


Рис. 4.13. Зависимость скорости травления кремния от мощности СВЧ

На рис. 4.14 приведены зависимости скорости травления от давления в рабочей камере. Обработка проводилась при мощности СВЧ $W_{свч} = 700$ Вт и значении НЧ потенциала $U_{нч} = 600$ В. Из представленных зависимостей видно, что максимальная скорость травления для плазмы CF_4 наблюдается при давлении $p = 10$ Па, а для плазмы SF_6 – при $p = 5$ Па. С изменением как в большую, так и в меньшую сторону скорость травления падает. Это можно объяснить следующим образом. Понижение рабочего давления приводит к заметному уменьшению степени ионизации, в

результате чего разряд “гаснет”. При определенной величине энергии СВЧ излучения ионизироваться может только определенное количество газа, причем максимальная скорость травления наблюдается в случае оптимального сочетания степени ионизации и длины свободного пробега частиц. При постоянных мощности СВЧ излучения и потенциала на подложкодержателе – электроде с увеличением давления газа степени диссоциации и ионизации газа не изменяются, концентрация молекул в объеме камеры увеличивается, в следствии чего уменьшается длина свободного пробега частиц и скорость травления падает.

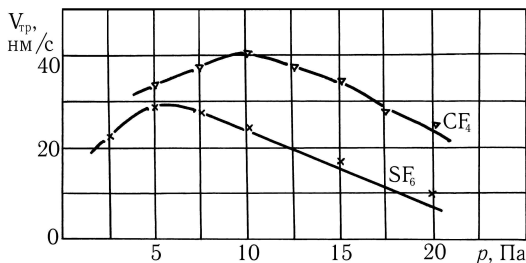


Рис. 4.14. Зависимость скорости травления кремния от давления в рабочей камере

На рис. 4.15 приведены зависимости скорости травления кремния от величины НЧ потенциала на подложкодержателе–электроде. Исследования проводились при мощности СВЧ излучения $W_{свч} = 700$ Вт и давлении $p = 10$ Па. Как видно из представленных данных скорость травления возрастает с увеличением НЧ потенциала. Однако чрезмерное повышение НЧ потенциала, прикладываемого к подложкодержателю – электроду, может привести к переходу разряда из тлеющего в дуговой, что приведет к резкому увеличению температуры частиц и к разрушению поверхности образца.

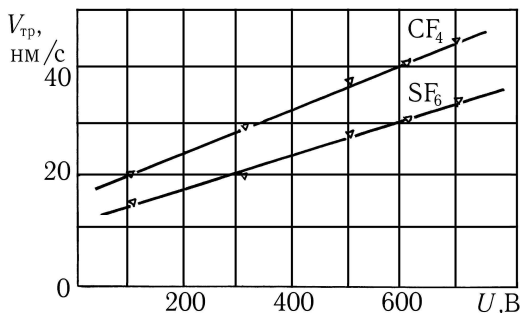


Рис. 4.15. Зависимость скорости травления кремния от величины НЧ потенциала на подложкодержателе-электроде

Для установок плазменного травления чрезвычайно важна воспроизводимость энергетического состояния плазмы во времени и от цикла к циклу обработки. Поэтому были произведены эксперименты по травлению 14 образцов в плазме CF_4 . Результаты этих экспериментов приведены на рис. 4.16. Как видно из графика воспроизводимость результатов от цикла к циклу обработки является достаточно высокой.

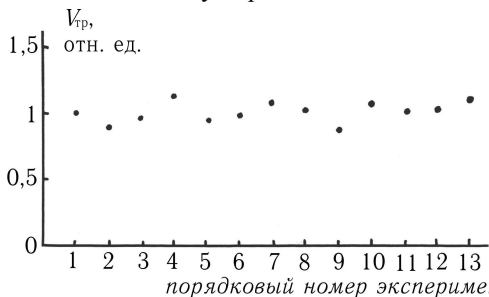


Рис. 4.16. Воспроизводимость результатов плазменной обработки от цикла к циклу (травления кремния в CF_4)

Изменение частоты поля, прикладываемого к подложкодержателю - электроду, оказывает значительное влияние на профиль и морфологию дна лунки травления кремния. Эксперименты показали, что при частоте ВЧ напряжения $f_{вч} = 13,56$ МГц профиль травления получается более пологим, чем при частоте $f_{нч} = 35$ кГц. Таким образом, изменяя частоту электромагнитного сигнала, подаваемого на подложкодержатель-электрод, можно получать профили травления необходимой конфигурации, т.е.

обеспечивать требуемую анизотропию травления. При этом необходимо учитывать тот факт, что по мере понижения частоты этого сигнала возрастает степень дефектности дна лунки травления, обусловленной эффектами химического и физического взаимодействия тяжелых заряженных частиц с обрабатываемым материалом.

Морфология поверхности дна лунки травления в большой степени зависит от операционных параметров обработки. В качестве подтверждения этому можно привести фотографию поверхности дна травления монокристаллического кремния плазмой комбинированного разряда в C_3F_8 при одном из режимов травления (рис. 4.17). На фотографии ясно виден ярко выраженный периодический характер столбчатой структуры поверхности монокристаллического кремния после такой обработки, что свидетельствует о крайне высокой химической активности бомбардирующих поверхность частиц.

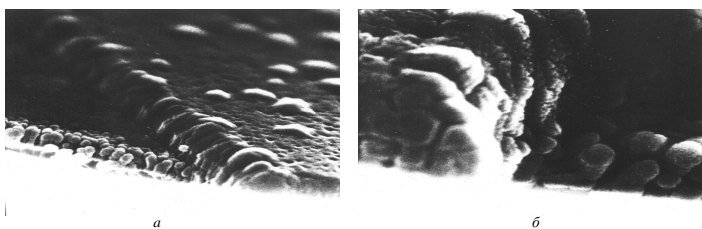


Рис. 4.17. Столбчатая структура рельефа поверхности дна лунки травления монокристаллического кремния плазмой комбинированного разряда: а – увеличение 15000 раз; б – увеличение 50000 раз

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты указывают на то, что в комбинированном разрядном устройстве описанно выше конструкции (рис.4.12) реализуется процесс, сходный с ионно – химическим травлением образцов в плоской электродной системе, но отличающийся от обработки в традиционных планарных реакторах количественными и качественными показателями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 4

1. Бордусов С.В. Плазменные СВЧ технологии в производстве изделий электронной техники /Под ред. А.П. Достанко. – Мн.: Бестпринт, 2002. –452 с.

2. Бордусов С.В. Тенденции развития конструкторских решений СВЧ плазменных источников для формирования плазмы больших объёмов и площадей // Проблемы проектирования и производства радиоэлектронных средств: Материалы V Международной научно-технической конференции. Новополоцк, 29-30 мая 2008 г. С. 52 – 53.

3. Фареник В.И. Высокочастотные разряды низкого давления в технологии малоэнергетического вакуумно-плазменного травления микроструктур // Физическая инженерия поверхности – 2004. – Т.2. №1. С. 117 – 135.

4. Taillet J. Physique des plasmas / C.R.Acad.Science, Serie B, 1978. N16. P.325 – 328.

5. Годяк В.А., Кузовников А.А. О вентильных свойствах ВЧ разрядов//Физика плазмы —1975-Т. 1, Вып. 3.-С.496.

6. Левитский С.М. Потенциал пространства и распыление электродов в высокочастотном разряде// Журн. техн. физ.- 1957. - Т. 27, Вып. 5.-С. 1001.

7. Liberman M.A. Analytical solution for capacitive RF sheath//IEEE Transactions on Plasma Science. -1988,-Vol. 16,№6.-P. 638.

8. Liberman M.A. Dynamics of a Collisional Capacitive RF Sheath//IEEE Transactions on Plasma Science-1989.-Vol.17,№2.-P. 338.

9. Будянский А.М., Покроев А.Г. Механизм ВЧ диодного слоя в ВЧ разряде//У Конференция «Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой». Тезисы докладов. - Ташкент. -1989. - С. 172.

10. Будянский А.М. Закон «трех вторых» в переходном режиме плоского ленгмюровского слоя//11 Всесоюзное совещание «Высокочастотный разряд в волновых полях». Тезисы докладов - Куйбышев. - 32. 1989.- С. 15.

11. Пат. 9625834 WO МКИ6 Н 05Н 1/46. Plasma processing apparatus / Hitachi Ltd.

12. Пат. 0180020 EP МКИ4 Н 01 37/32. Plasma etching system / International Business Machines.

13. Пат. 0772222 EP МКИ6 Н 01J 37/32. Microwave plasma process apparatus and microwave plasma process method / Canon К.К.

14. Пат. 0883159 EP МКИ6 Н 01J 37/32. Plasma processing apparatus / Hitachi Ltd.

15. Пат. 4691062 US МКИ Н 01J 27/16. Dual plasma microwave apparatus and method for treating a surface / Univ Michigan.

16. Пат. 5413954 US МКИ6 Н 01J 21/20. Method of making a silicon-based device comprising surface plasma cleaning / AT&T Bell Laboratories.
17. Пат. 10081968 JP МКИ С 23С 16/24. Production of amorphous silicon coating Nippon Hosokawa Kogyo Co. Ltd.
18. Пат. 10223607 JP МКИ Н 01L 21/30. Plasma treating apparatus / Mitsubishi Electric Corp.
19. Пат. 10256235 JP МКИ Н OIL 21/3065. Plasma processor and ashing method / Toshiba Corp.
20. Пат. 11204295 JP МКИ Н 05H 01/46. Microwave plasma treating apparatus / Sumitomo Metal Ind. Ltd.
21. Пат. 2277763 RU МКИ Н 05H 1/18. Способ и устройство получения стационарного комбинированного разряда низкотемпературной плазмы пониженного давления / А.А. Сергеев, Е.П. Зинина, Н.Ф. Кислицына. Заявл. №2004115825/06; Опубл. 10.06.2006 Бюл. №16.
22. Bordusov S. V., Dostanko A. P. Двухчастотный многофункциональный плазмотрон для формирования элементов микроструктуры изделий электронной техники // Современные средства связи: Материалы XIII Междунар. науч.-техн. конф. Минск: ВГКС. 2008. С. 226.
23. Bordusov S. V., Dostanko A. P. Technological microwave plasma module for reactive-ion etching materials of electronic techniques in dual-frequency discharge // Plasma Physics and Plasma Technology: PPPT – 6 VI International conference. Minsk, September 28 – October 2 2009. P. 421 – 424.
24. Bordusov S. V., Dostanko A. P. Microwave discharge module for generation plasma with selective operated properties // Proc of the XVIII Int. Symp. on Physics of Switching Arc. Brno, September 7 – 11 2009. P. 131 – 133.
25. Bordusov S. V., Dostanko A. P., Shynkevich Y.S. Research of influence of plasma forming conditions on process of monocrystal silicon etching in fluorine containing combined discharge // Proc of the XVII Int. Symp. on Physics of Switching Arc. Brno, 2007. P. 33 – 36.

5 ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ ПРЯМЫМ ОСАЖДЕНИЕМ ИЗ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Существующие традиционные методы формирования тонкопленочных покрытий, основанные на термическом испарении (резистивное и электронно-лучевое испарение), ионном распылении (ионно-плазменное, ионно-лучевое и магнетронное распыление), осаждении из газовой фазы (пиролитическое и плазмохимическое осаждение) связаны с использованием дорогостоящих мишеней, степень использования которых составляет, в лучшем случае, около 50%, проведение процессов осаждения предполагает применения высокой температуры подложек (250-1000⁰С), применения дорогих и мощных блоков ВЧ и НЧ-питания, согласующих ВЧ-устройств. Энергия осаждаемых на подложку атомов вещества при термическом, ионном распылении и пиролитическом осаждении составляет 0,01- 5 эВ, что не позволяет получать тонкопленочные покрытия с высокой адгезией и требуемой микроструктурой при низких температурах подложки. При магнетронном и плазмохимическом нанесении покрытий на подложки и формируемые покрытия осуществляется неконтролируемое воздействие электронных и ионных потоков, что не позволяет получать заданные параметры покрытий. Резистивное и электронно-лучевое испарение из-за точечного характера испарения не обеспечивает нанесения покрытий на широкоформатные подложки. В последние годы все больше внимания исследователей привлекают методы, основанные на нанесении тонкопленочных покрытий из ионных потоков или пучков [1,2]

5.1 Особенности и преимущества метода получения покрытий из ионных пучков

Анализ ионных методов формирования покрытий показал, что весьма перспективным является метод нанесения покрытий непосредственно из ионного пучка с использованием торцевых холловских ускорителей. Такие ионные источники позволяют формировать широкие пучки ионов любых газов с энергией 25-200 эВ и током до 10 А и более, в зависимости от размеров источника. Последние могут быть как цилиндрические, так и протяженные, что обеспечивает высокую равномерность покрытий по толщине. Торцевые холловские ускорители имеют простую конструкцию, надежны в эксплуатации. Для функционирования таких устройств не нужно применения высоковольтного питания, что также упрощает их конструкцию и эксплуатацию. Формирование покрытий с применением таких источников, в отличие от методов физического, реактивного распыления и термического испарения, не требует применения мишеней и испаряемого материала. Степень

использования массивного материала обычно составляет 40-50%, остаток исходного материала приходится утилизировать или перерабатывать. Прямое осаждение из ионных пучков предполагает использования только рабочего газа, причем стоимость последнего намного ниже стоимости мишеней.

Для пленкообразующих газов могут использоваться SiH_4 , CH_4 , CF_4 , O_2 , N_2 , B_2H_6 , металлосодержащие газы (металлоорганические соединения металлов) и др. Это позволит синтезировать широкий ассортимент тонкопленочных покрытий, которые могут успешно применяться в различных областях науки и техники: SiO_2 , S_3N_4 , SiC , алмазоподобные покрытия, SiOF , SiOC , C_3N_4 , оксиды, нитриды, силициды, карбиды, бориды металлов и т.п. Энергия конденсирующихся на подложку ионов может контролируемо изменяться от 30 до 300 эВ, ионный ток от 0,05 -10 А. Благодаря высокой энергии конденсирующихся частиц, обеспечивается хорошая адгезия к любым подложкам, включая и полимерные, повышенная плотность и однородность по толщине покрытий, высокие электро-и теплопроводность. При использовании протяженных (линейных) ионных источников можно наносить функциональные покрытия на широкоформатные подложки (1 м^2 и более) с равномерностью по толщине $\pm 2\text{-}5\%$.

Использование плазменного ускорителя с анодным слоем, работающего в режиме ионно-пучкового фокуса, позволяет получить моноэнергетический ионный пучок с плотностью до 5 мА/см^2 [3]. Это позволит наносить покрытия с большой скоростью и воспроизводимостью [4].

Таким образом, применение вышеуказанных методов позволит получить высококачественные покрытия при небольших затратах на изготовление технологического оборудования и материалы.

5.2 Формирование тонкопленочных покрытий из ионных пучков с использованием торцевых холловских ускорителей

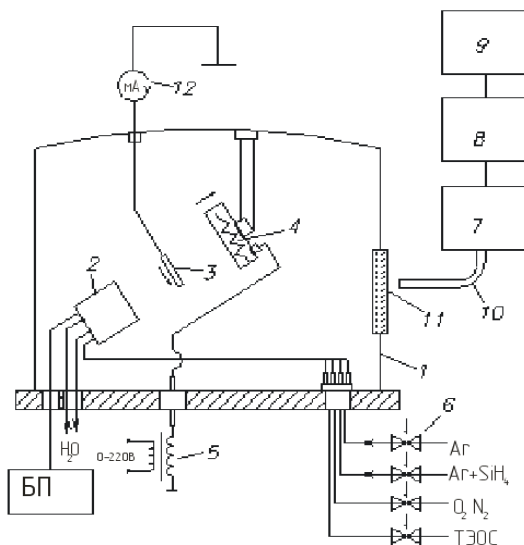
5.2.1 Исследование параметров ионных пучков из различных газов

Экспериментальные исследования проводили на модернизированной установке вакуумного напыления ВУ-1А, оснащенной ионным источником на основе холловского торцевого ускорителя и системой эмиссионного спектрального анализа. В ионный источник рабочие газы подавались с применением игольчатых натекателей. Давление в рабочей камере контролировалось вакуумметром ВИТ-2. В качестве рабочих газов использовалась смесь моносилана с аргоном ($5\% \text{SiH}_4 + 95\% \text{Ar}$).

Измерение тока ионов осуществлялось одиночным зондом. Состав

ионного пучка исследовался с применением эмиссионной оптической спектроскопии. Спектры излучения регистрировались с помощью монохроматора ММ-101, электронного усилителя ФЭУ-106 и самописца КСП-4. Конструкция подложкодержателя позволяла устанавливать расстояние «источник-подложка» в пределах 25-250 мм. Упрощенная схема подколпачного устройства приведенная на рисунке 5.1.

Были проведены исследования параметров ионных пучков, формируемых ионным источником из газа 95%Ar+5%SiH₄. Напряжение анода варьировалось в пределах 80 - 120 В, ток разряда при этом составлял 2 - 5 А. Рабочее давление было в диапазоне 10⁻⁴ - 10⁻³ мм рт.ст.



1- вакуумная камера; 2- ионный источник; 3- зонд-коллектор; 4- подложкодержатель с подогревом; 5- трансформатор питания подложкодержателя; 6- газовые натекатели; 7- монохроматор; 8- ФЭУ-106; 9- самописец; 10- световод; 11- окно камеры; 12- измеритель ионного тока
Рисунок 5.1- Схема подколпачного устройства экспериментальной установки

Исследование тока ионов осуществлялось зондовым методом. Было установлено, что в центре пучка на расстоянии 150 мм от ионного источника плотность ионного тока изменялась от 0,8 мА/см² при токе разряда 2 А до 4,5 мА/см² при I_p=6 А. При смещении зонда-коллектора от центра пучка плотность последнего уменьшалась до 4 раз (рисунок 5.2).

Состав ионного пучка исследовался с применением эмиссионной оптической спектроскопии. Анализ спектров показал наличие интенсивных линий аргона: атомов аргона ArI 4158,59, ионов аргона $\text{Ar}^+(2979,1; 3476,7; 4426,01; 4657,9; 4764,86)$, Ar^+ (4609,56) и молекулярного азота 3371,3. Наличие сигналов от азота может быть вызвано наличием остаточной атмосферы в камере (рисунок 6.3). В эмиссионном спектре также были обнаружены интенсивные линии $\text{Si}(2516,11)$, $\text{Si}(2881,3)$, $\text{SiH}(4140,0)$, что свидетельствует о диссоциации молекул моносилаана.

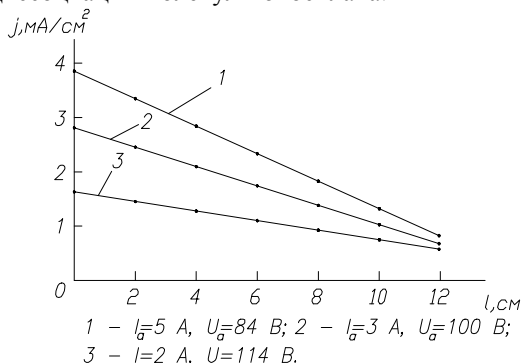


Рисунок 5.2 - Зависимость тока ионного пучка от расстояния от центра пучка

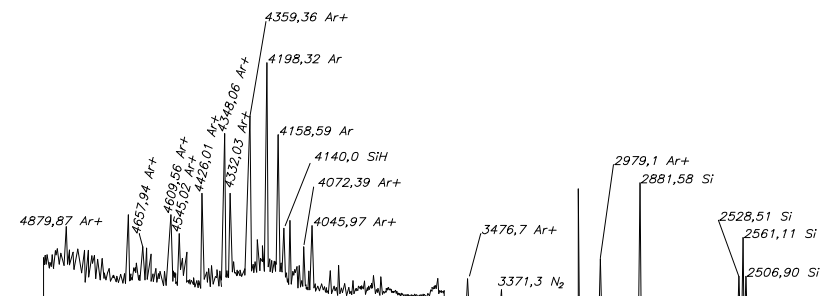


Рисунок 5.3- Спектр потока ионов аргона и моносилаана

5.2.2 Формирование покрытий из кремния

Покрытия из кремния широко используются в микроэлектронике, оптике, солнечных элементах. Формирование пленок Si осуществляли осаждением из ионных пучков моносилаана (5% $\text{SiH}_4+95\%$ Ar). Остаточный вакуум в процессе нанесения составлял $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. Покрытия из кремния наносились на неподвижную подложку (кремний, стекло К8).

Оптимальные режимы работы ионного источника: анодное напряжение 95-98 В, ток разряда 5 - 6 А, ток соленоида 5 - 7 А, ток эмиттера электронов 12-13 А [5].

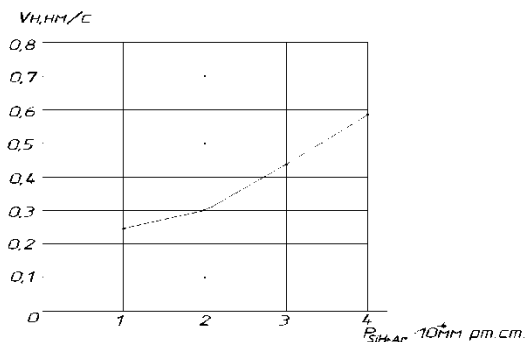


Рисунок 5.4 - Зависимость скорости нанесения пленок кремния от парциального давления моносила

Было проведено исследование влияния парциального давления моносила и тока разряда на скорость нанесения покрытий. Установлено, что увеличение доли моносила приводит к плавному увеличению скорости нанесения (рисунок 5.4). Давление $SiH_4 + Ar$ изменялось с $1 \cdot 10^{-4}$ до $4 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст., при этом скорость нанесения выросла с 0,25 до 0,58 нм/с. С повышением тока разряда происходит увеличение скорости нанесения (рисунок 5.5).

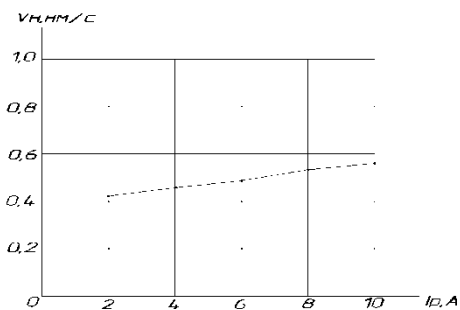


Рисунок 5.5 - Влияние разрядного тока ионного источника на скорость нанесения пленок кремния

Покрытия из кремния толщиной 100 нм, нанесенные на кремниевую подложку, были непрозрачны в ультрафиолетовой области видимой части спектра вплоть до 525 нм. Нагрев подложки до $250^{\circ}C$

вызывает повышение коэффициента пропускания на этой длине волны до 0,65 (рисунок 5.6).

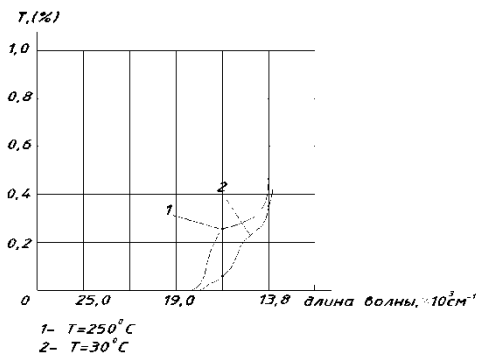


Рисунок 5.6 - Влияние температуры подложки на пропускание пленок кремния

На рисунках 5.7 - 5.8 приведены спектральные зависимости коэффициентов пропускания и отражения пленки кремния. По зависимости $R=f(\lambda)$ был определен показатель преломления для пленок Si. Он составил 3,7.

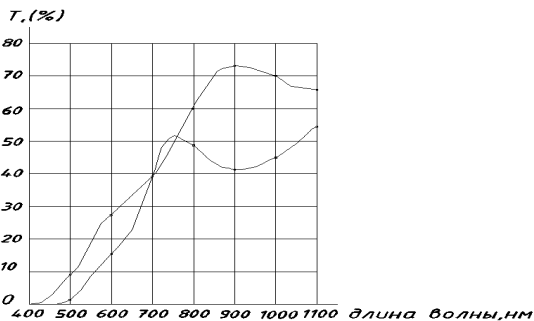


Рисунок 5.7 - Спектральная зависимость коэффициента пропускания

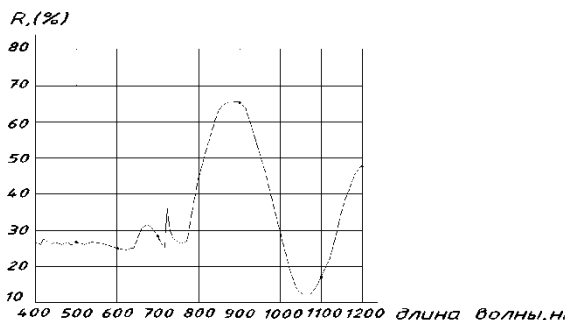


Рисунок 5.8 - Спектральная зависимость коэффициента отражения

5.3 Получение тонкопленочных покрытий из ионных пучков, формируемых из ионно-пучкового фокуса

Весьма перспективным является метод нанесения тонкопленочных покрытий посредством генерации потока ионов из пучкового фокуса. Суть этого метода заключается в том, при определенных условиях в ионном источнике на основе УАС (ускорителя с анодным слоем) имеет место формирование зоны вторичного разряда. Зона этого разряда имеет форму слаборасходящегося пучка ионов. Генерация дополнительного пучка ионов имеет пороговый характер и наблюдается при напряженности магнитного поля в области фокуса $H=150-200$ Э. Для устранения воздействия первичного пучка ионов используется диафрагма, которая имеет по центру отверстие диаметром 8-10 мм. Генерация дополнительного пучка наблюдается в широком диапазоне изменений тока разряда и напряжения на аноде. Схема процесса показана на рисунке 5.9.

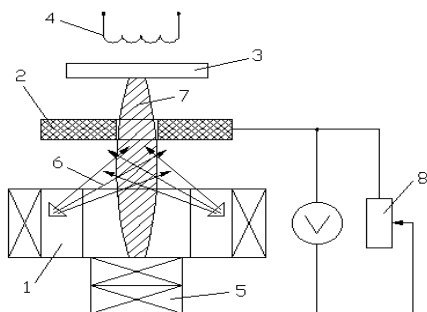


Рисунок 5.9 – Условная схема процесса нанесения покрытий из ионного пучка, формируемого источником на основе УАС в режиме ионно-пучкового фокуса. 1 - ионный источник; 2 - диафрагма; 3 - подложка; 4 - нагреватель; 5 - дополнительный магнит; 6 - первичный ионный пучок; 7 - вторичный разряд; 8 - переменный резистор

Формирование покрытий с использованием предлагаемого метода, в отличие от других методов нанесения тонкопленочных покрытий, не требует применения мишеней и испаряемого материала.

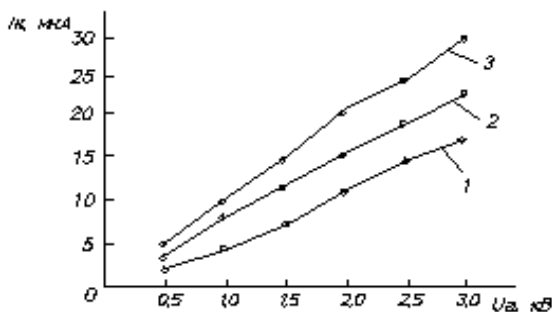
5.3.1 Исследование параметров ионных пучков

Экспериментальные исследования проводили на модернизированной установке вакуумного напыления ВУ-1А, оснащенной ионным источником на основе ускорителя с анодным слоем, системой подачи рабочих газов, нагревателем подложек, зондовым устройством и системой эмиссионного спектрального анализа. Изображение полученного ионного пучка на рисунке 5.10.



Рисунок 5.10 – Ионный пучок, сформированный из ионно-пучкового фокуса

Были проведены исследования параметров ионных пучков, формируемых ионным источником из газа $95\% \text{Ar} + 5\% \text{SiH}_4$. В качестве материала диафрагмы использовался кремний. Напряжение на аноде варьировалось в пределах 2 - 3 кВ, ток разряда при этом составлял 80 - 120 мА. Рабочее давление было в диапазоне 10^{-4} - 10^{-3} мм рт.ст. Исследование тока ионов осуществлялось зондовым методом. Было установлено, что в центре пучка плотность тока коллектора изменялась от 2,5 мкА при напряжении анода 0,5 кВ до 30 мкА при $U_a = 3$ кВ. Зависимость плотности тока от давления рабочего газа представлена на рисунке 5.11 [6].



1 – $p = 1 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст.; 2 – $p = 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст.; 3 – $p = 3 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст.;
 $U_d = 0$.

Рисунок 5.11 – Зависимость тока коллектора от напряжения анода и рабочего давления

Энергия осаждаемых ионов в пучке измерялась с использованием многосеточного зонда путем снятия тормозной характеристики, которая представлена на рисунке 5.12. Анализ тормозной характеристики позволил определить энергию ионов, которая составила около 50 эВ. Наличие потенциала на диафрагме приводило к росту энергии ионов в пучке до 150 эВ.

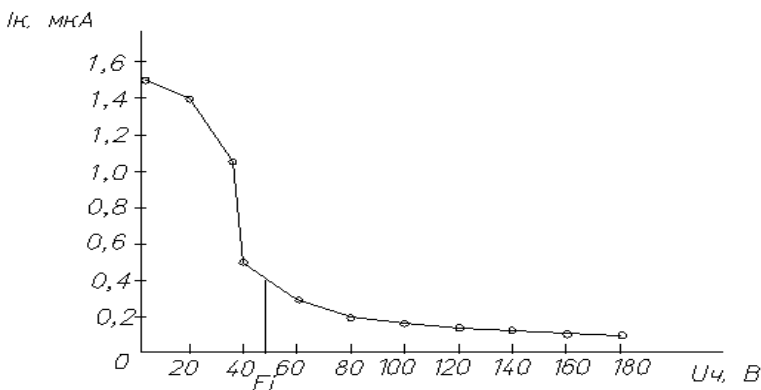


Рисунок 5.12 – Тормозная характеристика

5.3.2 Получение пленок низкотемпературного поликристаллического кремния

Пленки низкотемпературного ($\leq 700^\circ\text{C}$) поликристаллического кремния

(LTPS) в настоящее время применяются для создания активных матриц для ЖК-дисплеев, тонкопленочных транзисторов, кремниевых солнечных элементов. Существует два фундаментальных подхода к созданию кремниевых поликристаллических пленок - нанесение кремниевой пленки находящейся непосредственно в поликристаллической фазе (“нанесенный поликремний”), и использование фазового перехода к поликремнию (в дальнейшем обозначается как “кристаллизованный поликремний”) посредством этапа кристаллизации, на протяжении которого пленка нанесенного аморфного кремния подвергается воздействию энергии (термической энергии, энергии фотонов) для завершения процесса фазового перехода. Недостатками последнего способа являются высокая стоимость процесса и небольшая рабочая область, ограничивающая производительность. Рисунок 5.13 иллюстрирует различные подходы к формированию поликремниевых пленок.

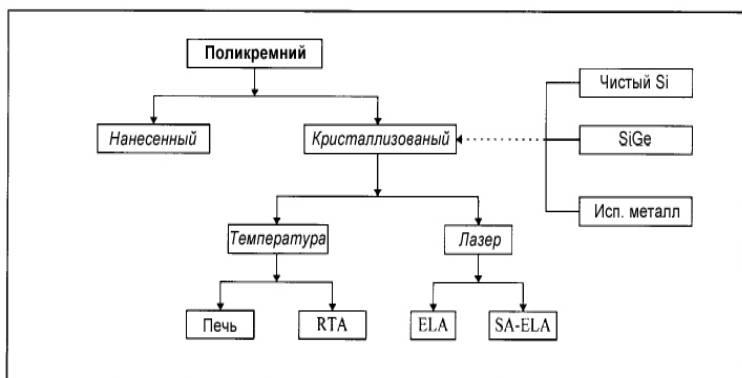


Рисунок 5.13 – Методы формирования поликремния в LTPS технологии

На данный момент ELA-процесс, используемый в промышленности технологический процесс для преобразования пленок аморфного кремния в поликристаллический, является основным при производстве активных матриц на основе LTPS технологии.

Основные преимущества ELA следующие:

- кристаллизация непосредственно из расплавленного состояния, что повышает качество, позволяет получить практически свободную от дефектов структуру, большие зерна;
- совместимость с подложками из недорогого стекла.

ELA-процесс проходит при высоком вакууме с подогревом подложки в диапазоне температур 300 – 400⁰С. Существует множество

подходов к способу воздействия импульсов эксимерного лазера на облучаемую поверхность аморфного кремния. Различия между методами заключаются в способе реализации движения луча по поверхности аморфного кремния, площади обрабатываемой поверхности a-Si, энергии лазера, и т.д. Соответственно, важное место занимает и технология получения на подложке и самого слоя аморфного кремния, так как он оказывает непосредственное влияние на формируемый в последствии слой поликремния.

Нанесение кремния непосредственно в поликристаллической фазе – это главная цель, точно так же, как и простота процесса и его удешевление. Однако, перед переходом на этот процесс в масштабах промышленного производства, необходимо преодолеть определенные проблемы. Первая относится к качеству получаемых пленок - микроструктура пленок нанесенного поликремния по уровню плотности дефектов и размерам зерен является плохой. Это следствие двух основных причин:

- понижение термических условий для достижения совместимости с основными стеклянными подложками;
- повышение скорости нанесения для ускорения производительности процесса.

Обе причины отрицательно влияют на структурные характеристики пленок, что приводит к плохой электрической проводимости. Дополнительная проблема, связанная с нанесенным поликремнием, заключается в том, что пленки на его основе обладают повышенной неравномерностью поверхности, что влечет за собой сколы структуры в области контакта диэлектрика и поликремния [7].

На данный момент предпочтительным является низкотемпературное, контролируемое разложение газовой фазы, которое позволяет получать кремниевые частицы с максимальной поверхностной подвижностью. Понижение количества побочных загрязняющих веществ путем создания сверхвысокого вакуума, снижение фонового уровня кислорода и паров воды – все это вместе приводит к увеличению размера зерна и понижению плотности внутренних дефектов зерен. В общем, микроструктура пленок “нанесенного поликремния” зависит от баланса между плотностью потока конденсирующихся атомов и подвижностью адсорбированных поверхностных частиц. Когда условия таковы, что плотность потока гораздо выше, чем поверхностная подвижность частиц, образуется аморфная структура. Напротив, при обратном условии, образуется поликристаллическая структура. Переход от аморфного к поликристаллическому состоянию происходит под воздействием повышения температуры и/или уменьшения скорости осаждения.

Существуют различные способы получения пленок кремния для тонкопленочных солнечных элементов, которые можно разделить на две

группы [8].

К первой группе относятся способы, основанные на активации химических реакций газов, содержащих кремний. Это известные способы, использующие пиролитическое разложение, активацию химической реакции плазмой или лазером и т.д. Однако эти способы требуют сравнительно высоких температур подложки и специального оборудования. Ко второй группе относятся способы нанесения пленок в вакууме. Преимуществами вакуумных методов нанесения являются возможность низкотемпературного нанесения и высокая производительность, обусловленная высоким уровнем развития вакуумной напылительной техники.

Весьма перспективным является метод нанесения тонкопленочных покрытий посредством генерации потока ионов из пучкового фокуса. Прямое осаждение из ионных пучков позволяет варьировать и контролировать процесс формирования покрытий. Упрощенная схема подколпачного устройства приведенная на рисунке 5.14.

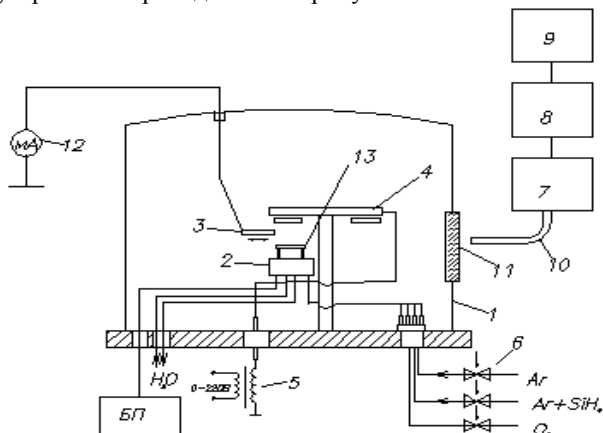


Рисунок 5.14 – Схема подколпачного устройства экспериментальной установки

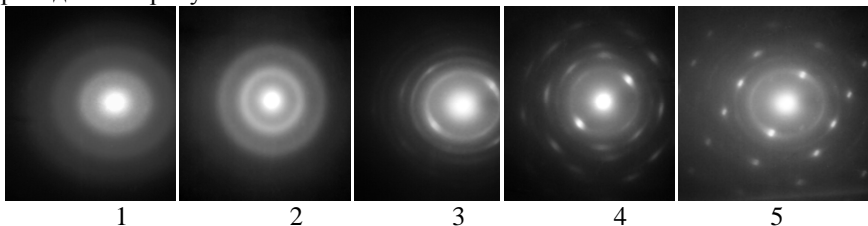
- 1 – вакуумная камера; 2 – ионный источник; 3 – зонд-коллектор;
- 4 – карусель с подложкодержателями; 5 – трансформатор питания подложкодержателя; 6 – газовые натекатели; 7 – монохроматор; 8 – ФЭУ;
- 9 – самописец; 10 – световод; 11 – окно камеры; 12 – измеритель ионного тока; 13 - диафрагма.

Формирование пленок Si осуществляли осаждением из ионных пучков смеси 5% SiH_4 +95% Ar. Остаточный вакуум в процессе нанесения не превышал значения $3 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. Покрытия из кремния наносились на неподвижную подложку. Нагрев образцов осуществлялся резистивным

нагревателем из нихромовой проволоки. Температура контролировалась термопарой хромель-алюмель и цифровым вольтметром В7-27. Для питания нагревателя использовался ЛАТР и трансформатор.

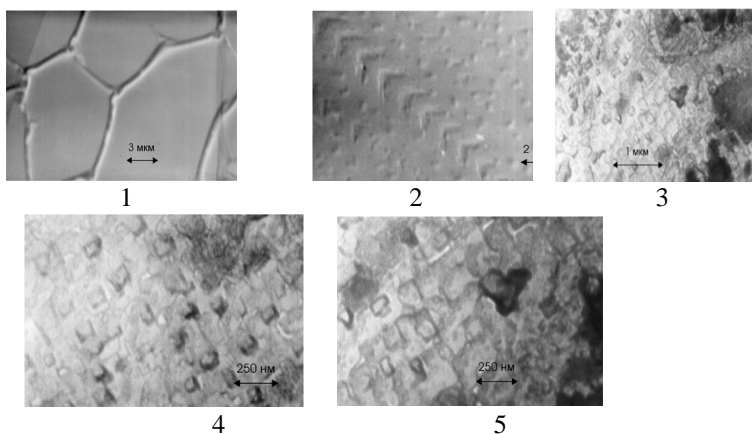
Анодное напряжение составляло 2,5–3 кВ, ток разряда – 100–120 А. Температура подложек составляла 50–550 °С. При оптимальных условиях скорость нанесения достигала до 1,0 нм/с. При наличии напряжения на диафрагме скорость нанесения снижалась [9].

Для исследования микроструктуры покрытий тонкие пленки ($d \sim 0,3$ мкм) кремния наносились на свежий скол поваренной соли. Исследовалось влияние температуры подложки, скорости нанесения и напряжения на диафрагме-мишени на структуру покрытий [10]. Результаты приведены на рисунках 5.15 и 5.16.



1 – $T_{\text{п}} = 100^{\circ}\text{C}$, $P = 250\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 0\text{В}$; 2 – $T_{\text{п}} = 300^{\circ}\text{C}$, $P = 250\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 0\text{В}$; 3 – $T_{\text{п}} = 300^{\circ}\text{C}$, $P = 85\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 100\text{В}$; 4 – $T_{\text{п}} = 350^{\circ}\text{C}$, $P = 85\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 125\text{В}$; 5 – $T_{\text{п}} = 400^{\circ}\text{C}$, $P = 85\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 150\text{В}$

Рисунок 5.15 – Результаты исследования влияния технологических факторов на структуру покрытий



1 – $T_{\text{п}} = 100^{\circ}\text{C}$, $P = 250\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 0\text{В}$; 2 – $T_{\text{п}} = 300^{\circ}\text{C}$, $P = 250\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 0\text{В}$; 3 – $T_{\text{п}} = 300^{\circ}\text{C}$, $P = 85\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 100\text{В}$; 4 – $T_{\text{п}} = 350^{\circ}\text{C}$, $P = 85\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 125\text{В}$; 5 – $T_{\text{п}} = 400^{\circ}\text{C}$, $P = 85\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 150\text{В}$

125В; 5 – $T_{\text{п}} = 400^{\circ}\text{C}$, $P = 85\text{Вт}$, $U_{\text{д}} = 150\text{В}$

Рисунок 5.16 – Результаты исследования влияния технологических факторов на морфологию покрытий

Увеличение энергии ионов пучка было напрямую связано изменением напряжения $U_{\text{д}}$ на диафрагме – при $U_{\text{д}}=20\text{ В}$ и $U_{\text{д}}=125\text{ В}$ энергия составила 60 и 150 эВ соответственно.

Исследование поверхности полученных покрытий исследовали также методом атомно-силовой микроскопии. Результаты приведены на рисунке 5.17.

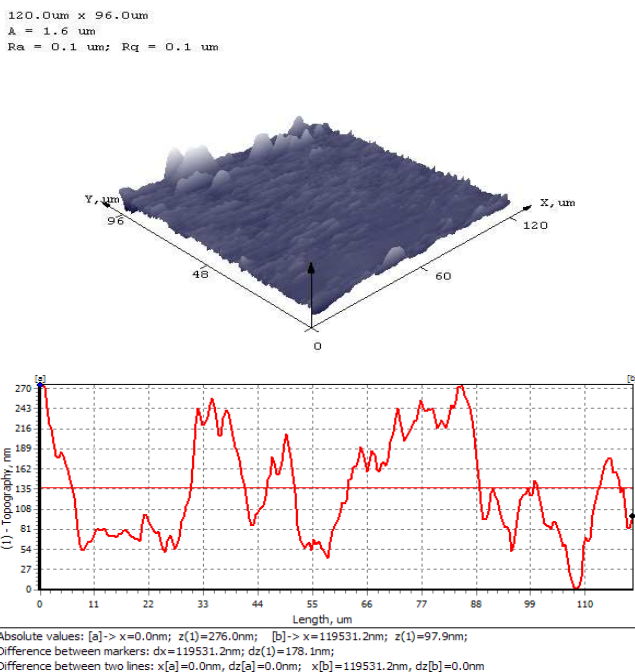


Рисунок 5.17 – Результаты атомно-силовой микроскопии пленок кремния, полученных на стекле при $T=550^{\circ}\text{C}$

Установлено, что с ростом температуры подложки и напряжения на диафрагме происходит рост зерна, структура покрытий становится более упорядоченной. Это можно объяснить ростом подвижности атомов кремния. Уменьшение мощности разряда (скорости нанесения) также способствует формированию поликристаллической структуры покрытий. Увеличение энергии ионов также способствовало формированию поликристаллической структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 5

1. Телеш Е.В., Черныш А.Ф., Ширипов В.Я. Формирование собственного окисла арсенида галлия ионным распылением. Тезисы докладов VII отраслевой конференции "Тонкие пленки в производстве полупроводниково-вых приборов и ИС", г. Махачкала, октябрь 1990 г, с.82.
2. Телеш Е.В., Достанко А.П. Высококачественные покрытия из окислов кремния и арсенида галлия для оптики и микроэлектроники. Материалы, технологии, инструменты", т.3, №2, 1998, с.103
3. Коротченков Г.С., Молодян И.П. Барьеры Шотки, собственные окислы, МОП структуры на арсениде галлия. Кишинев, Штиинца. 1984. – 115 с.
4. Hirayama Y., Koshida F., Sugano T. Mesa- and planar-type GaAs metal/ insulator/ semiconductor field effect transistor with plasma anodic Al₂O₃ gate oxide. – Thin Solid Films. 1983, vol. 103, No 1-2, pp. 71-76.
5. Телеш Е.В., Достанко А.П., Ширипов В.Я., Черныш А.Ф., Белько В.В. Способ формирования покрытий из окислов арсенида галлия. А.с. № 1499626 от 12 ноября 1987 г.
6. Телеш Е.В. Шахлевич Г.М., Боженков В.В. Формирование лицевого контакта для тонкопленочных солнечных элементов. Тезисы докладов XIII Международной НТК "Современные средства связи", п.Нарочь, 24-26 сентября 2008 г., с. 109.
7. Телеш Е.В., Достанко А.П. Формирование прозрачных контактов в тонкопленочных солнечных элементах. Материалы 2-й Международной научно-технической конференции «Приборостроение-2009» . Минск, Беларусь, 11-13 ноября 2009 г. С.326-327.

ГЛАВА 6 ФОРМИРОВАНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ ДИБОРИДОВ ТУГОПЛАВКИХ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

6.1 Перспективы использования диборидов тугоплавких переходных металлов в технике

Соединения металлов с бором представляют важный и обширный класс неорганических соединений, отличающихся тугоплавкостью, высокой химической стойкостью, а так же металлоподобностью, выражающейся в их высоких электро- и теплопроводности [1]. Замечательным свойством многих боридных фаз является сочетание их высоких прочности, твердости и износостойкости с некоторой пластичностью, а так же формирование при окислении на поверхности защитных пленок боратов. Образование ковалентно связанных структурных элементов из атомов бора в бориде при наличии электронов проводимости атомов металла вызывает уменьшение решеточного рассеяния носителей тока и высокие электро- и теплопроводность боридов, иногда более высокие, чем у соответствующих металлов. На рисунке 6.1 показана структура кристалла диборида титана.

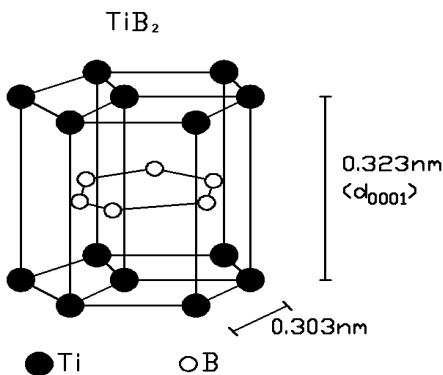


Рисунок 6.1 - Структура кристалла диборида титана

Такое кристаллическое строение боридов обеспечивает их меньшее удельное объемное сопротивление по сравнению с другими соединениями тугоплавких переходных металлов, что иллюстрирует рисунок 6.2. В сочетании с низким и практически постоянным ТКС в широком диапазоне температур это может быть основой для применения этих материалов в качестве проводящих слоев в микроэлектронике.

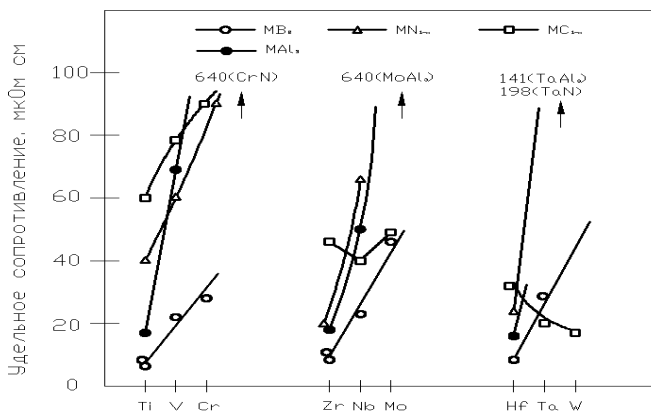


Рисунок 6.2 - Сопротивление боридов, нитридов, карбидов и алюминидов различных переходных металлов групп IVA, VA, VIA [2]

Из всего многообразия боридных фаз наиболее привлекательными являются дибориды тугоплавких переходных металлов IVA группы (Ti, Zr, Hf). Прежде всего из-за своей высокой электропроводности (рисунок 6.3).

Уникальные свойства боридов привлекают многих исследователей. Уже более 30 лет разрабатываются методы формирования тонких пленок боридов для различных применений. В микроэлектронике покрытия из диборидов используются в качестве материалов высокостабильных тонкопленочных резисторов [3], диффузионных барьеров в кремниевой и арсенидгаллиевой технологии [4], в конструкции омических контактов к арсениду галлия [5], для формирования высокопрочных и износостойких покрытий в машиностроении и т.п.

Наиболее предпочтительным является формирование боридов в вакууме, что позволяет получать высококачественные покрытия методами испарения или ионного распыления. Следует заметить, что электронно-лучевое испарение боридов приводит к нарушению стехиометрии состава пленок по отношению к исходному материалу. Методы, основанные на ионном распылении, применяются чаще. Это диодное [6], ионно-плазменное (триодное) [7], магнетронное [8] как на постоянном токе, так и ВЧ распыление. При этом используется как распыление мишеней из боридов, так и совместное распыление металла и металлоида. Иногда применяется реактивное распыление металла в атмосфере борсодержащего газа, например, диборана [9]. Этот метод позволяет изменять состав покрытий в широких пределах, однако диборан является высокотоксичным реагентом, что ограничивает использование данного метода в

промышленности.

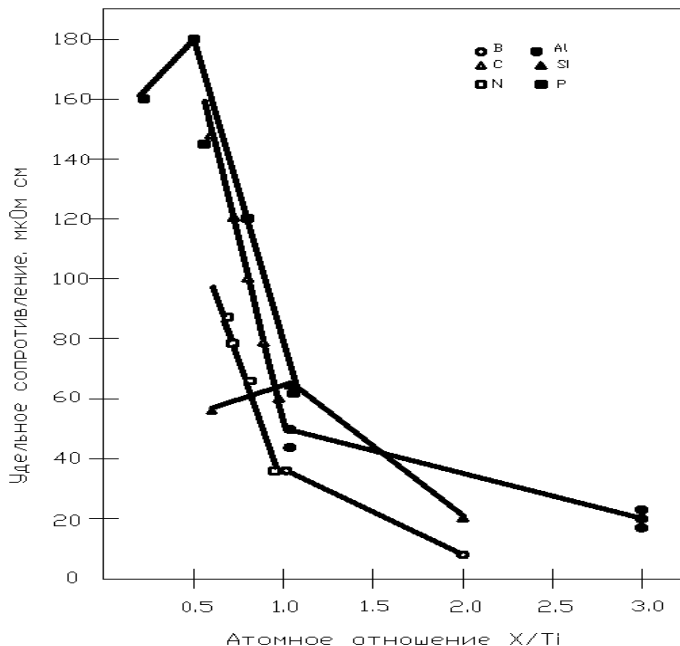
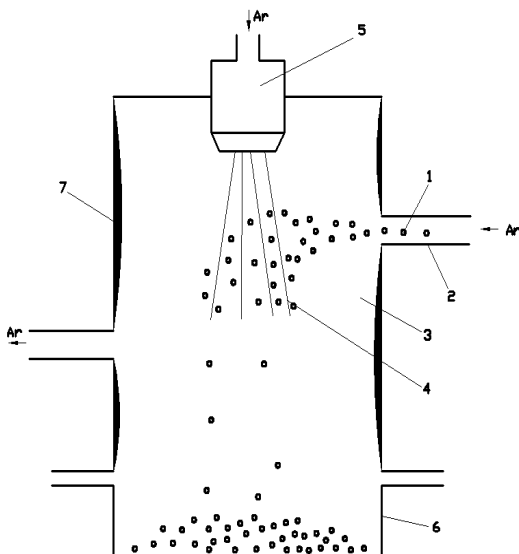


Рисунок 6.3 - Зависимость сопротивления боридов, карбидов, нитридов, алюминидов, силицидов и фосфидов титана от отношения числа атомов металлоида к числу титана [2]

6.2 Изготовление мишеней из диборида титана для ионно-лучевого распыления

Параметры пленок диборидов во многом определяются качеством распыляемых мишеней. Обычно используются мишени, полученные горячим прессованием порошка исходного материала. В наших экспериментах использовались как горячепрессованные мишени из исходного порошка, так и из порошка, переплавленного в плазме или электрической дуге. Мишени изготавливались в ИМЕТ АН СССР им. А.А. Байкова. На рисунке 6.4. приведена схема плазменного переплава. Порошок исходного материала 1 через входной патрубок 2 попадал в камеру 3, где плавился под действием мощной плазменной струей 4, создаваемой плазматроном 5. Переплавленный порошок собирался в приемном бункере 6. Примеси из исходного материала осаждались на стенах камеры в виде

нагара 7. Переплавленный порошок применялся для изготовления мишеней путем спекания под большим давлением [10].



1 – порошок исходного материала; 2 – патрубок; 3 – камера;
4 – плазменная струя; 5 – плазмотрон; 6 – приемный бункер; 7 – нагар
Рисунок 6.4 – Схема переплава исходного порошка из диборида титана

Для очистки исходного материала использовался также метод дуговой вакуумной плавки. Электрическая дуга возникала в вакууме порядка 10^{-2} Па между вольфрамовым электродом и медным водоохлаждаемым тиглем, в котором находился порошок диборида титана. Под воздействием высокой температуры дуги порошок плавился, перекристаллизовывался. При этом часть примесей испарялась и откачивалась вакуумным насосом.

Переплавленный материал дробился, а затем спекался под давлением для получения мишени заданной формы. В результате плазменной дуговой переплавки удалось получить монокристаллы диборида титана.

Мишени, полученные методом переплава, имели более плотную и однородную структуру, по сравнению с мишенями, полученными горячим прессованием исходного порошка. Содержание основных примесей в материале мишеней приведено в таблице 6.1 [11].

Таблица 6.1 - Содержание основных примесей в материале мишеней

Мишень	Содержание примесей, $\times 10^{-2}$, мас.%						
	O	C	W	Mg	Al	Fe	Hf
Ti B ₂ 1	220	19	1,8	120	46	14	0,048
	2	18	6	2,7	0,7	3	0,07
Zr B ₂ 1	15	15	1,9	80	35	10	10
	2	6	6	2,9	0,6	3	0,8

1 – мишень из горячепрессованного порошка

2 – мишень из переплавленного порошка

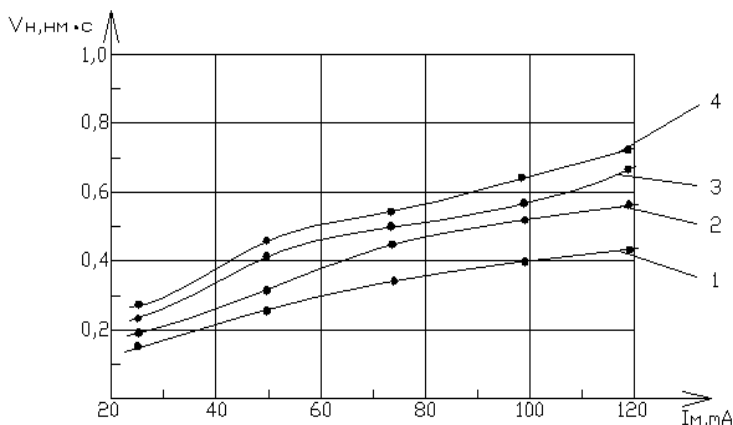
Нейтронно-активационным анализом обнаружены и другие примеси. Например, мишень из диборида титана, прошедшего плазменную плавку, содержала в мас. %: Zr – $1,4 \cdot 10^{-3}$, Mo – $8,8 \cdot 10^{-3}$, Cu – $3,8 \cdot 10^{-3}$, Mn – $5,5 \cdot 10^{-3}$, Co – $2,5 \cdot 10^{-4}$, Ag – $8,5 \cdot 10^{-4}$, Zn < 10^{-4} , Au – $1,6 \cdot 10^{-5}$, Sc < $1,7 \cdot 10^{-5}$, Cr – $5 \cdot 10^{-5}$, As – $3,6 \cdot 10^{-5}$. Увеличение содержания вольфрама обусловлено эрозией катода. В целом же, уменьшение содержания примесей, в частности, кислорода должно привести к снижению сопротивления покрытий [12].

6.3 Исследование процессов формирования покрытий из диборида титана ионно-лучевым распылением

Скорость нанесения тонкоплёночных покрытий является важным параметром, характеризующим как сам метод нанесения, так и наносимый материал. На скорость нанесения при ионно-лучевом методе оказывают параметры ионного пучка, а именно, энергия ионов (ускоряющее напряжение на аноде U_a) и величина ионного тока. Ток на мишени варьировался путём изменения рабочего давления аргона. Результаты исследований приведены на рисунке 6.6. Анализ зависимостей показывает, что скорость нанесения практически линейно возрастает с ростом тока ионов на мишени.

Скорость нанесения также возрастает и с увеличением ускоряющего напряжения на аноде, это вполне согласуется с теорией, т.к. с ростом энергии ионов возрастает коэффициент распыления материала мишени, а, следовательно, скорость нанесения плёнок.

Удельное объёмное сопротивление тонких плёнок ρ_v - важнейший показатель, обуславливающий применение плёнок в том или ином качестве.



1 - $U_a=2,0 \text{ кВ}$; 2 - $U_a=2,5 \text{ кВ}$; 3 - $U_a=3,0 \text{ кВ}$; 4 - $U_a=3,5 \text{ кВ}$

Рисунок 6.6 - Зависимость скорости нанесения плёнок диборида титана от режимов распыления

Степень остаточного вакуума оказывает большое влияние на удельное объёмное сопротивление. Это связано, в первую очередь, с изменением состава плёнок (взаимодействие с активными остаточными газами O_2 , N_2 и др.), а также с некоторым изменением структуры плёнок, вызванным замуровыванием молекул газа в плёнке. Плёнки TiB_2 наносились на подложки из окисленного кремния. Остаточный вакуум изменялся в пределах $5 \cdot 10^{-5} - 6 \cdot 10^{-6}$ мм.рт.ст. Результаты исследований представлены на рисунке 6.7. Исследования показали, что при варьировании степени вакуума от $8 \cdot 10^{-5}$ до $8 \cdot 10^{-6}$ мм.рт.ст. ρ_v плёнок TiB_2 снижается с 800 до 400 мкОм·см. Это говорит о том, что при низком вакууме происходит образование окислов, нитридов, оксинитридов титана, что подтверждается и цветом получаемых плёнок, которые имели окраску зелёного и синего цвета. Плёнки, полученные при высоком вакууме, имели блестящую, зеркальную поверхность с металлическим оттенком.

Время тренировки мишени также сильно влияет на ρ_v . Это объясняется тем, что мишень имеет пористую структуру и необходимо некоторое время для дегазации мишени. Обычно это происходит после 15 – 20 минут распыления последней.

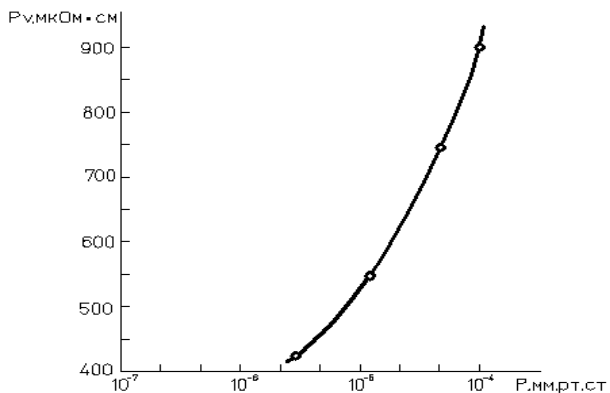
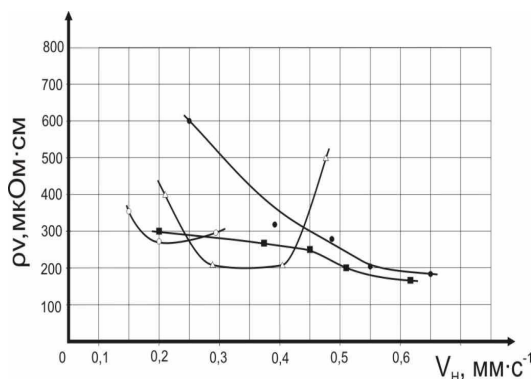


Рисунок 6.7 - Влияние степени остаточного вакуума на ρ_v плёнок TiB_2

Для исследования влияния скорости нанесения на удельное поверхностное сопротивление пленки TiB_2 толщиной 100 нм наносили на кремниевые подложки при комнатной температуре. Скорость варьировалась путем изменения тока мишени при ускоряющем напряжении на аноде от 2,0 до 3,5 кВ. Зависимость ρ_v от скорости нанесения представлена на рисунке 7.8. Такой характер зависимости можно объяснить следующим образом. При небольших скоростях нанесения повышенное значение ρ_v обуславливается большей степенью окисления растущей плёнки. Некоторое увеличение ρ_v при больших скоростях нанесения объясняется, по-видимому, уменьшением плотности плёнок.



○ - $U_a = 2,0$ кВ; Δ - $U_a = 2,5$ кВ; ● - $U_a = 3,0$ кВ; ■ - $U_a = 3,5$ кВ
Рисунок 6.8 - Влияние скорости нанесения на ρ_v плёнки TiB_2

Температура подложки в процессе нанесения плёнок оказывает большое влияние на удельное сопротивление плёнок, их структуру и адгезию. Плёнки TiB_2 толщиной 100 нм наносились на подложки из окисленного кремния. Температура подложки варьировалась от 100 до 600⁰С. Исходя из графика, приведённого на рисунке 6.9, ρ_v плёнки диборида титана незначительно зависит от температуры подложки, т.е. структура и состав плёнок практически не изменяется. Поэтому целесообразно наносить покрытия на холодные или подогретые до ~100⁰С подложки. Это даёт возможность формировать конфигурацию тонкоплёночных элементов методом обратной литографии.

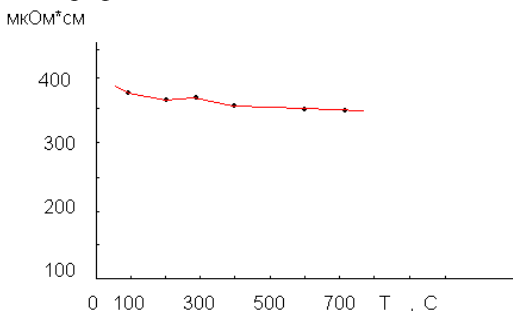


Рисунок 6.9 - Влияние температуры подложки на удельное объёмное сопротивление плёнки диборида титана ($U_a=3$ кВ ; $I_m=75$ мА)

6.3.1 Исследование микроструктуры плёнок диборида титана

Одним из параметров, которые определяют как электрофизические, так и эксплуатационные параметры тонкоплёночных покрытий является их структура. От микроструктуры плёнок зависит ρ_v , ТКС, стойкость к внешним воздействиям. Поэтому важно исследовать влияние технологических факторов на структуру плёнки диборида титана.

Плёнки TiB_2 толщиной 50 нм наносились на скол кристалла поваренной соли при температуре подложки не более 50⁰С. В результате проведения электронной микроскопии было установлено, что плёнки диборида титана имеют ярко выраженную аморфную структуру во всём диапазоне скоростей нанесения [13].

Для исследования влияния температуры плёнки толщиной 50 нм наносили со скоростью 0,5 нм/с на подложки из NaCl с температурой 150 и 300⁰С. Электронограммы плёнок представлены на рисунке 6.10. Анализ электронограмм показывает, что структура плёнок TiB_2 также является аморфной, хотя при 300⁰С в плёнках начинают происходить некоторые

структурные изменения, растёт размер зерна, плёнка переходит в квазиаморфное состояние. Возможно, что при более высоких температурах подложки может образовываться и поликристаллическая структура. Однако выяснить нам это не представляется возможным, т.к. кристалл поваренной соли при $T > 350^{\circ}\text{C}$ начинает разлагаться.

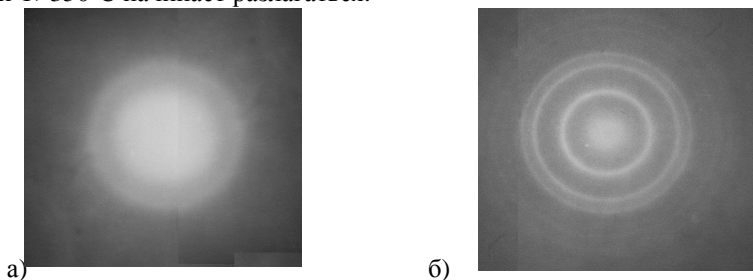


Рисунок 6.10 - Электронограммы плёнок диборида титана
а) $T_p = 150^{\circ}\text{C}$, б) $T_p = 300^{\circ}\text{C}$

Термообработку плёнок осуществляли с помощью специальной ИК-печи, которая позволяла нагревать образцы до 1000°C . Измерение температуры осуществляли термопарой хромель-алюмель. Термообработку проводили в вакууме не хуже $6,5 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст. Нагрев осуществлялся со скоростью $20-25^{\circ}\text{C}/\text{с}$, охлаждение - $10-15^{\circ}\text{C}/\text{с}$. Образцы отжигали в течение 30-60 мин. Воздух напускался при температуре образцов не выше 100°C . На рисунке 6.11 приведены зависимости ρ_v плёнки TiB_2 от температуры отжига.

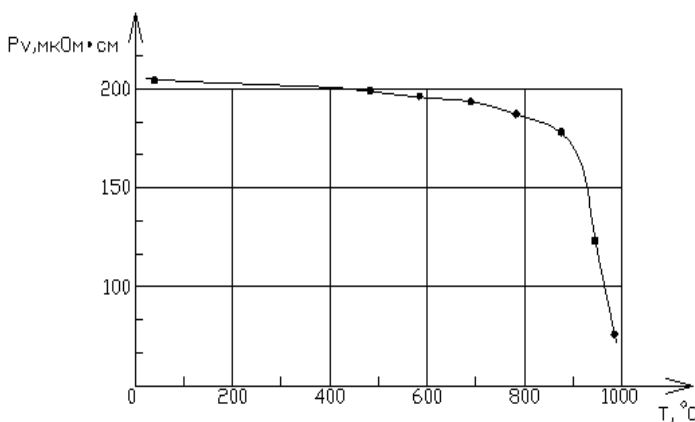


Рисунок 6.11 - Зависимость ρ_v плёнки TiB_2 от температуры отжига в вакууме в течение 60 минут

Как видно из графика, вплоть до температуры 900°C наблюдается незначительное (до 10%) уменьшение удельного объёмного сопротивления. При $T > 900^{\circ}\text{C}$ сопротивление начинает резко уменьшаться. Это свидетельствует о значительных изменениях в структуре плёнок, превращению аморфной структуры в поликристаллическую, т.е. происходит твёрдофазная рекристаллизация.

На рисунке 6.12 представлены рентгенограммы плёнок TiB_2 до и после термообработки. Они ещё раз подтверждают тот факт, что в плёнках произошла рекристаллизация.

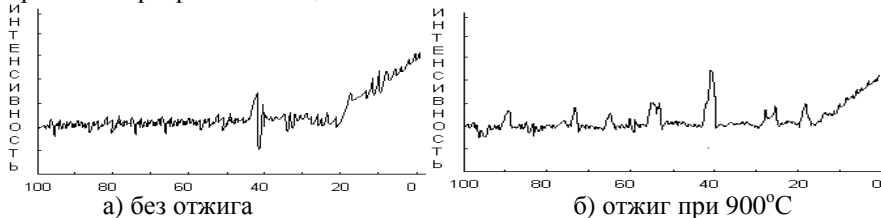


Рисунок 6.12 - Рентгенограммы плёнок TiB_2 до и после отжига при $T=900^{\circ}\text{C}$ в течение 60 минут

6.3.2 Исследование состава покрытий, полученных при различных режимах распыления

Состав пленок боридов оказывает существенное влияние на их электрофизические и механические свойства, микроструктуру, уровень внутренних напряжений. В тоже время на состав покрытий оказывают влияние метод формирования, скорость нанесения, температура подложки. При использовании методов ионного распыления в вакууме на состав также будет влиять степень остаточного вакуума, качество исходной мишени, а при реактивном распылении – состав рабочего газа.

Изучался состав пленок, полученных ионно-лучевым распылением мишени, изготовленной горячим прессованием из переплавленного в вакууме исходного порошка диборида титана. Остаточный вакуум не превышал $1,0 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. Покрытия толщиной 0,1-0,2 мкм наносились на подложки из кремния. Температура подложки не превышала 50°C . Скорость нанесения зависела от тока мишени и ускоряющего напряжения и варьировалась от 0,25 до 0,60 нм/с.

Анализ состава пленок проводился с применением атомно-абсорбционной спектроскопии, резерфордского обратного рассеяния, вторичной ионной масс-спектрографии и нейтронно-активационного анализа. При первом способе образцы с тонкой пленкой TiB_2 растворялись в серной кислоте. Объем раствора составил около 100 мл. Затем раствор

анализировался атомно-абсорбционным спектрометром “Plasma-100” (США). Результаты измерений приведены в таблице 6.2. Установлено, что с ростом мощности разряда и, соответственно, скорости нанесения происходит увеличение отношения Ti/B. В тоже время для мишени это отношение составляло 3,86, т.е в покрытиях имеется избыток бора.

Таблица 6.2 - Влияние скорости нанесения на состав пленок

№ образца	Скорость нанесения, nm/s	Мощность разряда, Вт	Отношение Ti/B
1	0,27	90	2,02
2	0,45	180	2,13
3	0,60	270	2,24

Спектры обратного резерфордского рассеяния определяли при бомбардировке ионами He^+ с энергией 2 МэВ. На рисунке 6.13 представлен спектр пленки TiB_2 толщиной 0,1мкм, полученной при $V_n=0,75 \text{ nm/s}$. На спектре были обнаружены области рассеяния атомов B, O, Ar, Ti и Fe. Увеличение скорости нанесения привело к уменьшению сигнала кислорода в 2,5 раза. В тоже время сигнал от Fe возрос в 3,3 раза, что свидетельствует о большей степени распыления полюсных наконечников ионного источника.

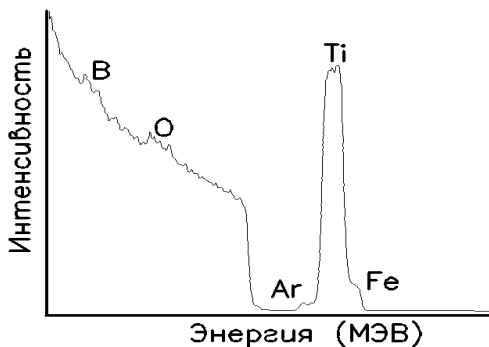


Рисунок 6.13 - Спектр обратного рассеяния пленки TiB_2

При исследовании состава с использованием вторичной ионной масс-спектрометрии на установке CAMECA IMS4F в пленке был обнаружен углерод. Нейтронно-активационный анализ выявил незначительные примеси ртути, железа и натрия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 6

1. Самсонов Г.В., Виноцкий М.Н. Тугоплавкие соединения. Киев: Наукова думка, 1976, 560с.
2. Мьюрарка Ш. Силициды для СБИС: Пер. с англ.- М.: Мир, 1986. - 176с.
3. Осипов К.А., Юсипов Н.Ю., Борович Т.Л., Лазарев Э.М., Коротков Н.А., Мирошкина Е.Н., Сипикин Ю.М. Структура и электрические свойства пленок TiB_2 – Известия АН СССР. Неорганические материалы, 1981, т. 17, №11, С. 2032-2034.
4. Shappirio J.R., Finnegan J.J., Lux R.A. Diboride diffusion barriers in silicon and GaAs technology – J. Vac. Sci. Technol. B4 (6) 1986, p. 1409-1415.
5. Shappirio J., Finnegan J., Lux R., Fox D., Kwiatkowski J., Kattelus H., Nicolet M-A. TiB_2 and ZrB_2 diffusion barriers in GaAs ohmic contact technology.- J. Vac. Sci. Technol., 1985, A3, N6, p.2255-2258.
6. Dontchev S.D., Kashchieva E.P., Dishkov P.S. Composition of NbB_2 , TaB_2 and HfB_2 thin films, obtained by D.C. cathode sputtering. P.II. Structure and phase composition - Болг. физ. журнал., 1988, v. 15, №3, p. 260-265.
7. Chakrabarti U.K., Bars H., Dantremont-Smith W. C., Lee J.W., Kometani T.Y. Deposition of zirconium boride thin films by direct current triode sputtering. –J. Vac. Sci and Technol., 1987, A5., №2, p. 196-201.
8. Lee W.Y., Olive G., Sequeda F., Deline Y., Huang T., Gorman G., Chung D.W. Characterization of TiB_2 films deposited by r.f. diode and r.f. magnetron sputtering.- Thin Solid Films, 1988, v. 166, p. 131-138.
9. Blom H.O., Larsson T., Berg S., Ostling M. Reactively sputtered titanium boride Thin films.- J. Vac. Sci and Technol. A., 1989, v. 7, №2, p. 162-165.
10. Г.С.Бурханов Г.С., Кузьмищев В.А., Дементьев В.А., Слобырев В.В., Телеш Е.В., Штейнберг А.Ф. Получение высокочистых монокристаллов тугоплавких боридов. Тезисы докладов VIII-го Всесоюзного совещания "Физические методы получения особо чистых металлов и исследование их свойств", г.Харьков, июнь 1988 г. С. 145.
11. Телеш Е.В., Дементьев В.А. Получение тонкопленочных покрытий из высокочистых диборидов титана и циркония. Высокочистые вещества, № 4, 1988, с.101-103.
- 12.Телеш Е.В.,ПанковВ.В., Дементьев В.А.,Мухамедшина Н.М. Исследование свойств тонких пленок диборида титана. Сборник "Новые материалы микроэлектроники", г. Киев: ИПМ АН УССР, 1988 г., с.68-72
- 13.Телеш Е.В., Панков В.В. Исследование структуры тонких пленок диборида титана с помощью просвечивающего микроскопа. Материалы НТК "Применение электронной микроскопии в науке и технике", г. Минск, 27-28 октября 1988 г. с.34-35.

ГЛАВА 7 СИНТЕЗ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ РЕАКТИВНЫМ ИОННО-ЛУЧЕВЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ, МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И ОКСИДНЫХ МИШЕНЕЙ

Реактивное ионное распыление применяют для нанесения пленок химических соединений (оксидов, нитридов, карбидов, боридов, силицидов). Требуемое химическое соединение получают, подбирая материал распыляемой мишени и рабочий газ.

Реактивное распыление является гибким методом, т.к. при изменении парциального давления активного газа можно получать пленки с различной стехиометрией и, следовательно, с широким диапазоном электрических свойств. Метод реактивного распыления может использоваться в производственных условиях для получения однородных пленок с воспроизводимыми свойствами.

Метод реактивного ионно-лучевого синтеза тонких пленок с использованием пучков ионов химически активных газов является одним из перспективных методов нанесения функциональных слоев, используемых при создании структур твердотельной электроники, в связи с рядом принципиальных достоинств по отношению к существующим методам получения тонких пленок в вакууме. Для управления электрофизическими, оптическими и механическими свойствами формируемых слоев необходимо изменять энергию, величину и состав потока осаждаемых частиц. Такими возможностями обладает метод реактивного ионно-лучевого распыления.

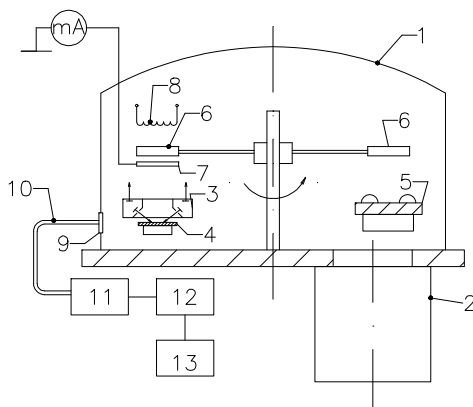
7.1 Исследование процессов реактивного ионно-лучевого распыления арсенида галлия

Исследования проводили на модернизированной установке вакуумного напыления Z-400 LEYBOLD-HERAEUS, оснащенной системой безмасляной откачки на основе турбомолекулярного насоса. В вакуумном объеме этой установки был смонтирован ионный источник на основе поликанального холловского ускорителя с анодным слоем, который позволял формировать два независимых ионных пучка кольцевой геометрии. Один из них использовался для распыления мишени, другой – для ионной очистки подложек перед напылением. Работа каждого канала источника обеспечивалась независимой подачей газа и высоковольтного питающего напряжения.

Процессы распыления мишени исследовались с применением оптической эмиссионной спектроскопии. Для этого в зону распыления через кварцевое окно направлялся световод, соединенный с монохроматором ММ-101. Выделенный оптический сигнал подавался на фотоэлектронный умножитель ФЭУ-1А, затем электрический сигнал усиливался и

регистрировался самописцем КСП-4. Для измерения тока заряженных частиц использовался коллектор.

Упрощенная схема подколпачного устройства представлена на рисунке 7.1.



- 1 – вакуумная камера; 2 – турбомолекулярный насос;
- 3 – двухлучевой ионный источник; 4 – мишень;
- 5 – магнетрон; 6 – подложкодержатель; 7 – коллектор;
- 8 – нагревательный элемент; 9 – кварцевое окно;
- 10 – световод; 11 – монохроматор; 12 – ФЭУ-106;
- 13 – прибор КСП-4

Рисунок 7.1 – Упрощенная схема подколпачного устройства

В качестве материалов мишени использовался арсенид галлия АГЧТ-2 ТУ 48-4-276-73. Рабочими газами являлись аргон ГОСТ 10157-73 и кислород ГОСТ 6331-78.

Были исследованы процессы взаимодействия потоков аргона, кислорода, с мишенями из арсенида галлия. Остаточный вакуум не превышал значения $2,66 \cdot 10^{-3}$ Па. При проведении экспериментов варьировался состав рабочего газа, энергия и плотность тока ионного пучка, потенциал мишени. Исследование спектров излучения проводилось как в области мишени, так и в области подложки в диапазоне от 180 до 1200нм.

При распылении арсенида галлия ионами аргона обнаружены пики галлия 2874,2; 2943,6; 4033 и 4172,1 также зафиксированы линии атомов аргона, железа и ионов аргона. Пиков от мышьяка обнаружено не было (рисунок 7.2). Увеличение ускоряющего напряжения с 1 до 3кВ вызывает увеличение интенсивности линии GaI 4033,0 в 3,4 раза, линии GaI 2943,6 в 7,4 раза, линии GaI 2874,2 в 10 раз. В то же время высота пиков железа и аргона практически не изменилась.

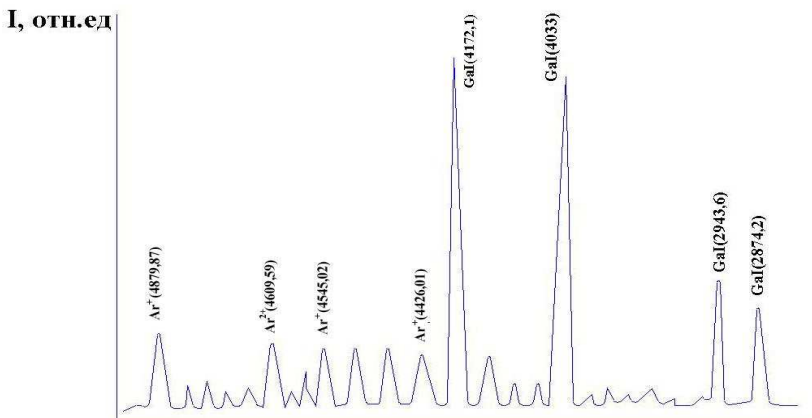


Рисунок 7.2 – Спектр излучения плазмы при распылении мишени из арсенида галлия потоками ионов аргона

Исследование процессов взаимодействия потоков ионов кислорода с мишенью из арсенида галлия привело к следующим результатам. Добавка кислорода к аргону вызывает монотонное и близкое к линейному закону уменьшение линий как GaI (4033,0) так и GaI (4172,1). При распылении в чистом кислороде интенсивность обеих линий уменьшается на 85-92%, что свидетельствует об эффективном окислении галлия. Интенсивность линий галлия 2874, 2 и 2943,6 уменьшалась в меньшей степени (рисунок 7.3).

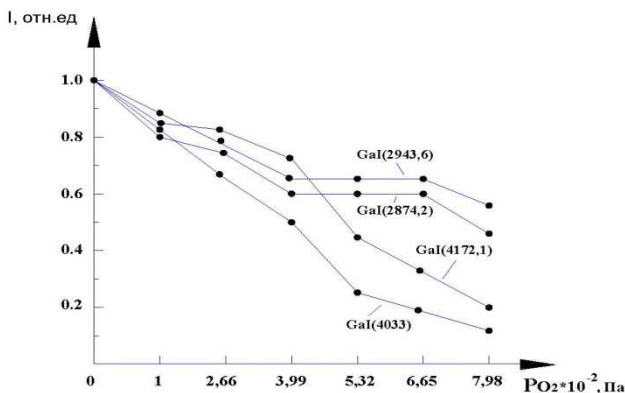


Рисунок 7.3 – Влияние парциального давления кислорода в рабочем газе на интенсивности линий атомарного галлия

7.2 Применение вторичного разряда для активации процессов химического взаимодействия распыленных атомов с активными газами

В процессах распыления оксидных мишеней, транспортировки распыленного потока к подложке и конденсации происходит частичная потеря кислорода. В результате пленки оксидов характеризуются небольшим дефицитом кислорода. Добиться точной дозировки реакционноспособных атомов кислорода на поверхность конденсации крайне затруднительно. В различных технологиях эта задача решается по-разному. В процессах испарения наиболее успешным является попытки использовать специальные активаторы кислорода. В процессах распыления (как плазменного, так и ионно-лучевого) чаще всего идут по пути использования газовых смесей $Ar:O_2$ со строго определенным соотношением концентрации компонентов. Однако перечисленные пути не всегда приемлемы в условиях производства. Активаторы газа, основанные на истечении кислорода из разрядного промежутка на поверхности конденсации через узкий капилляр, не позволяют обрабатывать подложки большой площади. Кроме того, применение классического активатора не позволяет организовать одновременную обработку поверхности атомами испаренного вещества и активированным кислородом. Следствием перечисленных недостатков является низкая производительность установок, снабженных активаторами кислорода, а также зависимость свойств пленок от небольших колебаний скорости испарения исходного вещества. Существенным достоинством технологии испарения с "активацией" кислорода является возможность варьировать энергией активированных частиц путем изменения характеристик разряда в активаторе. Важно отметить при этом, что диапазон энергии активированных частиц находится в пределах единиц и десятков электронвольт, что является оптимальным с точки зрения протекания процессов окисления.

Распыление в смеси $Ar+O_2$ позволяет в отличие от технологии испарения с активацией обрабатывать подложки больших размеров. Однако добавление кислорода в рабочую смесь приводит к снижению скорости распыления мишени вследствие падения среднего коэффициента распыления ввиду уменьшения усредненной массы бомбардирующих мишень частиц (масса кислорода меньше массы аргона). Концентрацию химически активного кислорода в такой технологии контролировать крайне трудно ввиду сложности и неоднозначности процессов вторичной ионной эмиссии на мишени и зависимости плотности распыленного потока от состава газовой смеси. Кроме того, диапазон энергий частиц "активного" кислорода далек от оптимального для протекания химических реакций, и практически не поддается регулированию. Например, в ионно-плазменной технологии распыления в смеси аргон-кислород

энергия активных частиц по порядку близка к приложенной к разрядному промежутку разнице потенциалов, т.е. составляет сотни электронвольт. Требование низкоэнергетичности поступающих на подложку атомов активного газа существенно и определяется природой химических реакций, происходящих на подложке при синтезе химических соединений из атомарных потоков. Вероятность такого синтеза определяется временем соударения атомов или молекул, которое обратно пропорционально относительной скорости движения, а, следовательно, и энергии взаимодействующих частиц. Кроме указанного механизма прямого взаимодействия, в основе которого лежит химическая реакция, одновременно происходит сопутствующая бомбардировка поверхности подложки ионами рабочего (инертного) газа, которая может изменять скорость протекания химической реакции. Это изменение определяется созданием активных центров, иницированием процессов диссоциации химически малоактивных частиц плазмы с образованием химически высокоактивных частиц на обрабатываемой поверхности. Бомбардировка ионами активизирует атомы поверхностного слоя при передаче им энергии. Снижается энергия активации возможных химических реакций. Частичное выбивание атомов приводит к возникновению ненасыщенных химических связей, появление которых способствует протеканию химических реакций между компонентами обрабатываемого материала и поступающими на его поверхность химически активными частицами плазмы газового разряда.

Априорно полагалось, что добиться поставленной цели можно путем организации в промежутке мишень-подложка газового разряда с разностью потенциалов в десятки вольт.

Основными процессами, приводящими к образованию активных частиц плазмы газового разряда при электронном ударе, являются:

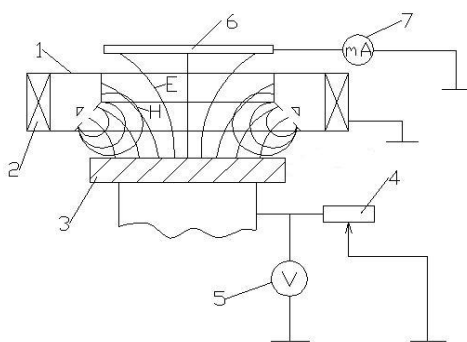
- возбуждение с образованием метастабильных электронно колебательно возбужденных молекул;
- диссоциация с образованием валентно ненасыщенных частиц-радикалов;
- диссоциация с захватом электрона и образованием отрицательного иона и радикала;
- ионизация, ведущая к появлению положительных ионов и дополнительных электронов.

Доля мощности, отбираемой из разряда каждым из параллельно протекающих процессов, зависит от отношения напряженности электрического поля, разгоняющего электроны, к рабочему давлению (E_c/P). При низких энергиях электронов основным механизмом передачи энергии молекулам является их колебательное возбуждение. Процессы электронного возбуждения и диссоциации доминируют при больших энергиях и характеризуются наличием максимума эффективности при сравнительно

низких энергиях. С повышением энергии электронов доля отбираемой мощности на возбуждение и диссоциацию уменьшается. Становятся эффективными процессы ионизации, требующие больших энергий. Основной особенностью таких разрядов является то, что энергия электрического поля затрачивается на возбуждение и разрыв внутренних связей молекул.

Было предложено использовать для поджига и поддержания такого разряда первичный ионный пучок, расплывающийся мишень и сфокусированный на ее поверхность. При этом сама мишень, в отличие от классической схемы ИЛР находится под регулируемым положительным потенциалом 50-300 В. Для стабилизации разряда в пространстве мишень-подложка формируется асимметричное магнитное поле напряженностью 50-500 Э. Как при обычном ИЛР процессе первичный ионный пучок формируется в смеси $Ag+O_2$. Однако регулировка плотности частиц "активного" кислорода осуществляется не столько изменением состава первичного пучка, сколько регулировкой параметров несамостоятельного разряда. Возможен вариант процесса, когда кислород подается не в первичный пучок, а в зону распыления на поверхности мишени.

Исходя из вышеизложенных положений, была модифицирована схема ИЛР с использованием кольцевого ионного источника [1,2]. Блок мишенедержателя через переменный резистор большой мощности заземлялся на корпус установки. Возникновение несамостоятельного разряда, инициируемого расплывающим ионным пучком, в различных режимах работы источника иллюстрирует рисунок 7.4.



- 1 – корпус ионного источника; 2 – соленоид; 3 – мишень;
 4 – переменный резистор; 5 – вольтметр; 6 – подложка;
 7 – миллиамперметр

Рисунок 7.4 – Схема возникновения вторичного разряда при наличии положительного потенциала на мишени

Эксперименты проводились в различных условиях, соответствующих двум случаям:

1) классическая схема распыления – мишень, бомбардируемая пучком ионов, через измеритель тока соединена с землей (находится под нулевым потенциалом относительно анода ионного источника);

2) мишень соединена с землей через систему охлаждения с балластным сопротивлением порядка 100 кОм.

Зависимости, приведенные на рисунке 7.5, позволяют определить величину потенциала на мишени в различных режимах распыления для случая 2.

Появление на мишени потенциала, величина которого существенно меньше потенциала ионного пучка, можно объяснить эффектами, возникающими при транспортировке пучка в области ионный источник-мишень. При ионной бомбардировке стенок источника, камеры, и внутрикамерной оснастки образуются вторичные электроны, ускоряемые положительным потенциалом пучка к его оси. Эмитированные электроны, ионизируя остаточный газ, образуют вторичную плазму, которая осуществляет компенсацию пространственного заряда ионного пучка в области его транспортировки. Причем величина установившегося положительного потенциала на мишени определяется из равенства электронного потока из вторичной плазмы и потока ускоренных ионов, бомбардирующих мишень.

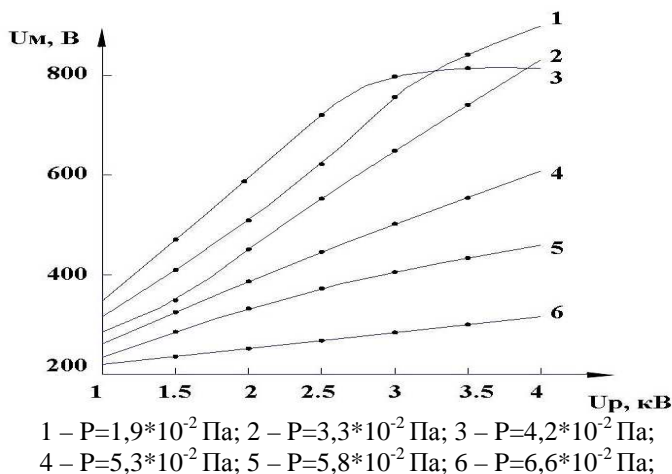
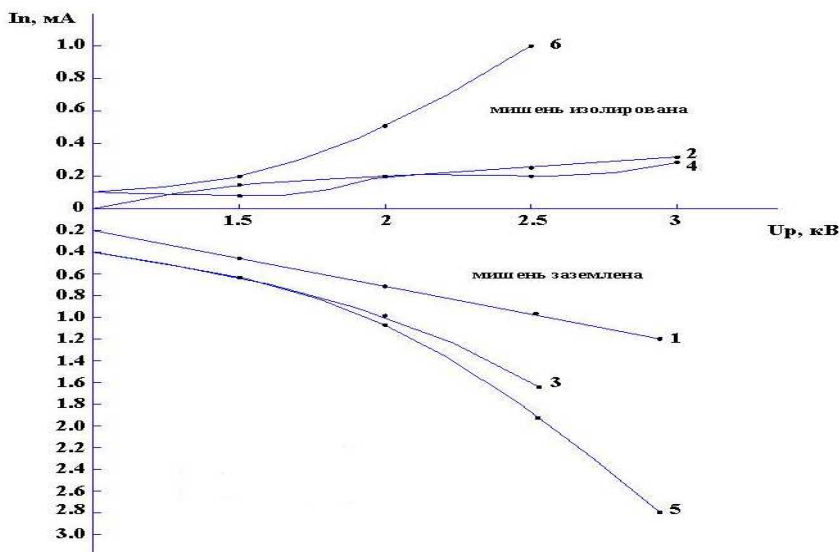


Рисунок 7.5– Зависимость потенциала изолированной мишени (U_m) от потенциала разряда (U_p) при различных давлениях (P)

Следует предполагать, что при увеличении давления в камере, плотность вторичной плазмы возрастает, что приведет к увеличению электронного потока на мишень и, следовательно, уменьшению ее потенциала. Установлено, что наличие положительного потенциала на поверхности мишени сопровождается интенсивным ионным облучением подложки, в то время как распыление заземленной мишени связано с электронной бомбардировкой подложки (рисунок 7.6).



1,2 - $P=2,66 \cdot 10^{-2}$ Па; 3,4 - $P=3,99 \cdot 10^{-2}$ Па; 5,6 - $P=5,32 \cdot 10^{-2}$ Па.

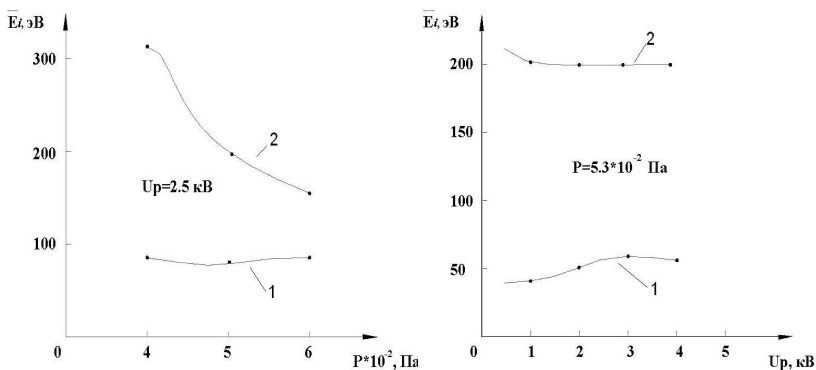
Рисунок 7.6 – Зависимости тока на подложку (I_p) от величины ускоряющего напряжения первичного ионного пучка (U_p) при распылении заземленной изолированной мишени для различных давлений рабочего газа

Распределение потенциала в пространстве мишень – подложка свидетельствует, что в области давлений, оптимальных для работы ионно-лучевых устройств, основное падение потенциала происходит вблизи поверхности мишени. Кроме того, пространственное распределение ионного потока на подложку имеет пучковый характер.

Полученные результаты дают основание предполагать, что вблизи поверхности изолированной мишени формируется область эффективной ионизации рабочего газа вторичными электронами (пучковый фокус). В результате фокусировки основного пучка вблизи поверхности мишени

появляется потенциальная яма для электронов, глубина которой значительно больше потенциала ионизации. Вторичные электроны диффундируют на анод ионного источника, увеличивая разрядный ток.

Были проведены эксперименты по исследованию энергетики заряженной компоненты на подложке методом задерживающего потенциала. Зависимость средней энергии ионов от параметров разряда при различных условиях на мишени приведены на рисунке 7.7. При распылении заземленной мишени средняя энергия ионов лежит в диапазоне нескольких десятков электронвольт. Характер зависимости от энергии бомбардирующих ионов и давления в вакуумном объеме близок к классическому. В случае пучкового фокуса средняя энергия ионов возрастает до величины порядка 150-300 эВ и определяется главным образом величиной потенциала. на мишени.



(а)

(б)

1 – мишень заземлена; 2 – мишень изолирована

Рисунок 7.7 – Значение средней энергии ионов (E_i) на подложке от а) давления (P) и б) потенциала разряда U_p

Таким образом, проведенные эксперименты позволили установить хорошее соответствие между средней энергией ионов, поступающих на подложку и величиной потенциала в пучковом фокусе.

7.3 Исследование процессов формирования покрытий из собственного арсенида галлия

Пленки собственного окисла арсенида галлия являются перспективным материалом для пассивации поверхности ИС и приборов на арсениде галлия, для формирования подзатворного диэлектрика в МДП-приборах.

Термическое окисление поверхности полупроводника в атмосфере содержащей кислород при температуре 400 - 600°C является самым простым способом формирования окислов арсенида галлия [3] Но такой способ не обеспечивает высокой скорости образования окислов. К тому же полученные окисные пленки имеют рыхлую структуру, состоят в основном из окислов галлия и поэтому обладают низкими электрофизическими характеристиками. Из существующих в настоящее время методов создания собственных окислов арсенида галлия, наиболее эффективным в отношении достижения однородности структуры и удельного сопротивления является низкотемпературный метод электрохимического анодирования. Анодное электрохимическое окисление (анодирование) арсенида галлия в жидких электролитах обеспечивает более высокие скорости формирования окисных слоев и хорошие электрофизические характеристики последних. Однако такие окислы содержат большое количество воды, термически нестабильны и требуют тщательного последующего отжига. Существенным недостатком такого способа является то, что он относится к т.н. «мокрым» методам, что в ряде случаев нежелательно в технологии микроэлектроники, где отдается предпочтение "сухим" методам обработки поверхности и формирования тонкопленочных покрытий.

Этого недостатка лишены собственные окислы, полученные плазменным анодированием [4]. Этот процесс проходит, как правило, при давлении кислорода в вакуумной камере $6,5 \cdot 10^{-2}$ Па. Температура подложек не превышает 100 °С. Величина потенциала анода составляет 20 – 100 В. При таких температурах образуются стехиометрические окислы. При повышенных температурах и напряжениях достигаются наибольшие скорости роста окисла (до 5 нм/с). Таким методом были получены окислы мышьяка и галлия с $R \geq 10^{15}$ Ом·см, $E_{пр} = 2 \cdot 10^6$ В/см, $\epsilon = 6,4$. Существенным недостатком плазменного анодирования является наличие заряда в окисле, а также возникновение радиационных повреждений в приповерхностной области арсенида галлия.

Авторами был предложен новый способ формирования покрытий из собственного окисла арсенида галлия с использованием реактивного ионно-лучевого распыления мишени из арсенида галлия с дополнительной активацией кислорода [5]. Результаты исследований по получению покрытий из собственного окисла арсенида галлия приведены ниже.

Исследовалось влияние состава рабочего газа, и напряжения на мишени на скорость нанесения пленок из собственного окисла. Покрытия формировались на подложках из кремния. Остаточный вакуум в камере не превышал $2,6 \cdot 10^{-3}$ Па, рабочее давление составляло $8 \cdot 10^{-2}$ Па. На рисунке 7.8 приведена зависимость скорости нанесения от парциального давления кислорода в рабочем газе при заземленной мишени.

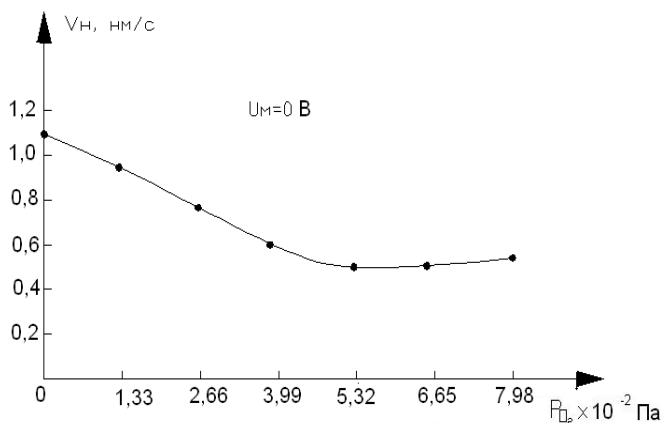


Рисунок 7.8 – Зависимость скорости нанесения от парциального давления кислорода в рабочем газе

С ростом давления кислорода скорость нанесения монотонно снижается. Это можно объяснить тем, что атомная масса иона кислорода (16) значительно меньше массы иона аргона (40). Увеличение напряжения мишени также приводило к некоторому уменьшению скорости нанесения, что объясняется торможением ионов потенциалом мишени.

Исследовалось влияние состава рабочего газа и напряжения на мишени на диэлектрическую проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь и электрическую прочность пленок собственного окисла. Формирование покрытий осуществлялось на кремниевые полочки, находящиеся при температуре около 50°C , остаточный вакуум при этом составлял $2 \cdot 10^{-3}$ Па. Результаты экспериментов представлены на рисунке 7.9.

Анализ полученных графических зависимостей позволяет сделать следующие выводы. Увеличение доли кислорода в рабочем газе приводит к незначительному снижению ϵ с 10,5 до 7,8, резкому уменьшению диэлектрических потерь и увеличению электрической прочности. Изменение $\text{tg}\delta$ и $E_{\text{пр}}$ можно объяснить большей степенью окисления галлия и мышьяка. Это подтверждает зависимость этих параметров от напряжения на мишени, то есть с увеличением U_M и, соответственно, с ростом тока вторичного плазменного разряда, происходит более интенсивное окисление компонентов мишени.

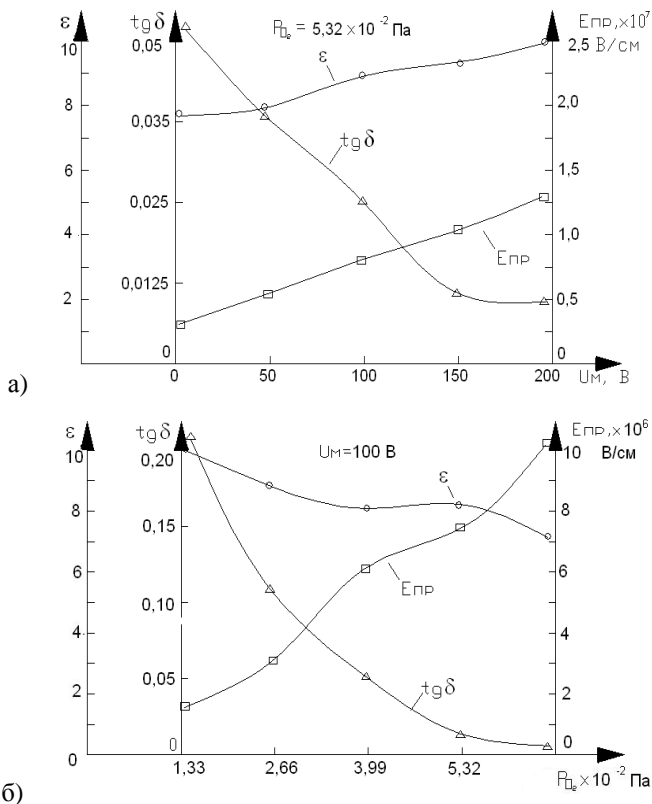
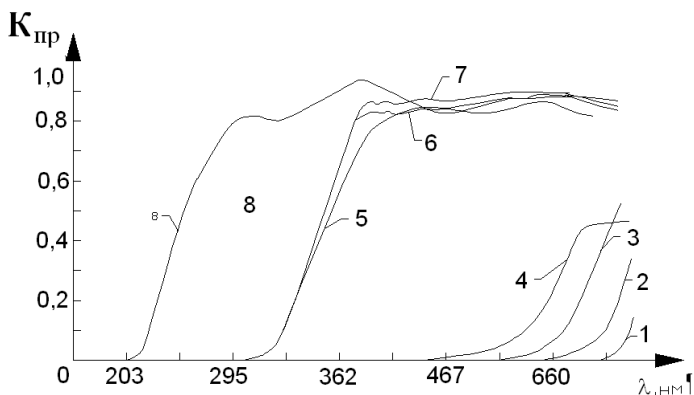


Рисунок 7.9 – Зависимость электрофизических параметров от режимов нанесения: а) – от напряжения на мишени; б) – от парциального давления кислорода в рабочем газе

Исследование спектров пропускания пленок, нанесенных на подложки из кварца, осуществляли в ультрафиолетовом и видимом диапазонах. На рисунке 7.10 приведена спектральная зависимость $K_{пр}$ от состава рабочего газа.

Парциальное давление кислорода оказывает сильное влияние на пропускание до давления $5,3 \cdot 10^{-2}$ Па. Пленки, полученные при $P_{O_2} = 5,3 \cdot 10^{-2}$ Па, начинают пропускать излучение с длиной волны 330 нм, максимальное пропускание на $\lambda = 480$ нм составило 88 – 90 %. Пленки были прозрачны и не имели окраски. Наличие напряжения на мишени до 100 В позволило сдвинуть границу пропускания до $\lambda = 230$ нм.



1 – чистый аргон; 2 – $P_{O_2}=1,33 \cdot 10^{-2}$ Па; 3 – $P_{O_2}=2,66 \cdot 10^{-2}$ Па; 4 – $P_{O_2}=4 \cdot 10^{-2}$ Па; 5 – $P_{O_2}=5,3 \cdot 10^{-2}$ Па; 6 – $P_{O_2}=6,7 \cdot 10^{-2}$ Па; 7 – $P_{O_2}=8 \cdot 10^{-2}$ Па; 8 – $P_{O_2}=9,3 \cdot 10^{-2}$ Па; $U_M=100$ В

Рисунок 7.10 – Спектры пропускания покрытий из арсенида галлия и его собственного окисла

На рисунке 7.11 приведены ИК-спектры покрытий до и после проведения испытаний при 50°C , 98 % влажности в течение 24 часов. Спектры были совершенно идентичны, не было обнаружено областей поглощения связей О-Н, что свидетельствует об плотной, безпористой структуре пленок собственного окисла арсенида галлия, полученного реактивным ионно-лучевым распылением.

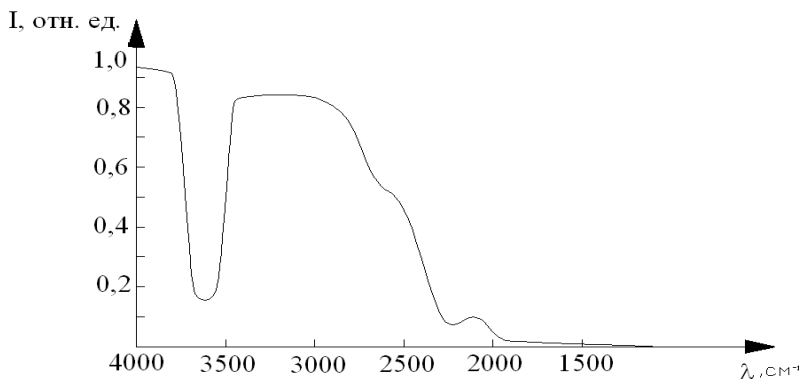


Рисунок 7.11 – ИК-спектры покрытия из собственного окисла арсенида галлия до и после проведения испытаний при повышенной влажности

Исследование микроструктуры покрытий осуществляли с помощью электронного просвечивающего микроскопа ЭМ-125 в режиме дифракции электронного луча, а также путем получения изображения поверхности пленки в режиме рассеивания. Тонкие пленки окисла арсенида галлия толщиной около 50 нм наносились на свежий скол кристалла поваренной соли при температуре около 40 °С. Скорость нанесения составляла 0,55 нм/с, парциальное давление кислорода – $4 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст., напряжение на мишени – 100 В. На рисунке 7.12 приведена электроннограмма пленки собственного окисла арсенида галлия. Видно, что покрытия имеют мелкодисперсную аморфную структуру, что способствует получению покрытий с высокой плотностью.



Рисунок 7.12 – Электроннограмма пленки собственного окисла арсенида галлия

7.4 Получение прозрачных токопроводящих покрытий из оксида цинка реактивным ионно-лучевым распылением металлических и оксидных мишеней

Оксид цинка ZnO является широкозонным полупроводником с $E_g \approx 3,3$ эВ и является хорошей альтернативой ИТО из-за меньшего поглощения в УФ-области спектра, меньшей стоимости и токсичности. Для формирования покрытий из ZnO использовалось реактивное ионно-лучевое распыление мишени из цинка. Режимы нанесения были следующими: остаточный вакуум – $(1-2) \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст., ускоряющее напряжение на аноде – 2,0 кВ, парциальное давление кислорода – $(1-6) \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст., температура подложки – 40-300°C. Покрытия наносились на подложки из кремния и стекла К8. На рисунке 7.13 приведена зависимость скорости роста нанесения от давления кислорода в рабочем газе.

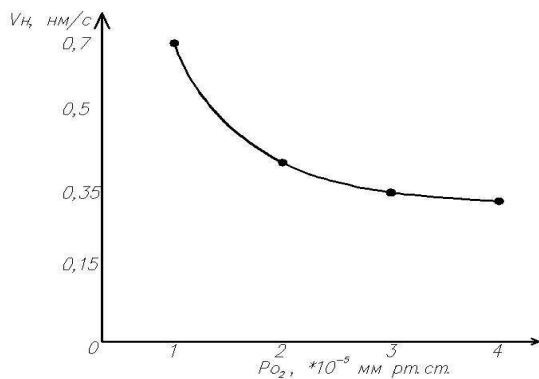


Рисунок 7.13 - Зависимость скорости нанесения от давления кислорода в рабочем газе

С увеличением давления кислорода скорость роста уменьшается, что можно объяснить более низким коэффициентом распыления ионов кислорода по сравнению с аргоном. Покрyтия имели высокую прозрачность даже при $P_{O_2}=2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. (рисунок 7.14). Покрyтия имели высокий уровень удельного поверхностного сопротивления, который не удалось измерить с помощью прибора ИУС-3 [6].

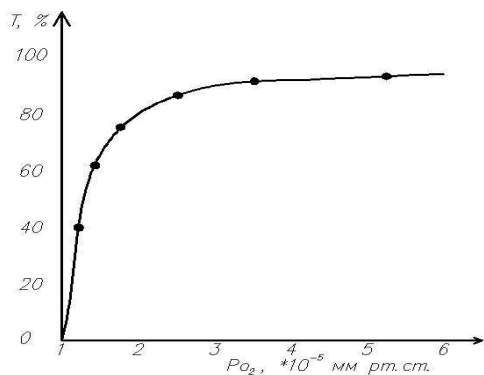


Рисунок 7.14 - Зависимость коэффициента пропускания покрытий от парциального давления кислорода

С целью снижения сопротивления было предложено легировать цинк алюминием. Для этого в цинковой мишени были просверлены 10 отверстий диаметром 1,5 мм и глубиной 8 мм, в которые помещались

отрезки проволоки из чистого алюминия. Покрытия, имели также высокую прозрачность, однако сопротивление не уменьшилось. Поэтому было решено использовать оксидные керамические мишени.

Мишени представляли собой диски диаметром 60 мм и толщиной 10 мм, закрепленные на водоохлаждаемом медном основании. Они имели состав $ZnO+Al_2O_3(0-5\%)$. Покрытия получали при давлении кислорода $(0,7-1) \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., ускоряющем напряжении 3-4 кВ, токе мишени 50-55 мА и температуре подложки 40-400 °С. Установлено, что скорость нанесения была ниже, чем при распылении металлической мишени, и составляла около 0,13 нм/с. Покрытия из ZnO были прозрачны, однако, при малом количестве кислорода имели светло-серую окраску. На рисунке 7.15 приведены спектральные зависимости пропускания и отражения покрытий, полученных при парциальном давлении кислорода $0,9 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст.

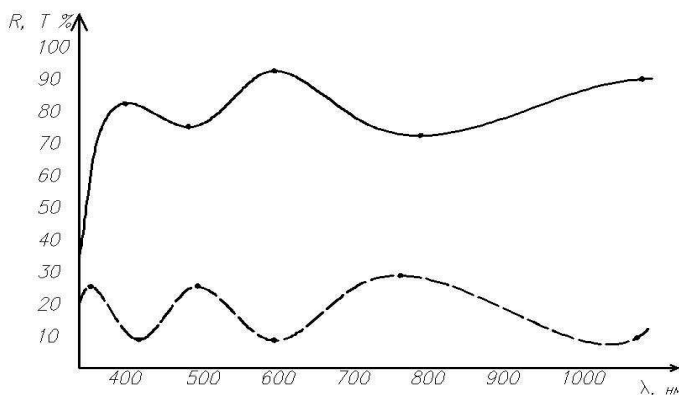


Рисунок 7.15 – Спектральные зависимости пропускания и отражения покрытий

Пленки ZnO имели электронную проводимость. Измерение удельного поверхностного сопротивления показало, что с ростом температуры подложки до 250-300 °С наблюдается минимум $\rho_s=0,55$ кОм/□. Повышение температуры приводило к увеличению сопротивления.

Для снижения сопротивления покрытий использовались керамические мишени из ZnO, легированные оксидом алюминия. Было установлено, что минимальное сопротивление имела мишень $ZnO+2\% Al_2O_3$ [7]. Скорость нанесения составила около 0,28 нм/с. Температура подложек варьировалась в пределах 50-350°С, а толщина - от 0,14 до 0,67 мкм. Наименьшее удельное объемное сопротивление 3 мкОм·см было получено при температуре подложки 240-250 °С.

Покрyтия также были прозрачны в видимом диапазоне (рисунок 7.16).

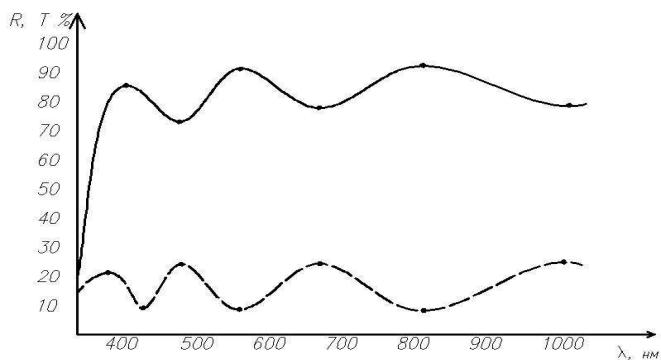


Рисунок 7.16 - Спектральная зависимость пропускания и отражения покрытий из ZnO+2% Al₂O₃

Таким образом, проведенные исследования показали перспективность ионно-лучевого распыления оксидных керамических мишеней для формирования прозрачных контактов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 7

1. Ширипов В.Я., Бояренко Т.Б., Марышев С.П., Телеш Е.В. Насточкин С.М. Нанесение DLC покрытий на германиевые окна тепловизионных приборов. 10-я Международная НТК "Состояние и перспективы развития вакуумной техники "Вакуум-2001", Тезисы докладов, г. Казань, 29.05-01.06 2001г., С. 198-199.
2. S.Meskinis, R.Gudaitis, S. Tamulevicius, V.Kopustinskas, M.Andrulevicius. Dielectric properties of the ion beam deposited SiO_x doped DLC films. Material Sci. v.15, No 1.2009, p.3-6.
3. Зыков А.В., Качанов Ю.А., Фареник В.И. Генерация потока ионов из пучкового фокуса. Письма в ЖТФ, т.12, в.10, 1986, С.593-596.
4. Ширипов В.Я., Бояренко Т.Б., Марышев С.П., Юревич Д.Н., Телеш Е.В. Алмазоподобные покрытия для широкоформатной германиевой оптики. Тезисы докладов НТК "Технология производства и обработки оптического стекла и материалов" г. Москва, 15-16 ноября 2000г. С.7-8.
5. Телеш Е.В., Достанко А.П. Формирование покрытий из кремния осаждением из ионных пучков. Тезисы докладов Международной НТК, посвященной 45-летию МРТИ-БГУИР. Минск, БГУИР, 2009. 19 марта 2009 г., С.220-221
6. Телеш Е.В., Песецкий П.С. Исследование параметров вторичного разряда при работе ионного источника в режиме ионно-пучкового фокуса. Тезисы докладов Международной НТК, посвященной 45-летию МРТИ-БГУИР. Минск, БГУИР, 2009. 19 марта 2009 г., С.221-222.
7. Колешко В.М., Ковалевский А.А. Поликристаллические пленки по-лупроводников в микроэлектронике – Мн.: "Наука и техника", 1978 – 344 с.
8. К.Чопра, С.Дас. Тонкопленочные солнечные элементы. Пер. с англ. И.П.Гавриловой. – М., Мир, 1986 – 438 с.
9. Телеш Е.В., Гуревич О.В. Шахлевич Г.М., Песецкий П.С. Новый метод получения поликристаллических пленок кремния. Материалы XIV Международной НТК "Современные средства связи". 29 сентября-1 октября 2009 г., г.Минск, Беларусь, с.124.
10. Телеш Е.В., Достанко А.П., Песецкий П.С. Формирование низкотемпературного поликремния осаждением из ионных пучков. Сб.материалов IV Международной НТК "Современные методы и технологии создания и обработки материалов", в 3-х книгах, книга 2. 19-21 октября 2009 г., г.Минск, С.251-255.

ГЛАВА 8 ПОЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЛАЗМЫ

Электронно-лучевые технологии занимают существенное место в ряду современных высокоэффективных методов металлообработки и получения материалов с новыми свойствами. Расширение области применения такого рода технологий в промышленности необходимо как для повышения качества и надежности изделий, так и для роста их конкурентоспособности, поскольку использование современных технологий, в том числе и электронно-лучевых, соответствует требованиям европейских и международных стандартов качества.

Возможности технологического применения электронно-лучевого воздействия изучались с начала XX века. С развитием вакуумной техники и появления актуальных технических задач соединения, обработки и получения новых материалов в середине XX века начался период активной разработки и промышленного использования электронно-лучевых технологий. В первую очередь это было обусловлено бурным развитием ядерной энергетики и ракетно-космической техники.

За исторически короткий промежуток времени в мире выполнен огромный объем исследований и разработок в области электронно-лучевых технологий, основные из которых направлены на повышение производительности и снижение стоимости оборудования, на повышение качества изделий и разработку новых технологических процессов, а также на создание новых материалов.

Электронно-лучевые процессы осуществляются в вакууме, что, конечно, ограничивает спектр применения таких технологий, но обеспечивает экологическую чистоту производства, высокий уровень комфортности эксплуатации оборудования, а также требует высокой степени механизации и автоматизации всех операций. Высокая концентрация энергии в электронном пучке, локальность нагрева материала, минимальные деформации обрабатываемого изделия, вакуумная защита зоны нагрева, дистанционность ведения технологического процесса, точная управляемость пространственно-энергетическими параметрами электронного пучка, высокий КПД и низкие эксплуатационные расходы обеспечивают конкурентоспособность электронно-лучевых термических технологий. Эти особенности электронно-лучевых технологий принципиально определяют их дальнейшую перспективность.

Широкий спектр технологических возможностей электронно-лучевой термической обработки определил использование электронных пучков во многих технологических процессах [1], в том числе для резки, плавки, сварки и термической обработки – закалки, упрочнения и модификации поверхности. Физические основы обработки материалов

электронными пучками подробно рассмотрены в монографиях [2–6], а также в большом числе научных статей в известных журналах.

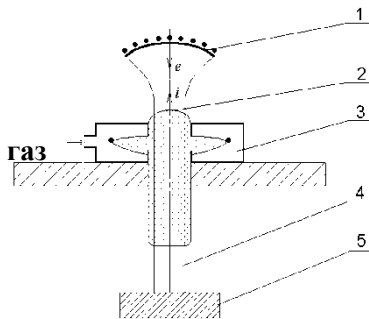
Традиционно в качестве источников электронов в электронно-лучевых установках используются термокатодные электронные пушки, принцип работы которых основан на явлении термоэлектронной эмиссии. В качестве термокатодов, как правило, используются дорогостоящие материалы, такие как молибден, ванадий, лантан и, реже вольфрам, тантал и их соединения.

Одним из основных причин, которые в значительной степени сдерживают расширение области применения электронно-лучевых технологий, являются относительно низкий ресурс наиболее термически напряженного и подверженного ионной эрозии элемента – термокатода (десятки–сотни амперчасов) и высокие требования к качеству и глубине вакуума в рабочей камере. Поэтому практически с самого начала развития электронно-лучевых технологий возникло явное несоответствие между перспективностью широкого применения электронно-лучевых технологий с ограничениями, связанными с оборудованием для их реализации.

Электронные источники, применяемые в промышленности для термического воздействия на материалы должны обеспечивать энергетические и пространственные параметры электронного пучка в течение длительного времени [2, 3]. При высоком вакууме стабилизация параметров источника не представляет больших трудностей. Однако в реальных условиях промышленного производства действует целый ряд дестабилизирующих факторов, таких как «технический» вакуум, направленный парогазовый поток из области расплава, частые разгерметизации рабочей камеры установки, в том числе и аварийные. В этих условиях электронные источники, не имеющие накаливаемых электродов, дают возможность поддерживать постоянные параметры электронного луча более простыми способами, чем источники с термокатадами. Это послужило стимулом для разработки источников электронов, альтернативных традиционным термокатодным пушкам. Исследования, направленные на создание безнакальных электронных эмиттеров проводились практически с самого начала развития электронно-лучевых технологий. В результате этих исследований были разработаны несколько принципиально различных классов электронно-лучевых систем – источники электронов с плазменным эмиттером (ПИЭЛ) [7], источники на основе высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) [8], источники с поверхностным разрядом и на основе взрывной эмиссии (ВЭЭ) [9]. Принципиальным отличием этих источников от термокатодных является использование плазмы для генерации эмиссионного тока, параметры которой, несмотря на различия способов получения, однозначным образом определяют характеристики формируемого электронного пучка.

8.1 Формирование и роль плазмы в источниках электронов.

Источники с термокатодом. Наличие плазмы в источниках с термокатодом не является необходимым условием для их функционирования. Плазма может формироваться в результате ионизации остаточного или выделяющегося из обрабатываемой мишени газа ускоренными электронами пучка (пучковая плазма), т.е. в традиционных электронных пушках высокого вакуума плазменные процессы являются сопутствующими [9]. С повышением давления газа в системе ускорения и транспортировки электронного пучка, все в большей степени проявляются ионно-плазменные явления, которые оказывают существенное влияние на работу пушек и транспортировку пучков. Наличие плазмы в области анода вакуумного диода приводит к поступлению ионов в ускоряющий (межэлектродный) промежуток, частичной компенсации пространственного заряда электронов, перераспределению электрического поля и увеличению тока, пропускаемого диодом. Такой диод называют биполярным и его характеристики существенно отличаются от вакуумного диода. Электронно-оптические системы (ЭОС) с биполярными потоками заряженных частиц обладают улучшенными по сравнению с традиционной оптикой Пирса параметрами [10-12]. Биполярные потоки со встречным движением электронов и ионов, образуемых в результате воздействия электронного пучка на остаточный газ, нейтральную компоненту газонаполненных систем или за счет специально созданных источников плазмы, характерны для пучково-плазменных приборов [13], систем с выпуском электронного пучка в среду с повышенным давлением [14], технологических пушек с широким электронным пучком [15, 16], систем накачки газовых лазеров [17, 18] и т.д.



1 – термокатод, 2 – плазменный анод, 3 – кольцевой газоразрядный источник (плазмогенератор), 4 – электронный пучок, 5 – коллектор (мишень)

Рисунок - 8.1. Электродная структура источника с термокатодом.

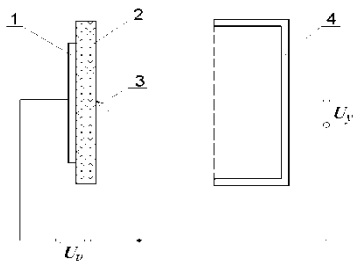
Схема одного из таких источников показана на рис. 8.1. Термоэмиссионным катодом 1 является сферический сегмент с

эмитирующим слоем. Анодом диода служит плазменная поверхность 2, формируемая плазмогенератором 3 – газоразрядным кольцевым источником с отверстиями для выхода плазмы. Плазма в отверстии ускоряющего электрода (анода диода) выполняет в данном случае две функции. Во-первых, ионы, движущиеся к термокатуду из прианодной плазмы, полностью или частично компенсируют отрицательный объемный заряд электронного пучка и существенно увеличивают первеанс источника (пропускную способность ускоряющего промежутка). Так по данным [12], эмиссионный ток диода с плазменным анодом прямо пропорционально зависит от тока разряда источника плазмы. В случае заполнения плазмой анодного отверстия может быть получен в 5 – 7 раз больший результирующий ток пучка в сравнении с режимом без анодной плазмы. Во-вторых, наличие плазмы уменьшает провисание электрического поля в отверстии ускоряющего электрода. Следовательно, снижается рассеивающее действие этого отверстия и повышается плотность тока которую можно достичь в пушке такого типа вследствие компрессии электронного пучка [19]. Обратный поток ионов из ускоряющего промежутка на катод может служить источником нагрева катода до требуемой температуры [11], исключая из конструкции систему внешнего подогрева и блок питания накала. Такие катоды, в отличие от прямонакальных, позволяют получать электронные пучки с высокой однородностью плотности тока эмиссии по сечению пучка, что особенно важно при формировании широких электронных пучков.

Источники с поверхностным разрядом. В электронно-лучевых устройствах этого типа используется плазма незавершенного разряда по поверхности или плазма искрового разряда в вакууме по поверхности диэлектрика. Одна из возможных электродных конфигураций [11, 20] представлена на рис. 8.2.

К диэлектрическому диску 2 (например, из титаната бария BaTiO_3 , $\epsilon > 10^3$) с одной стороны прижата игла или сетка 3, с другой напылен слой металла 1. Электрический разряд возникает между слоем 1 и иглой 3 при подаче напряжения разряда U_p порядка сотен вольт.

Плазма этого разряда формируется в парах разрушенного поверхностного слоя диэлектрика. Плазма распространяется как по поверхности диэлектрика, так и перпендикулярно поверхности со скоростью $v \approx 10^4$ м/с. Расширяющаяся плазма эффективно эмитирует электроны, извлекаемые и ускоряемые положительным относительно иглы электродом 4.



1 – слой напыленного металла, 2 – диэлектрическая пластина, 3 – игла (сетка), 4 – ускоряющий электрод

Рисунок - 8.2. Типичная электродная структура ПИЭЛ с поверхностным разрядом.

В ПИЭЛ на основе искрового разряда по диэлектрику плотная плазма образуется в парах рабочего вещества (органическое стекло), испаряющегося во время разряда. В этом случае используется аксиально-симметричная конфигурация электродов [7].

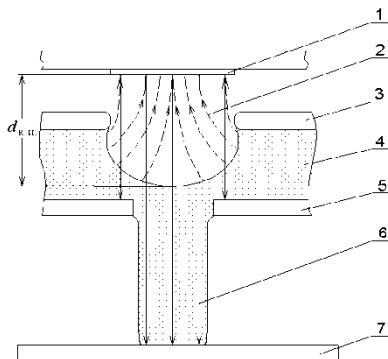
Таким образом, можно получить развитую плазменную поверхность значительной площади, однако при достаточно высокой концентрации плазмы, формируемой за короткое время в ПИЭЛ на основе поверхностного разряда, стационарное извлечение электронов из плазмы затруднено в связи с переключением высокопроводящей плазмой ускоряющего промежутка или развитием в ней неустойчивостей различных типов. Обычно продолжительность импульса тока эмиссии ограничена временем в пределах $\tau_{и} = 10^{-9} - 10^{-6}$ с.

Это же ограничение относится и к источникам со взрывной эмиссией электронов. Их нельзя однозначно отнести к источникам с поверхностным разрядом, так как главную роль в таких источниках играют процессы автоэлектронной эмиссии и взрывного разрушения микроострий, расположенных на поверхности катода при достаточной (критической) напряженности электрического поля. В результате образуется плотная плазма в парах металла катода [7, 20]. Источники электронов на основе ВЭЭ [21-23], обеспечивают наибольшие среди плазменных источников плотности эмиссионного тока в импульсе. Применяются такие источники для накачки эксимерных лазеров, в экспериментах по нагреву плазмы для термоядерного синтеза, для получения рентгеновских импульсов, при решении экологических задач, в частности для утилизации токсичных веществ [24].

Источники электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда просты конструктивно и по набору физических процессов, реализуемых в них. Принцип работы основан на использовании разряда между ненакаливаемыми электродами в газе при низком давлении. ВТР

характеризуется высоким напряжением зажигания и горения (десятки киловольт), сравнительно малой плотностью тока. В разрядном промежутке образуются направленные потоки электронов и ионов, имеющих сравнительно узкий энергетический спектр, поэтому характеристики таких разрядов в значительной степени зависят от электронно - и ионно-оптических свойств электродной системы [7 – 9].

Исследования по разработке и применению источников электронов этого типа представлены в работах [8, 25, 26]. На рис. 8.3 показана типичная схема электродной структуры источника электронов на основе ВТР.



1 – холодный катод, 2 – поток ионов из плазмы, 3, 5, 7 – анодные электроды, 4 – анодная плазма, 6 – пучок электронов, $d_{к.п.}$ – область катодного падения.

Рисунок - 8.3. Электродная схема источника на основе ВТР.

Источники на основе ВТР разделяются на два класса – источники электронов самостоятельного и несамостоятельного высоковольтного тлеющего разряда. Генерация электронов осуществляется при бомбардировке плоского металлического катода быстрыми ионами и нейтралами из плазмы собственно ВТР или из плазмы вспомогательного разряда. В связи с этим к катодам источника на основе ВТР предъявляются особые требования, связанные с возможностью управления эмиссионной способностью катода, максимальным коэффициентом ионно-электронной эмиссии, энергетической эффективностью, теплостойкостью, минимальным распылением и т.д. [25,26]. Электронный поток, эмитированный катодом, ускоряется в катодном падении потенциала. Ток разряда и напряжение горения ВТР изменяется в широком диапазоне в зависимости от размеров, геометрии, материалов электродов, давления и рода газа, временного режима работы источника [7. 8].

Предельные параметры ВТР ограничиваются переходом в низковольтную дуговую форму разряда, вызванным возникновением катодных пятен и перемыканием газонаполненного промежутка ВТР высокопроводящей плазмой.

Для источников данного типа характерна существенная зависимость тока разряда и тока пучка от давления в рабочей вакуумной камере, что обусловлено механизмами формирования и горения ВТР. Это является существенным недостатком, ограничивающим технологическое применение источников, так как большинство технологических процессов воздействия электронным пучком на материалы сопровождается значительной «вспышкой» давления газа в результате процессов дегазации. Тем не менее, источники электронов на основе ВТР находят применение для переплава и испарения металлов, модификации поверхности, возбуждения эксимерных лазеров [17, 18].

Таким образом, плазма в источниках электронов на основе ВТР выполняет несколько функций. Во-первых, является поставщиком ионов для поддержания разряда и обеспечения эффективной электронной эмиссии с поверхности холодного катода, во-вторых, служит элементом электронно-ионной-оптической системы, поскольку конфигурация и положение границы плазмы влияют на распределение электрического поля в области катодного падения и определяет электронно-оптические свойства источника, в-третьих, являясь средой для транспортировки электронного пучка, повышает первичное ускоряющее промежутка за счет компенсации отрицательного объемного заряда пучка ионами плазмы.

Источники с плазменным эмиттером – это газоразрядные устройства, генерирующие плазму, из которой электроны через канал в одном из электродов или через сеточный электрод выходят в ускоряющий промежуток с низким или средним давлением остаточного газа. При наличии электрического поля ускоряющего электрода электроны ускоряются и формируются в пучок. По характеристикам генерируемого электронного пучка источники электронов с плазменным эмиттером разделяются на две группы: со сфокусированными пучками высокой яркости [4, 27], и с пучками большого сечения (ПБС) для термического и электрофизического воздействия на поверхности [9, 12, 27].

Физико-технические задачи, решаемые при создании источников этих групп противоположны. В источниках первой группы для обеспечения высокой плотности тока эмиссии эмиттирующая плазма формируется обычно с сильной неоднородностью, в малом объеме и с максимумом плотности в области эмиссионного канала (отверстие в одном из электродов структуры, через которое осуществляется эмиссия электронов из плазмы в ускоряющий промежуток) [7, 29, 30]. Формировать плазму высокой

плотности во всем объеме разрядной камеры нецелесообразно из соображений энергетической эффективности источника и с целью снижения тепловой нагрузки на электроды. Альтернативным вариантом обеспечения высокой плотности тока эмиссии может служить формирование слабых электрических полей в плазме, не нарушающих ее квазинейтральности, но обеспечивающих дополнительный поток плазменных электронов из области плотной плазмы в область эмиссии [31].

В источниках второй группы необходимо формирование эмитирующей плазмы в большом объеме с высокой степенью однородности концентрации заряженных частиц в области эмитирующей поверхности [15, 32,33].

Более подробно принцип работы, конструкции и основные характеристики электронных пушек с плазменным эмиттером рассмотрены в следующем разделе.

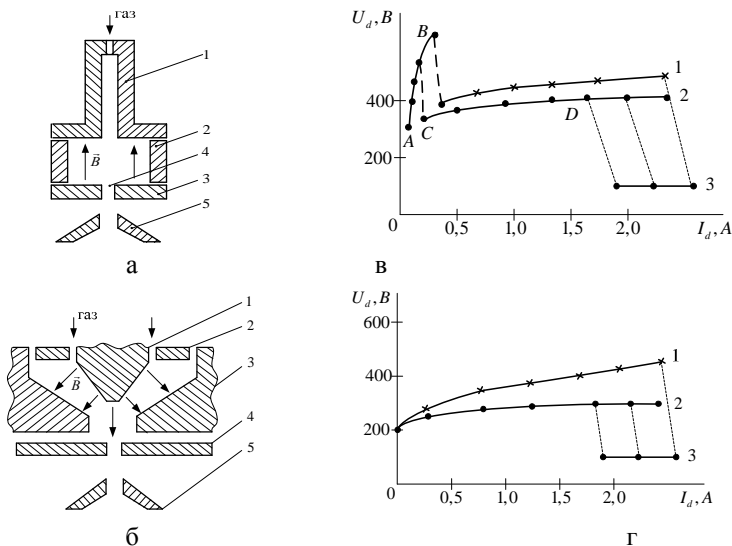
8.2 Электронные пушки с плазменным эмиттером

8.2.1 Принцип работы плазменных источников электронов

В электронных источниках с плазменным эмиттером используются фундаментальные свойства плазмы – при определенных условиях способность эмитировать электроны за пределы плазменного образования [7, 9]. Для получения электронных пучков с плотностью тока и яркостью, по крайней мере, не ниже обеспечиваемых термокатодом, в разряде должна формироваться плазма, обеспечивающая высокую плотность эмиссионного тока (порядка 100 А/см^2 и выше). Как уже отмечалось, высокие значения концентрации плазмы нецелесообразно обеспечивать во всем объеме разрядной камеры, поскольку снижается эффективность электронного источника, возрастают тепловые нагрузки на электроды. В связи с этим предпочтительным является использование разрядов с большой степенью неоднородности концентрации. Для получения эмитирующей плазмы с высокой плотностью эмиссионного тока использовались различные газоразрядные системы, однако наибольшие практические результаты были достигнуты в плазменных эмиттерах на основе разрядов с полым катодом [7, 30] и в скрещенных $E \times H$ полях [34-36].

В разрядах с полым катодом можно получать сильно неоднородную плазму за счет эффекта полого катода [7, 30, 37], который обусловлен переходом разряда из слаботочной формы в сильноточную, за счет интенсивной ионизации газа в полости, ось которой, как правило, совпадает с осью эмиссионного отверстия. Для возбуждения ионизационных процессов в полым катодом используются различные системы иницирования [7, 38]. Практическое применение нашли схемы иницирования разряда с полым катодом дополнительным отражательным разрядом (рис. 8.4 а). Применение этого разряда, в качестве иницирующего, позволяет

обеспечить требуемые характеристики зажигания и горения разряда с полым катодом, а также относительно просто реализовать возможность автоматического повторного инициирования при случайном погасании разряда с полым катодом [38]. На вольтамперной характеристике разряда (рис. 8.4 в) можно выделить характерные области.



а, в – отражательный разряд с полым катодом [30, 38]: 1 – полый катод, 2 – анод, 3 – отражательный катод, 4 – эмиссионный канал, 5 – ускоряющий электрод. 1, 2 – тлеющий разряд с полым катодом, 3 – дуговой разряд с полым катодом. б, г – разряд в скрещенных $E \times H$ полях [34, 37]: 1 – внутренний катод, 2 – анод, 3 – внешний катод, 4 – эмиттерный электрод с эмиссионным каналом, 5 – ускоряющий электрод. 1, 2 – тлеющий разряд; 3 – дуговой разряд. 1 – $Q = 0.2 \cdot \text{мПа м}^3/\text{с}$; 2 – $Q = 0.3 \cdot \text{мПа м}^3/\text{с}$.

Рисунок - 8.4. Электродные системы плазменных эмиттеров (а,б) и вольтамперные характеристики газовых разрядов (в,г).

Для разрядов с полым катодом характерно значительное превышение напряжения зажигания над напряжением горения разряда. Участок АВ соответствует тлеющему разряду, ВС – неустойчивая область перехода от тлеющего к разряду с полым катодом, СВ – тлеющий разряд с полым катодом, который при дальнейшем увеличении напряжения переходит в дуговую форму.

В качестве плазменного эмиттера также используются газовые разряды в скрещенных $E \times H$ полях. Высокими технологическими возможностями обладает газоразрядная структура, представленная на рис. 9.4 б, позволяющая получать эмитирующую плазму, отличающуюся высокой стабильностью эмиссионных свойств при повышенных рабочих давлениях [34, 39]. Для данного разряда в отличие от разряда с полым катодом напряжения зажигания не превышает напряжение горения, что позволяет получать электронные пучки как в режиме наводки на стык (с малым током), так и в режиме сварки, а также упрощает систему электропитания газового разряда [40].

В плазменных эмиттерах обоих типов реализуются условия, обеспечивающие увеличение времени жизни электронов в плазме, т.е. среднее время между рождением электрона на поверхности электрода или в объеме разрядной камеры и его уходом на анод или в промежуток ускорения. Тем самым повышается эффективность энергозатрат в разряд фактически за счет увеличения длины пробега электронов в плазме, что достигается засилениями электронов в специально создаваемых для этого ловушках. Роль ловушек выполняют электрические и магнитные поля специальной конфигурации, создаваемые на основании тех же принципов, что и в магнетронах. Причем как показано в работах Метеля [41], природа ловушки не имеет большого значения, поскольку конечным итогом в любом случае является увеличения интенсивности ионизационных процессов. В источниках с полым катодом создается электростатическая ловушка в полости катода, а в источниках в скрещенных полях, роль ловушки выполняет магнитное поле замагничивающее электроны и препятствующее попаданию их на анод. Необходимо отметить, что в современных конструкциях плазменных эмиттерах, как правило, эти два принципа удержания электронов в плазме используются совместно. Так, например, в разряде с полым катодом формируется магнитное поле с вектором индукции параллельным поверхности анода (см. рис. 8.4а). В плазменных эмиттерах на основе разряда в скрещенных полях (рис. 8.4б) магнитное дополняется электрическим полем, с такой конфигурации, чтобы его силовые линии обеспечивали осцилляции электронов в межэлектродном пространстве. Общим для плазменных эмиттеров обоих типов является то, что магнитное поле в области эмиссионного канала имеет продольное извлечение направление и существенно не влияет на качество электронного пучка [7].

Плазменный эмиттер это не только газоразрядная структура, но и система первичного формирования электронного пучка (эмиттирующая плазменная поверхность, эмиссионный канал определенной геометрии), область ускорения и транспортировки электронов. Поэтому наиболее значительные результаты в конструировании плазменных источников

электронов были достигнуты только после принципиального изменения подхода к созданию подобного рода устройств, согласно которому источники с плазменным эмиттером рассматриваются не как газоразрядные структуры, а как электронные пушки с применением разработанных методик расчета соответствующих систем в термокатодных пушках [3,4,42] и электронных лампах [43].

Для пушек с плазменным эмиттером можно выделить несколько характерных особенностей:

- Электронный ток эмиссии в плазменных эмиттерах всегда является током насыщения, в отличие от тока эмиссии в термокатодных пушках, которые работают в режиме ограничения тока объемным зарядом.
- Средняя начальная скорость электронов, эмиттированных плазмой соответствует средней тепловой энергии плазменных электронов (3 – 5 эВ), что значительно больше средней энергии электронов, эмиттированных термокатодом (0.2 эВ). Однако это обстоятельство не ограничивает применение плазменных эмиттеров для получения электронных пучков с высокой яркостью, поскольку энергия электронов пучка, которую они приобретают в ускоряющем промежутке (10^4 эВ) значительно больше их начальной энергии [7, 38].
- Роль эмиттирующей поверхности в плазменных эмиттерах выполняет подвижная плазменная поверхность, положение которой определяется суперпозицией полей ускоряющего электрода и приэлектродного слоя, отделяющего плазму от всякого электрода газоразрядной камеры. Падение потенциала в приэлектродном слое эмиттерного электрода может изменяться от нескольких сотен вольт (тогда эмиттерный электрод является катодом) до нескольких десятков вольт (тогда эмиттерный электрод выполняет роль анода). В общем случае условие, определяющее положение эмиттирующей плазменной границы, можно сформулировать как равенство нулю напряженности результирующего поля на поверхности плазмы. Из этого условия следует зависимости площади эмиттирующей плазменной поверхности плазмы от параметров плазмы, геометрии эмиссионного канала и системы первичного формирования пучка в целом. На этих зависимостях основан принцип управления эмиссионным током, который применяется в плазменных эмиттерах, и реализуется за счет изменения параметров плазмы (тока разряда) и толщины приэлектродного слоя (потенциала эмиттерного электрода относительно плазмы) [44].

8.2.2 Характеристики источников и параметры электронных пучков

Технологические параметры электронного пучка и физико-технические характеристики источников

Источники электронов с плазменным эмиттером должны обеспечивать параметры, которые необходимы для осуществления определенных режимов электронно-лучевого воздействия. Технологические режимы электронно-лучевого воздействия, как воздействия концентрированным потоком энергии, определяются следующими параметрами: плотность мощности; распределение плотности мощности по сечению; энергия электронов.

Плотность мощности электронного пучка
 $p = j_e U_{ac}$ (U_{ac} – ускоряющее напряжение) определяет технологическую пригодность пучка для реализации конкретной электронно-лучевой технологии. Для большинства ЭЛТ, используемых в машино- и приборостроении, необходимая плотность мощности лежит в пределах 10^6 – 10^{12} Вт/м² [3–5], причем верхнее значение плотности мощности этого диапазона достаточно для плавления материалов (электронно-лучевая сварка, закалка из жидкого состояния).

Распределение плотности мощности по сечению пучка – $\Delta P/P$. В большинстве случаев допустимая неравномерность распределения ограничена значением 10–15 % [5, 15].

Энергия электронов в пучке $W_e = eU_{ac}$ Типичное значение энергии электронов, используемое для осуществления ЭЛТ, находится в диапазоне 20–60 кэВ и определяется в основном требованиями надежности систем электропитания электронно-лучевого энергокомплекса и безопасности их в условиях промышленного производства.

Глубина проникновения электронов в твердое вещество l зависит от ускоряющего напряжения и определяется формулой Шонланда [3, 5]

$$\delta = 2,35 \cdot 10^{-11} U_{ac}^2 \rho^{-1}, \quad (8.1)$$

где U_{ac} – ускоряющее напряжение, В; ρ – плотность вещества, кг/м³. Для различных материалов в твердом состоянии глубина проникновения в диапазоне ускоряющих напряжений 10–30 кВ составляет величину $l \sim 0,3$ – $2,7$ мкм. Причем максимум энерговыделения (на 30–40 % выше, чем у поверхности) приходится на расстояние $l_{\max} \approx (0,1$ – $0,25)l$ от поверхности [5]. Тогда в указанном диапазоне ускоряющих напряжений максимум энерговыделения находится на глубине $l_{\max} \approx 0,03$ – $0,7$ мкм, т.е. источник нагрева можно считать поверхностным. Для жидкого и парообразного

состояний величина проникновения значительно увеличивается (на 1–2 порядка [3]).

К физико-техническим параметрам источников относятся следующие: плотность эмиссионного тока; энергетическая эффективность, связанная с эффективностью переключения; расход плазмообразующего газа, который соответствует давлению газа в технологической камере при использовании определенной откачной системы.

Плотность эмиссионного тока – j_e представляет собой плотность тока насыщения и определяется выражением, соответствующим плотности теплового электронного тока в плазме

$$j_e = en_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad (8.2)$$

где e – заряд электрона; n_e – концентрация заряженных частиц плазмы ($n_e \approx n_i \approx n$); k – постоянная Больцмана; T_e – электронная температура плазмы; m_e – масса электрона.

Ток эмиссии $I_e = j_e S$ (S – площадь эмиттирующей плазменной поверхности) в общем случае зависит не только от плотности плазмы (величины тока разряда), но и результата суперпозиции поля пристеночного слоя и поля ускоряющего электрода, поскольку последнее определяет величину площади эмиттирующей плазменной поверхности.

Эффективность извлечения – $\alpha = I_e/I_d$ характеризует степень переключения электронов в эмиссионный канал (каналы). Здесь I_e эмиссионный ток, совпадающий с током пучка, поскольку источники электронов с плазменным эмиттером работают в режиме насыщения, I_d – ток разряда.

Энергетическая эффективность. Параметр характеризует энергию, которую нужно затратить от источника питания газового разряда плазменного эмиттера для получения одного ампера (миллиампера) эмиссионного тока электронов и определяется соотношением [7, 9]

$$H_s = \frac{I_e}{P} = \frac{\alpha}{U_d}, \quad (8.3)$$

где P – мощность, затраченная на формирование плазмы (мощность, потребляемая разрядом); U_d – напряжение горения разряда.

Величина расхода плазмообразующего газа Q характеризует газовую экономичность ПИЭЛ и определяется необходимым давлением в газоразрядной структуре. Однако, поскольку

расход плазмообразующего газа в реальных конструкциях крайне мал, то данная характеристика источника отражает главным образом перепад давления, который создается в пламенном эмиттере между газоразрядной структурой и рабочей камерой системой первичного формирования пучка, а также тип используемого для напуска газа. Кроме этого расход плазмообразующего газа определяет необходимые характеристики технологической вакуумной системы, в первую очередь, требуемую производительность.

Комплексные параметры электронного пучка

При оценке технологической пригодности электронного пучка для реализации конкретного технологического процесса, как правило, ограничиваются сравнением плотности мощности пучка P и энергии электронов в пучке W_e с требуемыми параметрами [4]. Однако на стадии проектирования электронно-лучевых устройств, оптимизации геометрии ЭОС для повышения эффективности электронной пушки в конкретных газодинамических условиях, а также при разработке новых технологий возникает необходимость получать, сравнивать и корректировать как более частные параметры (расходимость, распределение плотности тока, электронную температуру плазмы, предельный диаметр пучка), так и комплексные характеристики (эмиттанс, яркость), априори определяя качество, в частности, электронно-оптической системы и в целом электронного пучка. Для оценки каждой из частных характеристик существуют разработанные методы, позволяющие исследовать их в зависимости от внешних условий [4]. Однако все эти параметры взаимосвязаны и изменение одного приводит к изменению другого. Такая ситуация делает затруднительным сравнение качества пучков на основе одного из параметров. Поэтому для получения целостной характеристики качества пучка и их сравнительного анализа целесообразно использовать комплексные характеристики, к которым, в частности, относятся яркость и эмиттанс.

Яркость пучка – величина, соответствующая току пучка, который проходит в единичный телесный угол, опирающийся на единичную площадь

$$B = \frac{dI}{d\Omega dS}, \quad \left[\frac{A}{m^2 \cdot rad^2} \right] \quad (8.4)$$

где $d\Omega$ – телесный угол, в котором проходит пучок, dS – площадь, на которую опирается телесный угол.

Другой комплексной характеристикой пучка является *эмиттанс* [7, 9, 45]. В первом приближении эмиттанс представляет собой площадь фазового портрета (рис. 8.5) электронного пучка в плоскости

(x, x') и/или при необходимости в плоскости (y, y') , если пучок не обладает радиальной симметрией.

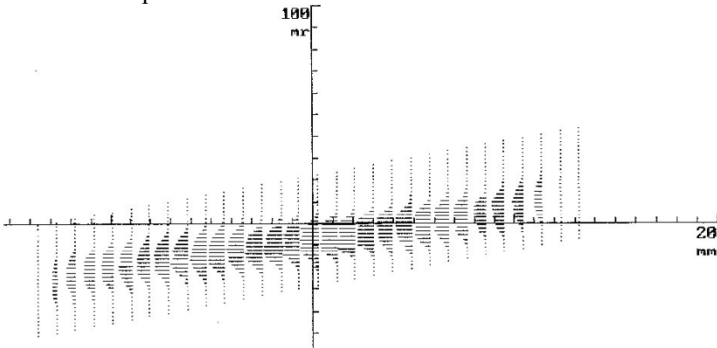


Рисунок - 8.5 – Фазовый портрет электронного пучка в координатах (x, x') [45, стр. 99]

В данном случае x и y координаты (на рис. 8.5 указаны в мм) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка (ось z), а x' и y' компоненты радиальной скорости электронов пучка (на рис. 8.5 указаны в мрад), которые определяют расходимость пучка $(\Delta\Theta_{x,y})$ в плоскостях xz и yz соответственно. Таким образом

$$\varepsilon_x = \frac{1}{\pi} \int dx dx' \quad \varepsilon_y = \frac{1}{\pi} \int dy dy' \quad \varepsilon_4 = \varepsilon_z \varepsilon_y \quad (8.5)$$

Если фазовый портрет представляет собой эллипс, то яркость и эмиттанс связаны между собой соотношением:

$$B = \frac{dI_e}{d\Omega dS} \approx \frac{I_e}{(\pi\Delta r^2)(\pi\Delta\Theta^2)} \approx \frac{I_e}{\pi(x_0 x'_0)\pi(y_0 y'_0)} = \frac{I_e}{\pi^4 \varepsilon_x \varepsilon_y} \quad (8.6)$$

Для оценки яркости осесимметричного пучка можно использовать выражение

$$B = \frac{I}{\pi^4 \varepsilon_x^2} \quad (8.7)$$

Измерения эмиттанса возможно осуществить несколькими методами. Одним из наиболее точных и легко реализуемых технически является метод движущихся зонда и щели, показанный на рисунке 8.6 [45, 46]. Поскольку скорость движения зонда U_2 значительно больше скорости движения щели U_1 , зонд может зафиксировать распределение тока для некоторого квазистационарного положения щели. При этом в процессе измерения эмиттанса, кроме фазового портрета пучка можно получить

много больше дополнительной информации, которая позволит провести комплексную оценку и сравнительный анализ формируемых электронных пучков.

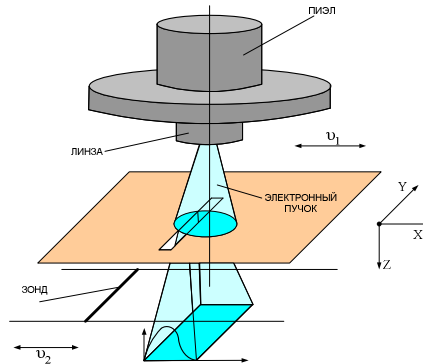


Рисунок - 8.6 – Схема метода определения эмиттанса

В частности, если расходимость пучка x'_{\max} обусловлена тепловыми скоростями эмитированных из плазмы электронов, то угол расходимости пучка можно оценить как

$$\Delta\Theta = x'_{\max} = \frac{\bar{v}_x}{v_z} = \frac{1}{v_z} \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi m_e}} = \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi m_e v_z^2}} = \sqrt{\frac{kT_e}{\pi e U_{\text{уск}}}} \quad (8.8)$$

откуда получаем выражение для оценки электронной температуры T_e (в эВ) в плазме.

$$kT_e = \pi e U x'_{\max}{}^2 \quad (8.10)$$

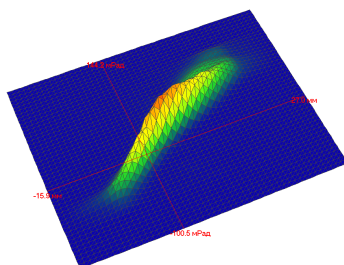
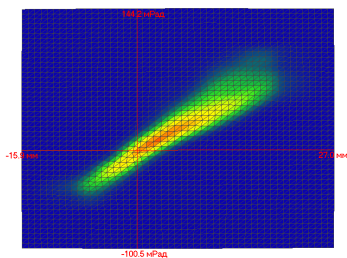
Для оценки диаметра пучка в месте нахождения зонда определяется x_{\max} и

$$d = 2x_{\max} \quad (8.11)$$

Для расчета эмиттанса определяем площадь фазового портрета на заданной высоте сигнала (например, $0,01j_{\max}$) согласно, например, первой формуле из (8.5). Для расчета яркости используем приведенное ранее соотношение (8.7).

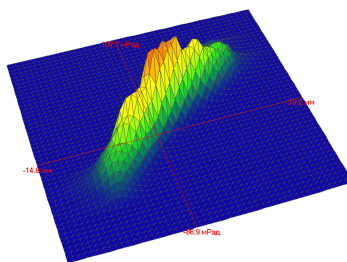
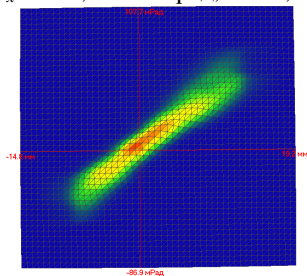
Из рис. 8.6 видно, что получаемые распределения являются трехмерными. При этом вид распределения вдоль оси x (большой оси эллипса) позволяет визуально, но с высокой степенью достоверности, оценить однородность распределения плотности тока пучка по его сечению и сделать соответствующие выводы о влиянии изменяемых параметров на распределение плотности тока, что иллюстрируется на рис. 8.7 сравнение площадей и объемом получаемых распределений [47]. В частности видно, что сравнение численных значений яркости и эмиттанса не дает

необходимого представления о качестве формируемого электронного пучка и точности юстировки ЭОС, тогда как сравнение трехмерных портретов пучков позволяет осуществить полный сравнительный анализ.



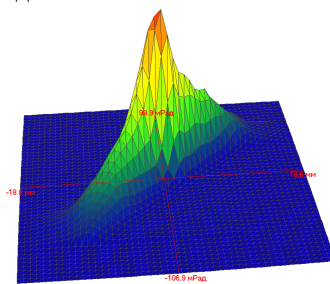
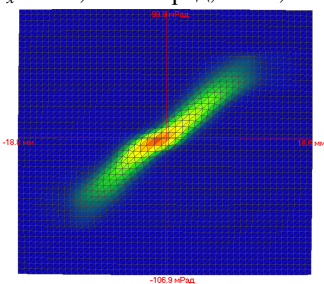
а – плохая юстировка ЭОС

$i_e = 85 \text{ mA}$, диаметр нефокусированного пучка – 26,2 мм,
 $\epsilon_x = 177,55 \text{ мм}\cdot\text{мрад}$, $V = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ A}\cdot\text{мм}^{-2}\cdot\text{мрад}^{-2}$



б – недостаточно точная юстировка ЭОС

$i_e = 40 \text{ mA}$, диаметр нефокусированного пучка – 28,7 мм,
 $\epsilon_x = 194,59 \text{ мм}\cdot\text{мрад}$, $V = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ A}\cdot\text{мм}^{-2}\cdot\text{мрад}^{-2}$.



в – хорошая юстировка ЭОС

$i_e = 30 \text{ mA}$, диаметр нефокусированного пучка – 22,7 мм,
 $\epsilon_x = 156,22 \text{ мм}\cdot\text{мрад}$, $V = 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ A}\cdot\text{мм}^{-2}\cdot\text{мрад}^{-2}$

Рисунок 8.7 – Трехмерные изображения фазовых портретов для электронных пучков различного качества. $U_{ac} = 16 \text{ кВ}$

Основные характеристики плазменных источников электронов

Характеристики источника электронов отображают, как правило, эмиссионную способность используемого в нем эмиттера и закономерности токопрохождения. Применительно к ПИЭЛ можно выделить три основные характеристики: эмиссионную, вольтамперную и газовую [7].

Эмиссионная характеристика $I_e(I_d)$ устанавливает связь тока эмиссии с током разряда, формирующего эмиттирующую плазму при постоянном потенциале ускоряющего электрода, и отражает возможность управления током эмиссии варьированием параметров газового разряда. Необходимо отметить, что несмотря на линейную зависимость плотности тока эмиссии j_e от концентрации плазмы n_e , вид эмиссионной характеристики в общем случае оказывается неадекватным зависимости $n_e(I_d)$ и может существенно изменяться для различных типов разрядных систем. Это обусловлено тем, что увеличение концентрации плазмы приводит к снижению потенциального барьера у эмиттирующей поверхности вследствие уменьшения про тяженности пристеночного слоя у эмиттерного электрода [9]. Кроме этого изменение разрядного тока может вызывать перераспределение токов на отдельные электроды разрядной камеры, вследствие чего плотность плазмы и ее потенциал вблизи эмиттерного электрода могут изменяться [31], что соответствующим образом отражается на величине тока эмиссии. Эти и другие факторы приводят к отклонению эмиссионной характеристики от линейной функции разрядного тока.

Вольтамперная характеристика $I_e(U_{ac})$ источника электронов связывает ток эмиссии с ускоряющим напряжением. С точки зрения технологического использования наиболее привлекательным является выбор рабочего значения ускоряющих напряжений в области, где ток пучка слабо зависит от ускоряющего напряжения, т.е. на вольтамперной характеристике должна присутствовать область с малой или нулевой крутизной (область квазинасыщения) для снижения влияния пульсаций ускоряющего напряжения на мощность и плотность мощности пучка.

Газовая характеристика $I_e(p)$ плазменного источника связывает ток эмиссии с давлением газа p в системе.

Альтернативой этой зависимости является $I_e(Q)$, поскольку расход плазмообразующего газа является непосредственно измеряемой величиной, которую контролировать гораздо легче, чем давление в технологической камере, которой подвержено динамическим изменениям в процессе технологической операции. При этом расход газа однозначно определяет

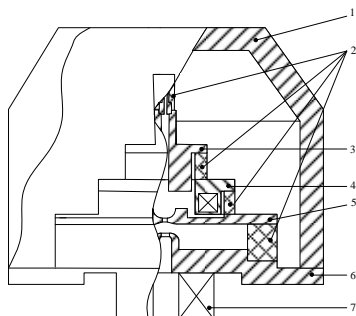
давление в газоразрядной и технологической камерах при постоянстве мощности откачных систем и неизменной геометрии отверстий, связывающих плазменный эмиттер и технологическую камеру. Можно выделить ряд факторов, влияющих на вид газовой характеристики. Во-первых, изменение давления в генераторе плазмы может влиять на плотность и потенциал формируемой плазмы и, соответственно на плотность тока и ток эмиссии. Во-вторых, изменение давления может приводить к перераспределению токов на электроды газоразрядной камеры, что отразится на эффективности эмиссии электронов из плазмы через эмиссионный канал [7]. В третьих, и этот фактор рассматривается наиболее часто, интенсивность ионизации газа в ускоряющем промежутке и пространстве дрейфа пучка пропорциональна давлению газа. Поэтому изменение давления приводит к изменению первеанса (пропускной способности) ускоряющего промежутка, формированию потока ионов в плазму, возмущающего ее эмиссионную способность и изменяющего свойства электронно-оптической системы пушки [7, 9]. Аналогично вольтамперной характеристике технологически интересной является область давлений, где крутизна газовой характеристики минимальна. Поэтому среди разработчиков плазменных источников электронов последние годы являются популярными исследования, направленные на расширение диапазона рабочих давлений в область повышенных значений до 1 Па и даже 10 Па [48], что было ранее недоступно для электронно-лучевых устройств без дополнительных сложных систем дифференциальной откачки.

8.2.3. Конструкции и основные характеристики источников электронов с плазменным эмиттером.

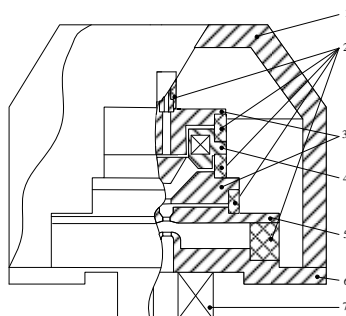
Электронные пушки, формирующие сфокусированные пучки

К настоящему времени создано большое количество разнообразных конструкций ПИЭЛ [7, 9, 34, 38], что обусловлено, во-первых, значительным различием требований к их электрофизическим и эксплуатационно-техническим характеристикам, а во-вторых, принципиальной невозможностью обеспечения широкого комплекса требований на основе единого комплекса физических процессов и конструктивных решений. Тем не менее, определенные группы источников обладают рядом общих физических принципов, что положено в основу известных классификаций ПИЭЛ [7]. И хотя классификации достаточно условны, лежащие в их основе обобщения позволяют определить и существенно ограничить объем исследований, направленных на создание и оптимизацию ПИЭЛ для новых конкретных целей и применений.

На основе газоразрядных структур, представленных на рис.8.4, разработан ряд конструкций электронных источников с плазменным эмиттером, обладающих широким спектром технологических возможностей (рис. 8.8) [34, 49].



а



б



в



г

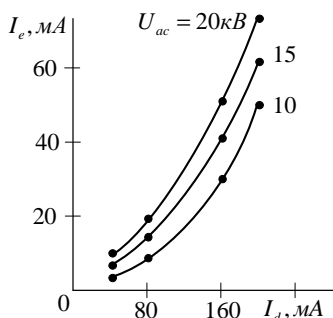
а – схема пушки на основе отражательного разряда с полым катодом, б – схема пушки на основе разряда в скрещенных $E \times H$ полях, в- внешний вид сварочной пушки с плазменным катодом, г - внешний вид элементов конструкции пушки: ускоряющего электрода (вверху) и высоковольтного изолятора с эмиттерным электродом (внизу), 1 – корпус, 2 – изоляторы; 3 – катоды; 4 – анод; 5 – эмиттерный электрод; 6 – ускоряющий электрод; 7 – линза

Рисунок 8.8 - Конструкции источников электронов (а,б) и внешний вид пушки и отдельных элементов конструкции (в,г)

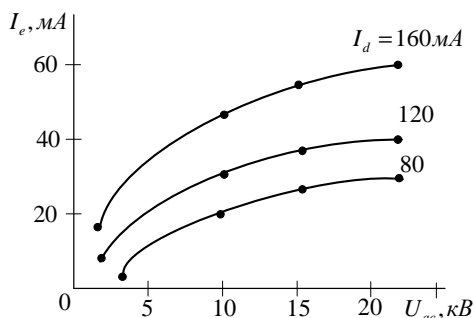
На рис. 8.8а представлена конструкция плазменного источника

электронов, на основе разряда с полым катодом, которая применяется, в том числе и в серийном производстве [49]. Эмиссия электронов осуществляется через эмиссионный канал в электроде под катодным потенциалом, поэтому данная конструкция обеспечивает получение сфокусированных электронных пучков с высокой яркостью.

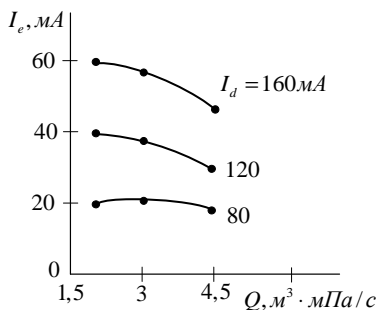
На рис. 8.9 представлены типичные характеристики источников электронов на основе разряда с полым катодом. К основным достоинствам такого типа источников следует отнести следующие: линейный вид эмиссионной характеристики (рис. 8.9а), что обеспечивает эффективное управление мощностью электронного пучка за счет изменения тока разряда и наличие области квазинасыщения на вольтамперной характеристике (рис. 8.9.б). Электронная пушка с полым катодом стабильно работает в широком диапазоне напусков газа, что иллюстрируется видом газовых характеристик на рис. 8.9 в.



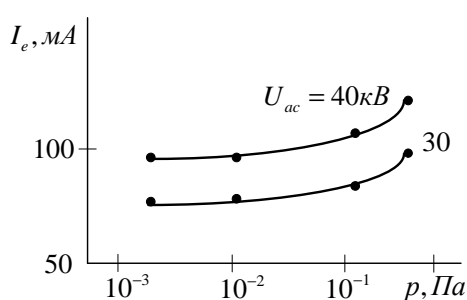
а



б



в



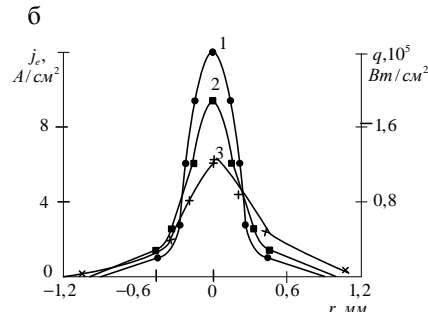
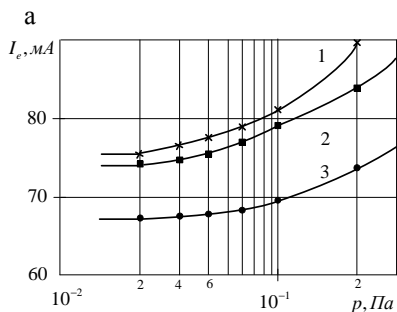
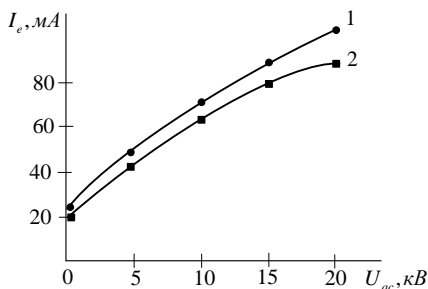
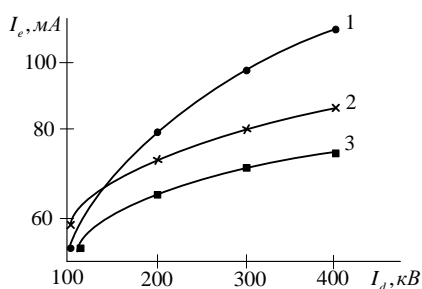
г

Рисунок 8.9 - Типичный вид характеристик плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом [7]: а – эмиссионная характеристика, б – вольтамперная характеристика, в и г – газовые характеристики

Конструкция плазменного источника электронов на основе разряда в скрещенных полях, представленной на рис. 8.4б, показана на рис. 8.8б [34, 35]. Источник отличается тем, что извлечение электронов осуществляется через эмиссионный канал в эмиттерном электроде с анодным или близким к нему потенциалом. Для повышения стабильности и улучшения параметров электронного пучка в конструкции реализована возможность автоматической регулировки потенциала эмиттерного электрода включением сопротивления смещения R в его цепь [50]. Данная конструкция плазменного источника электронов значительно снижает эрозию эмиттерного электрода, обусловленную его бомбардировкой ионами из ускоряющего промежутка, что позволяет существенно повысить долговечность источника и расширить диапазон рабочих давлений, при которых параметры электронного пучка остаются устойчивыми.

На рис. 8.10 представлены типичные характеристики источников на основе разряда в скрещенных $E \times H$ полях. Эмиссионные характеристики (рис. 8.10а) имеют участок, близкий к линейному, с крутизной существенно меньшей в сравнении с пушками на основе разряда с полым катодом. В ряде случаев, например в условия нестабильности давления, или при наличии микропробоев ускоряющего промежутка, при таком виде эмиссионной характеристики стабильность тока пучка оказывается выше, чем в пушках с термокатодом. При реализации смещения потенциала эмиттерного электрода источника, крутизна зависимости $I_e(I_d)$ несколько уменьшается, что незначительно снижает управляемость током пучка (рис. 8.10а, кривые 2, 3), однако повышает стабильность эмиссионных параметров источника. Зависимость тока пучка от ускоряющего напряжения (рис. 8.10б) имеет область квазинасыщения. Основное преимущество данного источника – слабая зависимость эмиссионного тока от давления вплоть до $p = 0.3$ Па, что иллюстрируется рис. 8.10в. Эта особенность реализуется как за счет особой конфигурации электродов разрядной камеры, так и вследствие использования в системе дополнительной (неэлектротехнической) стабилизации параметров электронного пучка (включением сопротивления R в цепь эмиттерного электрода относительно анода) [50]. На рис. 8.10 г представлены также распределения плотности тока и плотности мощности электронного пучка по сечению. Анализ распределений показывает, что максимальное значения $q_{max} \approx 10^9$ Вт/м² и эффективный диаметр электронного пучка (который определяется на уровне 0,1 q_{max}) соответствует типичным значениям плотности мощности электронных пучков, применяемых для электронно-лучевой сварки [4]. Это, а также вид газовой характеристики позволяет применять данный источник для сварки, в том числе и

материалов с повышенным газоотделением в процессе термообработки.



в

г

а – эмиссионная характеристика $U_{ac} = 18$ кВ; $Q = 0.15$ м³ мПа/с;

1, 2 – $p = 4 \cdot 10^{-2}$ Па; 3 – $p = 10^{-1}$ Па; 1 – $R = 0$; 2, 3 – $R = 1$ кОм;

б – вольтамперная характеристика

$Q = 0.15$ м³ мПа/с; $I_d = 0,2$ А; 1 – $p = 4 \cdot 10^{-2}$ Па; 2 – $p = 10^{-1}$ Па; 1 – $R = 0$; 2 – $R = 1$ кОм;

в – газовая характеристика $U_{ac} = 16$ кВ; $Q = 0.15$ м³ мПа/с;

1 – $R = 0$; 2 – $R = 0,5$ кОм, 3 – $R = 1$ кОм;

г – распределение плотности тока и плотности мощности по сечению

сфокусированного пучка $U_y = 18$ кВ; $Q = 60$ атм·см³/ч;

$I_d = 0,2$ А; $I_e = 0,08$ А; 1 – $R = 1$ кОм; 2 – $R = 0,5$ кОм, 3 – $R = 0$.

Рисунок 8.10 - Основные характеристики плазменного источника электронов на основе разряда в скрещенных полях [34]:

Электронные пушки, формирующие пучки большого сечения

В наибольшей степени преимущества ПИЭЛ проявляются в технологиях, где требуется термическое воздействие на большие площади. В отличие от термокатодных пушек, использование которых в таких технологиях

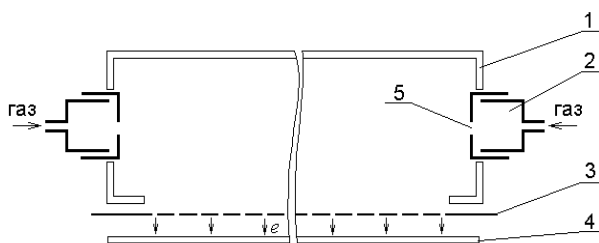
предполагает различные методы сканирования пучка по обрабатываемой площади [3,4,51], в ПИЭЛ электронные пучки достаточно большого сечения можно получить в соответствующих газоразрядных структурах [15, 33, 35, 36, 38].

Для получения электронных пучков большого сечения (ПБС) применяют специальные газоразрядные структуры, инициирующие разряд в большом основном объеме источников с ПБС. При формировании широких электронных пучков большого сечения, как правило, не удается обеспечить значительный перепад давления между разрядной камерой и ускоряющим промежутком. Это обусловлено низким динамическим сопротивлением течению газа сеточных или перфорированных электродов с высокой геометрической прозрачностью. В результате при сохранении электрической прочности ускоряющего промежутка, формирование эмитирующей плазмы затруднено вследствие низкого давления газа. Поэтому для получения плазмы требуемой плотности используют инициирующие структуры, которые могут служить или источником плазмы или источником электронов. В обоих случаях инжекция заряженных частиц в основной объем стимулирует в нем развитие ионизационных процессов и формирование основного разряда с развитой эмитирующей поверхностью плазмы. На этом основан принцип работы *источников с инициируемым разрядом в большом объеме*, формирующих ПБС.

На рис 8.11 показана схема одного из возможных вариантов электродной структуры источника такого типа [7, 38]. Основной объем разряда образован полым катодом 1 и сеточным анодом 3, через который из плазмы разряда осуществляется эмиссия электронов в ускоряющий промежуток. Плазмогенераторы 2, инициирующие основной разряд, вследствие малости их габаритов имеют значительное сопротивление течению напускаемого газа. Поэтому давление газа в них значительно выше, чем в основном разрядном промежутке и напряжение зажигания значительно ниже, чем напряжение зажигания разряда в основном объеме без применения инициирования. Напряжение на электроды основного разряда в этом источнике подается с задержкой относительно напряжения на инициирующие плазмогенераторы, что обусловлено необходимостью заполнения объема основного разряда плазмой.

Высокая плотность эмиссионного тока при достаточной ее равномерности по всей площади сеточного электрода обеспечивается только в импульсном режиме при длительности разряда меньше времени формирования «катодных дуговых пятен» и контракции основного разряда, которое обычно не превышает единиц микросекунд. Источники такого типа могут обеспечивать электронные пучки $10^5 - 10^6$ вольт с площадью сечения до 1 м^2 . Они находят применение в основном в научно-исследовательских

лабораториях для модификации поверхности (оплавления, аморфизации).

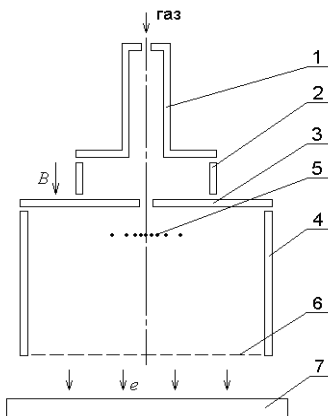


1 – полый катод; 2 – плазмогенераторы; 3 – сеточный анод основного разряда; 4 – коллектор; 5 – отверстие для выхода плазмы

Рисунок 8.11 - Электродная схема источника электронов.

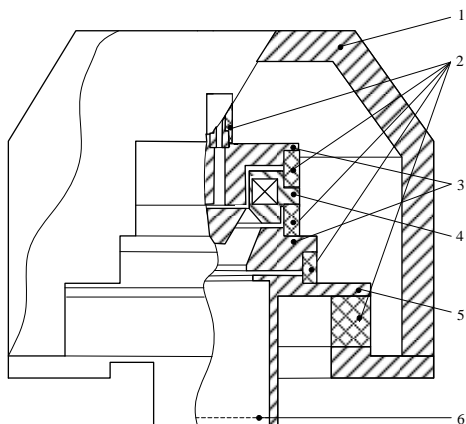
Иной принцип инициирования основного разряда реализуется в источниках с площадью сечения пучка порядка квадратного дециметра и работающих в стационарном или импульсном режиме практически с любой длительностью, большей времени установления разряда. Основное отличие заключается в том, что газоразрядная, иницирующая основной разряд, структура является одновременно и элементом основного разрядного промежутка. Один из вариантов типичной электродной структуры источника такого типа показан на рис. 8.12а [38].

Система электродов, в которой возбуждается иницирующий разряд, состоит из полого катода 1 и катода-отражателя 3, между которыми расположен цилиндрический анод 2. Вся эта система находится в продольном (осевом) магнитном поле. Такая в данном случае иницирующая система широко используется в качестве самостоятельного генератора эмитирующей плазмы в ПИЭЛ с точечным плазменным эмиттером для получения остросфокусированных электронных пучков. Ее достоинство заключается в том, что через малое отверстие в катоде отражателе 3 возможно переключение значительной доли электронного тока плазмы на электрод с положительным потенциалом за этим отверстием. Кроме этого такая система не переходит в режим дугового разряда до токов разряда 2,5–3 А в стационарном режиме, что оказывается достаточным для значительной области технологического применения электронных пучков. И, наконец, третьим важным фактором, определяющим целесообразность применения такой иницирующей системы, является обеспечиваемый в ней значительный перепад давления плазмообразующего газа.



а – плазменный эмиттер на основе разряда с полым катодом [7, 38]

- 1 – полый катод; 2 – анод;
- 3 – катод-отражатель;
- 4 – электрод-расширитель; 5 – выравнивающий электрод; 6 – эмиттерный сеточный электрод;
- 7 – коллектор электронов



б – плазменный эмиттер на основе разряда в скрещенных $E \times H$ полях [35]

- 1 – корпус, 2 – изоляторы;
- 3 – катоды;
- 4 – анод; 5 – электрод-расширитель;
- 6 – эмиттерный (сеточный) электрод

Рисунок 8.12 - Электродные схемы источников с ПБС:

При подаче на расширитель (экспандер) плазмы 4 потенциала анода, разрядный ток переключается с высокой эффективностью на расширитель (до 80 %). В связи с этим анод 2 переходит в режим вспомогательного анода, роль которого заключается в повторном зажигании разряда (при случайных погасаниях основного разряда). На рис. 8.13 представлена вольтамперная характеристика такого источника.

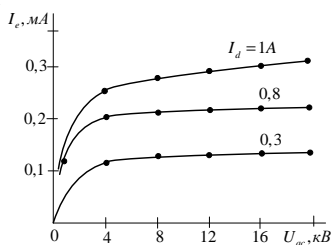


Рисунок 8.13 - Вольтамперная характеристика ПИЭЛ на основе разряда с полым катодом

На оси источника в расширителе плазмы устанавливается дополнительный сеточный (с переменной прозрачностью) электрод 5 под плавающим потенциалом, назначением которого является выравнивание плотности плазмы в области эмиссии электронов через сеточный электрод 6 (рис. 8.14). Необходимо отметить, что существуют и другие способы выравнивания распределения концентрации плазмы по сечению электрода расширителя [52].

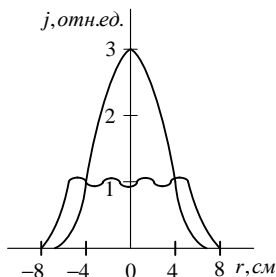


Рисунок 8.14 - Распределение плотности эмиссионного тока в отсутствие выравнивающего электрода и в его присутствии

Интересные результаты дает использование в качестве инициирующего разряда со скрещенными полями. Пример конструкции плазменного эмиттера с ПБС, в которой реализован такой способ выравнивания распределения концентрации по сечению электрода-расширителя, представлен на рис. 8.126 [35, 36]. Отличительной особенностью источника является возможность обеспечить более интенсивную диффузию плазмы в периферийные области электрода-расширителя в сравнении с диффузией на оси плазменного эмиттера. В результате высокую однородность по сечению эмиттирующей плазмы можно добиться без использования дополнительных электродов в объеме плазмы, ресурс которых конечно ограничен.

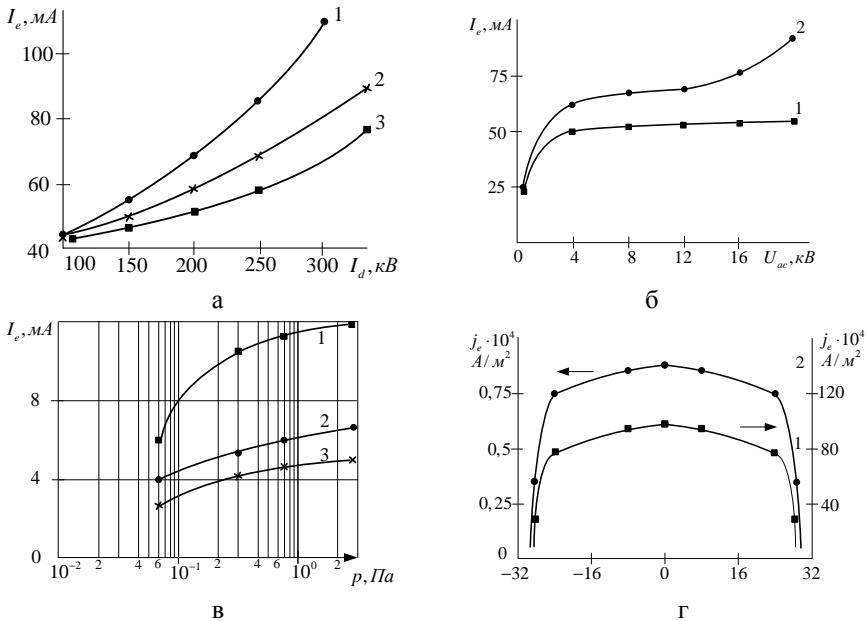
Экспериментально установлено, что при относительно низких давлениях значительную долю эмитированных в ускоряющий промежуток электронов составляют электроны, выходящие в электрод-расширитель (экспандер) из инициирующей системы через отверстие связи инициирующей системы с расширителем плазмы. Это означает, что ионизационные процессы в экспандере недостаточно развиты и пространство электрода-расширителя заполняется плазмой, диффундирующей из основного разряда, т.е. этот электрод выполняет пассивную роль. Однако при работе источника электронов при повышенных давлениях или в нестабильных условиях, связанных с интенсивным газоотделением с обрабатываемой поверхности, роль ионизационных процессов в электрод-расширителе может стать определяющей для

параметров плазменного эмиттера, т.е электрод-расширитель переходит в «активный» режим работы [37].

Для увеличения интенсивности ионизационных процессов в объеме электрода-расширителя может формироваться продольное магнитное поле, что приводит к значительному повышению тока разряда и плотности плазмы в экспандере. Особенностью источников с ПБС такого типа является также возможность использования в качестве иницирующего дуговых разрядов с мигрирующим катодным пятном [53]. Так как положение отверстия связи иницирующей системы и электрода-расширителя фиксировано и находится вне области катодных процессов в иницирующем разряде, миграция катодного пятна дугового разряда слабо влияет на параметры плазмы, инжектируемой в расширитель через отверстие связи, и на пространственное распределение плазмы по сечению электрода-расширителя [7, 38]. Источники такого типа обеспечивают высокую плотность эмиссионного тока, но общими недостатками дуговых формирователей объемной плазмы являются сильная неравномерность распределения плотности тока по сечению и относительно небольшой ресурс из-за высокой эрозии катода, что ограничивает их применение, но позволяет достигать рекордных значений плотности тока эмиссии.

Поскольку в источниках с ПБС электроны эмитирует развитая плазменная поверхность, то важной задачей является стабилизация тока эмиссии, что напрямую зависит от устойчивости положения эмиттирующей плазменной поверхности. С этой целью в источниках с ПБС функцию стабилизации эмиттирующей плазменной поверхности выполняет сеточный или перфорированный эмиттерный электрод, который можно рассматривать как систему эмиссионных каналов. Размеры ячеек подбираются таким образом, чтобы плазма не могла прорваться через сетку в ускоряющий промежуток. Это достигается при условии, что размеры ячеек сравнимы или меньше толщины слоя объемного заряда, существующего между плазмой и эмиттерным электродом (сеткой). В то же время размеры ячеек таковы, что поле ускоряющего электрода может проникать сквозь сетку и, обеспечивая тем самым эффективную эмиссию электронов из плазмы в режиме насыщения, т.е. когда плотность тока эмиссии соответствует плотности теплового тока электронов в плазме. На этом основан принцип сеточной (слоевой) стабилизации плазменной поверхности [54]. Однако с увеличением давления электрическая прозрачность сеточного электрода за счет снижения протяженности пристеночного слоя у сетки возрастает, что приводит к неконтролируемому росту тока эмиссии. Для обеспечения стабильности эмиссионных параметров источника при сохранении максимально высокой плотности эмиссионного тока может быть использован способ двухсеточной стабилизации плазменной поверхности

[35,37]. В этом случае эмиттерный электрод представляет собой двойную сетку с высокой геометрической прозрачностью. Сетки эквипотенциальны и отстоят друг от друга на расстоянии, сравнимом с размерами ячеек. Одна из сеток, обращенная к разрядной структуре, как и ранее, выполняет функцию элемента конструкции, стабилизирующего плазменную поверхность. Другая сетка препятствует значительному проникновению поля ускоряющего электрода в пространство за сетку при повышенных давлениях за счет существующего между сетками квазиэквипотенциального пространства. Этот способ обеспечивает возможность повышения плотности мощности электронного пучка большого сечения, что позволяет расширить его технологические возможности.



(ξ – прозрачность сеточного эмиттерного электрода)
а – эмиссионная: $\xi = 0,472$; $U_{ac} = 10$ кВ; 1 – $Q = 1000$ атм·см³/ч; 2 – $Q = 890$ атм·см³/ч; 3 – $Q = 800$ атм·см³/ч; б – Вольтамперные характеристики: 1 – сеточная стабилизация с использованием двух сеток; 2 – сеточная стабилизация; $\xi = 0,615$; $Q = 850$ атм·см³/ч; $p = 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст.; 1 – $I_d^0 = 0,15$ А; 2 – $I_d^0 = 0,2$ А. в – газовая характеристика в импульсном режиме: $\xi = 0,472$, $U_{ac} = 8$ кВ, 1 – $I_d = 20$ А; 2 – $I_d = 11$ А; 3 – $I_d = 7$ А; г – распределение плотности тока по сечению пучка: 1 – импульсный режим; 2 – стационарный режим.

Рисунок 8.15 - Характеристики источника с пучком большого сечения

На рис. 8.15 представлены типичные характеристики источника с пучком большого сечения, конструкция которого показана на рис. 8.12.б, в стационарном и импульсном режимах, а на рис. 8.16 представлены фотографии электронных пучков, генерируемых этим источником.

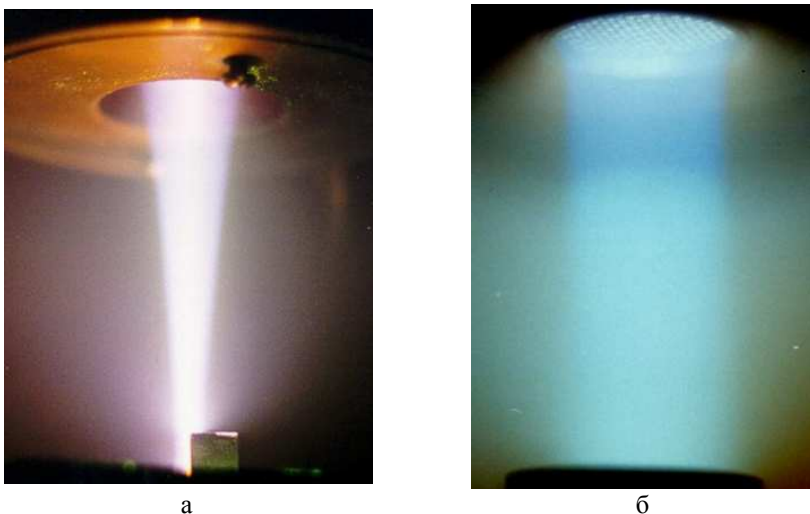
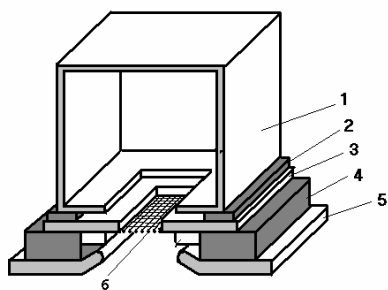


Рисунок 8.16 - Электронные пучки, генерируемые ПИЭЛ на основе разряда в скрещенных $E \times H$ полях: диаметр пучка 8 мм (а), 50 мм (б).

В последнее время значительно возрос интерес к электронным пучкам с сечением отличным от кругового – линейным, квадратным и т.д. Это обусловлено необходимостью разработки новых эффективных методов равномерного воздействия на большие площади в электронике, материаловедении и других областях и связано с интенсивным развитием плазмохимии. Линейные электронные пучки могут быть получены с помощью электродной структуры, представленной на рис. 8.12.б за счет использования вставок в область сеточного эмиттерного электрода и эффективного переключения в ускоряющий промежуток.

Для получения ленточных электронных пучков могут быть использованы также полые катоды соответствующей конфигурации. На рис. 8.17 представлена конструкция и фотография разрядной камеры плазменного источника электронов, формирующего ленточный пучок с размерами $250 \times 10 \text{ мм}^2$ [38].



а. Электродная структура
 1 – полый катод, 2 и 4 – изоляторы,
 3 анод 5 – ускоряющий электрод,
 6 – эмиссионная сетка.



б Фотография разрядной
 камеры плазменного источника
 электронов.

Рисунок 8.17 - Плазменный источник ленточного пучка электронов [38]

8.3 Технологии с использованием источников электронов с плазменным эмиттером.

К настоящему времени накоплен опыт эксплуатации электронных источников с плазменным эмиттером в лабораторных и производственных условиях, который позволил выявить их технологические возможности и наиболее целесообразные области применения [7, 38]. В частности, показано, что высокая эмиссионная способность обеспечивает генерацию электронных пучков, которые по яркости и плотности мощности соответствуют термокатодным пушкам. Плазменные источники не утрачивают работоспособности при воздействии паров металлов, в том числе тугоплавких, и при газовых выбросах из зоны воздействия, имеют большой ресурс, удобны в эксплуатации не содержат редких и дорогостоящих материалов. Совокупность этих свойств не только позволяет использовать источники с плазменным эмиттером в традиционных электронно-лучевых технологиях [1, 2, 4], но и разрабатывать на их основе новые технологии термического воздействия на материалы [49, 55, 56]. Кроме этого, практически мгновенная готовность плазменного эмиттера к работе и работоспособность при повышенных давлениях, позволяет упростить вакуумное оборудование и значительно повысить производительность установок.

В настоящее время наиболее широкое применение ПИЭЛ нашли в основном в технологии *электронно-лучевой сварки*, где они с успехом заменяют термокатодные источники электронов, благодаря значительно большому ресурсу работы (до $(3-5) \cdot 10^3$ ч [49], т.е. от 16000 до 80000 сварок пушкой с плазменным эмиттером по сравнению с 4000 сварками термокатодной пушкой при тех же условиях), меньшей

критичности к газовым условиям в рабочей камере и воздействию паров свариваемых металлов, и т.д.

Способность сварочных источников с плазменным эмиттером работать без применения специальных мер защиты катодов в широком диапазоне давлений, в условиях интенсивных газовых выбросов из зоны расплава, а также их высокий ресурс позволили эффективно использовать эти источники для создания различных покрытий путем наплавки порошковых материалов [57]. Процесс наплавки, как правило, всегда сопровождается существенным всплеском давления из-за большого газоотделения из зоны расплава, интенсивным распылением порошкового материала и ионными процессами, защита термокатода от которых требует применения специальных мер. Использование источников с плазменным эмиттером позволяет упростить электронно-лучевое и вакуумное оборудование, увеличить время эксплуатации источника между обязательными профилактическими работами и в итоге значительно повысить экономическую эффективность работ по созданию износостойких покрытий [14, 29, 33].

Технология *электронно-лучевой наплавки* основана на явлении «вымораживания» металлического порошка в жидкометаллическую ванну расплава, создаваемую электронным пучком. Электронно-лучевая наплавка обеспечивает необходимые защитные свойства покрытия, практически не меняя исходной структуры наплавляемой детали и может быть использована для восстановления изношенных и упрочнения новых деталей машин и инструмента широкой номенклатуры (табл. 8.1) [11].

Известно использование плазменных источников электронов для реализации электронно-лучевых технологий упрочнения поверхностей деталей машин и инструментов [49, 55, 58]. В частности, проводилось упрочнение борсодержащих наплавленных покрытий и образцов деталей тракторов, выпускаемых Минским тракторным заводом [56, 58].

Обработка борсодержащих покрытий [56 – 58] на режущем инструменте электронным пучком диаметром до 10 мм с плотностью мощности 10^7 Вт/м², показала, что при ЭЛВ большинства анализируемых покрытий различных химических составов при плотности мощности около 10^7 Вт/м² формируются структуры с высокой твердостью (до 1000–1100 НВ для покрытия на основе Р6М5) и удовлетворительной сопротивляемостью образованию трещин. Повышение плотности мощности до 10^8 Вт/м² приводит к резкому снижению трещиностойкости покрытий. Одним из основных факторов, влияющих на структуру и свойства модифицированных слоев, является вид и параметры термообработки, а именно воздействие с образованием жидкой фазы (закалка из жидкого состояния) и без ее образования (закалка из твердого состояния). Использование закалки из жидкого состояния оказывается более

перспективной, в том числе и для борсодержащих инструментальных сталей. Установлено, что после электронно-лучевого переплава легированных сталей повышается плотность, теплопроводность и снижается их склонность к горячему трещинообразованию, увеличивается также их пластичность и ударная вязкость. Вместе с тем, при рафинировании происходят и нежелательные потери легирующих элементов и металла основы, особенно значительные для элементов с высоким давлением пара (железа, хрома, марганца, меди и др.) от 4% для Fe до 80% для Mn. Так покрытия, полученные закалкой из жидкого состояния в режиме с плотностью мощности $q = (1-5) \cdot 10^9$ Вт/м², отличаются высокой твердостью 1122±56 HV и весьма низкой трещиностойкостью. Глубина упрочненной зоны составляет 100 – 800 мкм. Покрытия, полученные электронно-лучевой обработкой с плотностью мощности $q = (1-2) \cdot 10^7$ Вт/м² имеет также достаточно высокую твердость 1000±85 HV, однако их трещиностойкость выше. Глубина модифицированной зоны воздействия достигает 1 мм. Проведенный отпуск образцов, подвергнутых электронно-лучевому воздействию, повышает трещиностойкость материала в 1,5–2 раза при незначительном снижении твердости на 50–100 HV.

Поверхностная закалка. Электронно-лучевому упрочнению подвергались цилиндрические образцы деталей тракторов (сталь 45, сталь 40X, исходная твердость 200–220 HV, параметры воздействия: ширина воздействия – 8...12 мм, плотность мощности – $(1-5) \cdot 10^7$ Вт/м², ускоряющее напряжение 16...20 кВ, ток пучка 40...90 мА). Вращение образцов осуществлялось вокруг горизонтальной оси с угловой скоростью 0,63 с⁻¹ (линейная скорость 3,8 мм/с). Варьирование этих параметров позволяло проводить закалку поверхностного слоя из твердого и жидкого состояний.

Проведенные дюрOMETрические и металлографические исследования показали, что на обработанных деталях сформированы приповерхностные слои со следующими характеристиками: при закалке из твердого состояния – толщиной 250–300 мкм и с микротвердостью 350–500 HV; при закалке из жидкого состояния – толщиной 700–750 мкм и с микротвердостью 350–450 HV. Поверхностная твердость по ширине упрочненной зоны составила 40–45 HRC₃. Установлено, что ЭЛВ повышает твердость в 1,8–2,5 раза по сравнению с исходной.

Отличительной особенностью закалки из жидкого состояния (с оплавлением) является наличие максимума твердости, приходящегося на глубину 0,3–0,5 мм. Это позволяет проводить окончательную размерную механическую обработку поверхностей с сохранением свойств упрочненного слоя.

Некоторые из технологий, для реализации которых используются плазменные источники электронов, показаны в таблице 8.1 [49, 58].

Таблица 9.1.

Параметры электронно-лучевого воздействия

Метод воздействия	Ускоряющее напряжение U_{ac} , кВ	Плотность мощности q , Вт/м ²	Время воздействия τ , с	Толщина упрочненного слоя h , твердость (микротвердость)	Обрабатываемые материалы
Закалка из твердого состояния	10–150	10^7	0,1–10	$h=30$ мкм–200 мкм HRC 57...68 (стали), HRC 50 (Ti-сплавы)	Конструкционные и инструментальные стали, чугуны, Ti-сплавы
Закалка из жидкого состояния	10–500	10^7 – 10^{10}	10^{-5} –10	$h=10$ мкм – 10 мм HV 1100, HRC 69 (стали, чугуны), HV 470 (сплавы), $H_{\square}=6$ ГПа (сплавы)	Стали, чугуны, Ti-, Al-, Cu-сплавы

Оплавление в режиме рафинирования	10–60	$5 \cdot 10^6 - 2,5 \cdot 10^7$	$1 - 10^2$	$h = 1 - 10$ мм	Стали
Наплавка и поверхностное легирование	10–1000	$10^7 - 5 \cdot 10^{13}$	$10^{-8} - 10$	$h = 0,01 - 10$ мм	Основа – углеродистые и легированные стали, Ti-, Al-, Cu-сплавы
Обработка металлов и сплавов с предварительно нанесенными покрытиями	10–500	$10^7 - 10^9$	$10^{-3} - 10$	h соответствует толщине покрытий (10 мкм–2 мм и более), износостойкость возрастает в 5 раз, адгезионная прочность – на порядок	Основа – стали, Ti-сплавы
Аморфизация поверхности	25–80	$10^9 - 10^{13}$	$10^{-3} - 10^{-8}$	$h = 10$ нм – 400 мкм	Стали, сплавы

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 8

1. Шиллер З., Гайзиг У., Панцер З. Электронно-лучевые технологии. – М.: Энергия, 1980. – 528 с.
2. Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками / Под ред. Дж. М. Поута и др.; Пер. с англ. Н.К. Мышкина и др.; Под ред. А.А. Углова. – М.: Машиностроение, 1987. – 424 с.
3. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник / Н.Н. Рыкалин, А.А. Углов, П.В. Зуев, А.Н. Кокора – М.: Машиностроение, 1985. – 496 с.
4. Электронно-лучевая сварка / О.К. Назаренко, А.А. Кайдалов, С.Н. Ковбасенко и др.; Под ред. Б.Е. Патона. – К.: Наукова думка, 1987. – 256 с.
5. Шипко А.А., Поболь И.Л., Урбан И.Г. Упрочнение сталей и сплавов с использованием электронно-лучевого нагрева. – Мн.: Навука і тэхніка, 1995. – 280 с.
6. Использование электроннолучевого сварочного оборудования для поверхностной обработки / В.Я. Браверман, Д.А. Скурихин, В.Ф. Шабанов и др. // Свароч. производство. – 1996. – №12. – С. 31–33.
7. Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов. – М.: Атомиздат, 1977. – 145 с.
8. Новиков А.А. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 96 с.
9. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейндель, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 212 с.
10. Компенсация объемного заряда в плоском газонаполненном диоде / В.А. Гордин, Я.И. Лондер, И.О. Сибиряк, К.Н. Ульянов // РТ и Э. – 1984. – Т. 29, вып. 4. – С. 774–780.
11. Экспериментальное исследование электронно-оптической системы с плазменным анодом / М.А. Завьялов, Л.А. Неганова, П.Ф. Тезиков, В.Н. Цхай // РТ и Э. – 1984. – Т. 29, вып. 4. – С. 757–764.
12. Биполярный диод с плазменным анодом / О.Н. Азарова, М.А. Завьялов, Л.А. Неганова, В.Н. Цхай // РТ и Э. – 1987. – Т. 32, вып. 10. – С. 2200–2207.
13. Пучково-плазменные процессы в электронно-лучевой аппаратуре промышленного применения//Сб. науч. тр. ВЭИ/ Под ред. В. И. Переводчикова. – М.: ВЭИ, 1994.
14. Проблемы электронно-оптических систем для перспективных пучково-плазменных приборов СВЧ/ М. А. Завьялов, В. И. Переводчиков, В. А. Сыровой // Прикладная физика, – 2000, – № 2, – С.

122-132/

15. Бугаев С.П., Крейнделъ Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.
16. Плазменный электронно-ионный источник для термической модификации поверхностей материалов / Д.А. Антонович, Ю.П. Голубев, В.Г. Залесский, А.Г. Маняк // Теоретические и технологические основы упрочнения и восстановления изделий машиностроения: Сб. науч. трудов / Под ред С.А. Астапчика, П.А. Витязя. – Мн.: Технопринт; Новополоцк: ПГУ, 2001. – С.369–372.
17. Исследование многосторонней накачки мощных газовых лазеров электронными пучками / В. В. Рыжов, И. Ю. Турчановский, С. Б. Шемякина, Томск, ТНЦ СО АН СССР 1991.
18. Газовые лазеры/ Хьюстис Д. Л., Чантри П. Дж., Виганд В. Дж., [и др.]. - М.: Мир, 1986. - 548 с.
19. Теория и расчет электронных пучков/ Дж. Р. Пирс. Под ред. М.В. Цехановича - М.: Сов. радио, 1956. - 217 с.
20. Месяц Г.А. Этоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000. – 240 с.
21. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. – Новосибирск: Наука, 1984. – 256 с.
22. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Формирование субмикросекундных низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т. 14, вып. 5. – С. 413–416.
23. Абдуллин Э.Н., Заславский В.М., Логинов С.В. Формирование микросекундных электронных пучков с плотностью тока $10\text{--}50\text{ А/см}^2$ в вакуумном диоде // ЖТФ. – 1991. – Т. 61, вып. 6. – С. 207–209.
24. Самойлов В.Н., Коренев С.А., Самошкин А.М. Информационное обеспечение технологического процесса разложения токсичных соединений // Сообщения объедин. ин-та ядерных иссл., Р10-2000-313. – Дубна, 2000. – 27 с.
25. Мельник В.И., Новиков А.А. Холодные катоды источников электронов высоковольтного тлеющего разряда // Плазменная эмиссионная электроника: Материалы I Всесоюз. совещ. / АН СССР. Сиб. отд. – Улан-Удэ, 1991. – С. 117–122.
26. Новиков А.А. Управление плотностью тока электронных пучков большого сечения в источниках электронов высоковольтного тлеющего разряда // Плазменная эмиссионная электроника: Материалы I Всесоюз. совещ. / АН СССР. Сиб. отд. – Улан-Удэ, 1991. – С. 123–124.
27. Груздев В.А., Залесский В.Г. Газоразрядная структура и ее характеристики для плазменного источника электронов с высокой яркостью пучка // Физика плазмы и плазменные технологии: Материалы

2-й Междунар. науч. конф., Минск, 15-19 сент. 1997 г. – Мн., 1997. – Т. 1. – С. 44–47.

28. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. – Екатеринбург: Наука, 1993. – 149 с.

29. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В.Л. Галанский, В.А. Груздев, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // Изв. ВУЗов. Физика. – 1992. – Т.35, № 5. – С. 5–23.

30. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V L Galansky, V A Gruzdev, I V Osipov and N G Rempе // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – Vol. 27. – P. 953 – 961.

31. Формирование эмиссионного тока в плазменных эмиттерах электронов/ Груздев В.А., Залесский В.Г.// Прикладная физика 2009, – № 5 – С.87-92.

32. Бугаев С.П., Крейнделъ Ю.Е., Щанин П.М. Техника получения высокоэнергетических электронных пучков с большим поперечным сечением (обзор) // ПТЭ. – 1980. – № 1. – С. 7–24.

33. Электронная пушка непрерывного действия с плазменным катодом большой площади / Ю.Е. Крейнделъ, В.Я. Мартенс, В.Я. Съедин, С.В. Гавринцев // ПТЭ. – 1982. – №4. – С. 178–180.

34. Плазменный источник электронов: патент №7573 Респ. Беларусь, МПК 7 Н 01J 37/077, 3/00 / В.А. Груздев, В.Г. Залесский// Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2005. – № 4 (47). Ч1 – С. 240.

35. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, Д.А. Антонович, Ю.П. Голубев // ИФЖ. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166–170.

36. Universal plasma electron sources/ Grusdev V.A., Zalesski V.G., Antonovich D.A., Golubev Yu. P. //Vacuum. – 2005. – V. 77. P. 399–405.

37. Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. – М.: Энергия, 1969. – 184 с

38. Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005.– 216 с.

39. Peculiarities of plasma electron sources operation at high pressures/ Zalesski V. G., Antonovich D.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. –40. 7771-7777.

40. Блок питания разряда плазменного источника электронов / Д.А. Антонович [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2006. – №5 – С 130 – 132.

41. Метель А. С. Плазменный источник электронов с секционированным холодным полым катодом // ПТЭ. 1987. Вып. 1. С. 164 – 167.

42. Разработка и применение источников интенсивных электронных

пучков: Сб. науч. тр. / Под ред. Г.А. Месяца – Новосибирск. – Наука, 1976. – 191 с

43. Царев Б.М. Расчет и конструирование электронных ламп. – М.: Энергия, 1967. – 671 с.

44. Zalesski V.G., Rusetski I.S. Ways of the plasma electron sources operation // Proc. VI Intern. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk (Belarus), 2009. – Vol. I. – P. 173–176.

45. Stanley Humphries, Jr. Charged Particle Beams. – John Wiley and Sons, New York, 2002. – 819 p.

46. Программно-аппаратный комплекс для диагностики электронно-оптических систем и пучков заряженных частиц / Груздев В.А. [и др.] // Приборы и техника эксперимента (Россия). – 2009. – №2 – с 177 – 178

47. Способ и устройство для диагностики электронно-оптических систем плазменных источников электронов / Груздев В.А. [и др.] // Минск: Доклады БГУИР. – 2009. – №1 (39). – С. 71–77

48. Жирков И.С., Бурдовицин В.А, Оке Е.М. О влияния продольного магнитного поля в ускоряющем промежутке на предельные параметры плазменного источника электронов в форвакуумной области давлений. // Журнал технической физики, 2007, том 77, выпуск 9, С. 115-119

49. Белюк С.И., Осипов И.В., Ремпе Н.Г. Промышленное применение электронных источников с плазменным эмиттером // Изв. ВУЗов. Физика. – 2001. – Т. 44, № 9. – С. 77–84.

50. Антонович, Д.А. Эмиссионные свойства плазменного эмиттера электронов / Д.А. Антонович, В.А. Груздев, В.Г. Залесский // Вестн. Полоц. гос.ун-та. Сер. С: Фундаментальные науки. – 2008. – № 9. – С.114 – 123.

51. Бондарев А.А., Скрябинский В.В. Влияние параметров развертки электронного пучка на характеристики сварных соединений алюминиевых сплавов // Автоматич. сварка. – 1987. – № 12. – С. 57–62.

52. Управление распределением плотности мощности электронного пучка по его сечению / Ю.Н. Ланкин, А.А. Бондарев, Е.Н. Байштрук, В.В. Скрябинский //Автоматич. сварка. – 1985. – № 6. – С. 12–15.

53. Параметры плазмы в экспандере электронного эмиттера с дуговым контрагированным разрядом / А.Ф. Злобина, Г.С. Казьмин, Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейнделъ // ЖТФ. – 1980. – Т. 50, вып. 6. – С. 1203–1207.

54. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. II / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Тюрюканов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 687–693.

55. Электронно-лучевая наплавка в вакууме: оборудование, технология, свойства покрытий / В.Е. Панин, С.И. Белюк, В.Г. Дураков и др. // Сварочное производство. – 2000. – № 2. – С. 34–38

56. Пантелеенко Ф.И., Снарский А.С. Исследование влияния электронно-лучевой обработки на эксплуатационные свойства

боросодержащего материала лезвийного металлорежущего инструмента // Вісник ЖІТІ. – 2001 / Технічні науки. – С. 242–243.

57. Залесский В.Г., Снарский А.С., Сороговец В.И. Особенности электронно-лучевого воздействия на боросодержащие износостойкие наплавленные покрытия // Теоретические и технологические основы упрочнения и восстановления изделий машиностроения: Сб. науч. трудов / Под ред С.А. Астапчика, П.А. Витязя. – Мн.: Технопринт; Новополоцк: ПГУ, 2001. – С.378–381.

58. Возможности и перспективы использования плазменных источников электронов для реализации электронно-лучевых технологий в машиностроении / Груздев В.А., Залесский В.Г., Голубев Ю.П., Антонович Д.А. // Тяжелое машиностроение (Россия) № 9. – 2004г. – С. 25–32.

59. Закономерностей электронно-лучевого воздействия на боросодержащие материалы и принципов оптимизации электронно-лучевого оборудования для технологии упрочнения и восстановления. Пантелеенко ф.И., Груздев В.А. и др. М Технопринт: 2005. – 120 с.

9 ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ

Обработка материалов электронным пучком основана на использовании кинетической энергии свободных электронов, разгоняемых высоким напряжением до скоростей в десятки и сотни километров в секунду. При соударении электронов с обрабатываемой поверхностью происходит их резкое торможение, и кинетическая энергия движения преобразуется в тепловую, что вызывает интенсивный локальный нагрев поверхности. Степень нагрева определяется скоростью движения электронов, их концентрацией, временем взаимодействия электронов с обрабатываемой поверхностью и физико-химическими свойствами нагреваемых материалов.

Электронный пучок – это поток электронов, движущихся по близким траекториям в одном направлении, имеющих размеры, значительно большие в направлении движения, чем в поперечной плоскости.

Электронному пучку присущи следующие характерные особенности:

- малый диаметр. Для осуществления термических процессов изготовления ИС электронные пучки можно фокусировать от долей микрометров до десятков миллиметров, при нетермических процессах – до 0,5 нм. Теоретически электронный пучок может иметь диаметр 0,01 нм;

- высокая плотность концентрированной энергии. Высокая концентрация электронов в пучке малого диаметра даёт возможность получать удельные мощности порядка $10^8 - 10^9$ Вт/см²;

- большая скорость модуляции мощности. Подачей отрицательного напряжения на управляющий электрод можно изменять время воздействия пучка на обрабатываемое изделие в очень широком диапазоне: от долей микросекунд до непрерывного режима;

- высокая маневренность перемещения с помощью электрических и магнитных полей. Используя программное управление, пучок можно перемещать по подложке со скоростью выше 100 м/с практически по любому запрограммированному закону;

- чистота в процессе обработки благодаря использованию вакуума.

Электронно-лучевую обработку используют для сварки, размерной обработки металлов, их испарения, очищающей плавки и других целей. Перечисленные процессы выполняют в специальных установках, изготовленных по сходным схемам, основным блоком которых является электронно-лучевая пушка (рисунок 9.1).

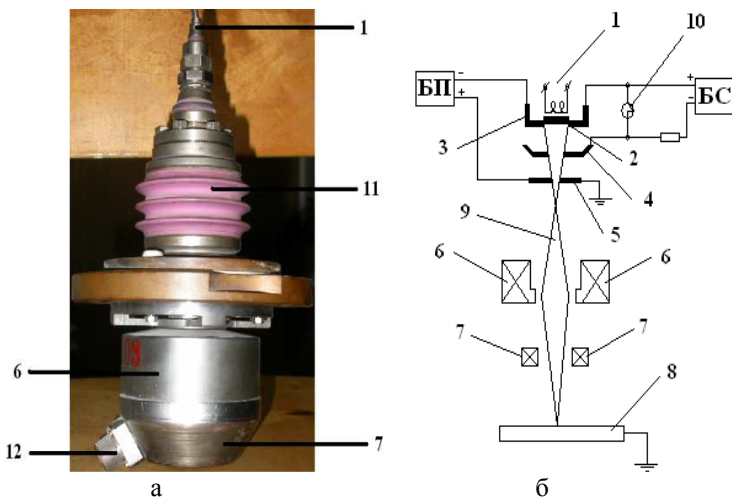


Рисунок 9.1 – Внешний вид (а) и структурная схема (б) электронно-лучевой пушки: 1 – катодный узел с косвенным подогревом таблетки из гексаборида лантана 2; 3 – прикатодный электрод; 4 – управляющий электрод; 5 – анод; 6 – фокусирующая катушка; 7 – отклоняющая катушка; 8 – обрабатываемое изделие; 9 – электронный пучок; 10 – вакуумный выключатель; 11 – высоковольтный изолятор; 12 – разъём электропитания фокусирующей и отклоняющей катушек; БП – блок питания; БС – блок смещения

С помощью электронного пучка можно осуществлять следующие термические и нетермические процессы при изготовлении ИС.

Выращивание монокристаллов с использованием электронно-лучевого нагрева позволяет с высокой точностью поддерживать температуру расплава, доводить её до любой требуемой величины и получать монокристаллы, однородные по составу, приемлемых геометрических размеров.

Электронно-лучевая полировка поверхности происходит без съёма материала и основана на поверхностном оплавлении выступов и впадин полируемого материала с последующей его кристаллизацией. Для неглубокого оплавления электронный пучок можно сканировать по поверхности или перемещать подложку под неподвижным пучком либо осуществлять то и другое вместе. Кроме того, электронный пучок можно сформировать из протяжённых прямонакальных или подогревных катодов. Например, полировку поверхности кремниевых подложек до 13-го класса чистоты осуществляют при скорости перемещения подложки относительно пучка ~ 100 см/с, ширине ленточного пучка ~ 40-80 мм, толщине пучка ~

0,2-0,5 мм, удельной мощности $\sim (1,25-2,5) \cdot 10^4$ Вт/см², вакууме $(1,33-6,65) \cdot 10^{-3}$ Па, предварительном нагреве подложки до $\sim 1073-1123$ К. Этот метод требует тщательного выбора режимов полировки и последующего отжига подложки. Высокие градиенты температур по подложке могут привести к возникновению термических напряжений, вызывающих образование дислокаций, микротрещин и двойников при охлаждении подложек.

Полировка деталей сложной формы является трудоемкой задачей. Использование импульсного электронного пучка позволяет существенно ее упростить и ускорить процесс полировки в десятки раз. Кроме того, важным моментом является то, что при электронно-лучевой полировке, в отличие от большинства методов полировки, не происходит расходования материала обрабатываемой поверхности и не используется абразив. Использование же абразива не всегда допускается, поскольку он часто внедряется в полируемую поверхность, где и остается в виде включений и вызывает нарушение титанового образца слоя. На рисунке 9.2 изображена поверхность титанового образца до и после обработки электронным пучком. Видно, что благодаря облучению шероховатость поверхности заметно уменьшилась, т.е. произошла ее электронно-пучковая полировка.

Очистка поверхности подложек электронным пучком происходит следующим образом. При соударении электронов с загрязнениями последние удаляются частично за счёт разрыхления, выброса, ионизации примесей и окислов, а оставшиеся – по мере повышения температуры подложки. При 1473-1573 К на поверхности подложки протекает реакция $\text{SiO}_{2\Gamma} + \text{Si}_\Gamma \leftrightarrow 2\text{SiO}_\Gamma$. Образовавшееся соединение SiO_Γ является летучим. Однако при давлении $10^{-2} - 10^{-4}$ Па в камере находится значительное количество кислорода, поэтому, если процесс длительный, реакция протекает в прямом и обратном направлениях с одинаковой скоростью. Для удаления окисного слоя кремния при указанном давлении реакцию необходимо сдвинуть резко в прямом направлении, что достигается быстрым электронно-лучевым нагревом и сканированием пучка по поверхности подложки.

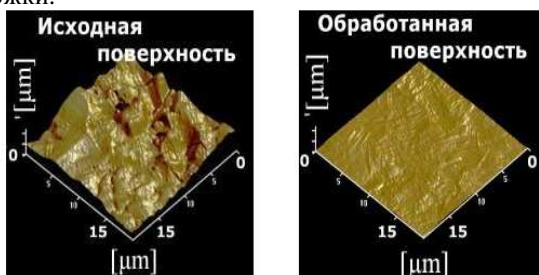


Рисунок 9.2 - Изображение поверхности титанового образца до и после электронно-лучевой обработки [1]

Известны многочисленные методы *испарения однокомпонентных и многокомпонентных материалов* электронным пучком, при этом его удельная мощность обычно находится в пределах $10^2 - 10^5$ Вт/см²[2,7,9].

Для получения микро- и наноразмеров, а также подгонки номиналов резисторов используют *микрофрезерование* электронным пучком. Применяя электронный пучок диаметром $< 0,1$ мкм, можно изготовить элементы субмикронных размеров. Микрофрезерование электронным пучком успешно используют для подгонки номиналов тонкоплёночных резисторов с точностью до 0,1-0,5%. Электронным пучком также можно сверлить отверстия малых диаметров (от 1 до 30 мкм) и сложной формы в различных материалах [7].

Недостатком размерной обработки электронным пучком является то, что в обрабатываемом материале вблизи рабочей зоны при непрерывной бомбардировке электронами возрастает температура, которую можно ограничить путём использования импульсной обработки [7,9].

В последнее время в практике *перекристаллизации* наиболее широко распространилось применение электронного луча. Электронный луч имеет практически неограниченные возможности по вариации профиля сечения пучка и глубины сосредоточения мощности относительно поверхности слоя. Общие требования к лучевым методам в эпитаксии заключаются в возможности менять форму луча для обеспечения температурного рельефа [3].

Перекристаллизацией слоёв можно выращивать монокристаллические слои на подложках с ориентирующей и неориентирующей структурами. При этом на подложки в вакууме наносится поликристаллический слой, который впоследствии оплавляется электронным пучком (рисунок 9.3).

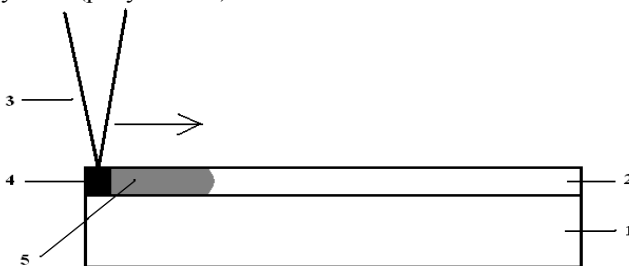


Рисунок 9.3 – Схема процесса перекристаллизации поликристаллического слоя электронным пучком

Процесс перекристаллизации происходит следующим образом: первоначально создаётся область расплава 4, которая при уходе электронного пучка 3 кристаллизуется, а новые участки 5

поликристаллического слоя 2 расплавляются по мере продвижения пучка 3 вдоль поверхности подложки 1 с поэтапной кристаллизацией. Оплавление слоя осуществляется в основном сканирующим линейным или точечным электронным пучком при предварительном подогреве подложки.

Получение эпитаксиальных слоёв кремния и гетероэпитаксиальных слоёв (ГЭС) германия на монокристаллической кремниевой подложке возможно следующим образом. После напыления слой германия подвергают перекристаллизации путём оплавления электронным пучком, который предварительно разворачивают в линию частотой 500-600 Гц и перемещают по поверхности слоя со скоростью 5-100 мм/с.

Увеличение удельной мощности нагрева электронным пучком приводит к росту зёрен слоя палладия от 20-25 до 100-120 нм. Это свидетельствует о том, что электронный пучок можно использовать не только для перекристаллизации полупроводников, но и для изменения свойств металлических слоёв.

Получение р-п-переходов (микролегирование, микросплавление) происходит следующим образом. На окисный слой, находящийся на полупроводниковой подложке, наносят сплошной слой легирующего материала, а области создания р-п-переходов обрабатывают остросфокусированным электронным пучком. При этом происходит локальное расплавление легирующей примеси, окисного слоя и кремния. Легирующая примесь перемещается в расплавленный кремний и образует область с типом проводимости, противоположным типу проводимости кремниевой подложки. Между этой областью и подложкой появляется р-п-переход. Путём впавления тонких слоёв, навесок и проволок малого диаметра в подложку образуются области противоположного типа проводимости. При использовании импульсной обработки поверхность расплавленной зоны кристаллизуется и при определённых режимах образуются микронеровности пикообразной структуры.

С помощью электронного луча можно вызвать *ускорение процессов диффузии*. Локальная обработка полупроводниковых пластин остросфокусированным электронным пучком вызывает интенсивное образование дефектов ($\sim 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-2}$), которые существенно влияют на диффузионные свойства материала. Исследования проводили на пластинах кремния р- и n-типа проводимости. В качестве диффундирующих примесей использовали медь, цинк, бор, алюминий и фосфор. Результаты исследований показали, что коэффициент диффузии по электронно-лучевым дефектам на несколько порядков выше, чем в бездефектных областях[7].

Подсоединение выводов микросваркой и микропайкой и *сваркой* электронным пучком позволяет формировать надёжные контактные соединения. Контакт получается прочным и выдерживает многократный

перегиб у места сварки. Сущность данного процесса состоит в использовании кинетической энергии электронов, движущихся в высоком вакууме с большой скоростью. При бомбардировке электронами поверхности металла подавляющая часть кинетической энергии электронов превращается в теплоту, которая используется для расплавления металла[4]. Физическая картина внешних явлений, проявляющихся при действии электронов на металл, состоит из рентгеновского излучения, теплоизлучения, возникновения отраженных, вторичных электронов, испарения металла в виде атомов и ионов металла. Схема данных явлений изображена на рисунке 9.4

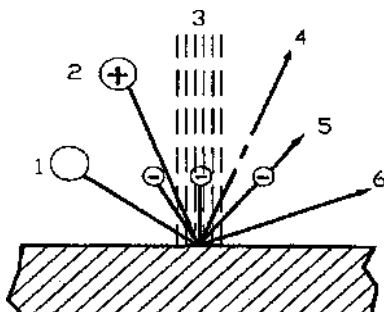


Рисунок 9.4 - Физическая картина явлений при облучении электронами вещества: 1 – атомы металла; 2 – ионы; 3 – пучок электронов; 4 – рентгеновское излучение; 5 – отражённые и вторичные электроны; 6 – тепловое и световое излучение[4]

Характерные значения параметров сварочных электронных пучков:

- минимальный радиус пучков 0,1... 1 мм;
- энергия 10...200 кэВ;
- мощность - до 120 кВт.

При сварке электронным пучком формируется узкий и глубокий шов. Глубина проплавления достигает 200...400 мм, а отношение глубины проплавления к средней ширине шва составляет 20..30 [4].

Герметизация корпусов позволяет формировать прецизионные швы любой конфигурации – прямоугольные, кольцевые, круговые, а также швы неправильной формы без ограничения габаритов корпуса. Сварка импульсным электронным пучком в вакууме позволяет получать герметичные швы практически любых сочетаемых металлов и сплавов и значительно меньше расходовать электрической энергии, чем при других способах сварки.

Установка электронно-лучевой сварки корпусов состоит из вакуумной системы с диффузионным насосом, электронно-лучевой пушки, внутрикамерной оснастки, системы компьютерного управления.

Эмиссионная система сварочной электронно-лучевой установки формирует пучок электронов мощностью до 1 кВт при ускоряющем напряжении 50 кВ. Потенциал запирающего — 1000 В. При потенциале запирающего 200—300 В ток пучка составляет 10—20 мА. Диаметр пучка в плоскости обработки составляет 0,2 мм. Плотность мощности в пучке при этом достаточна для сварки корпусов из комбинации различных металлов (например кобальта и меди) с толщиной стенки до 0,1 мм [5].

Использование *бесконтактных методов контроля* на основе электронного пучка даёт возможность достаточно легко контролировать параметры ИС бесконтактным методом. Электронный пучок позволяет измерять потенциал и наблюдать распределение зарядов на поверхности твёрдого тела, определять ширину р-п-перехода и концентрацию примесных атомов, измерять удельное сопротивление материалов, время жизни неосновных носителей, вычислять контактную разность потенциалов и работу выхода металлических поверхностей [7,9].

При *электронно-лучевой литографии* сфокусированным электронным пучком формируют топологию элементов ИС. В качестве резистов при этом могут использоваться как обычные фоторезисты, так и кремнийорганические соединения [6].

Применяется и непосредственная обработка двуокиси кремния и нитрида кремния сфокусированным электронным пучком. При химической обработке скорость травления участков SiO_2 и Si_3N_4 , подвергнутых воздействию электронного пучка, примерно в три раза выше необлученной поверхности. Это позволяет получить окна в двуокиси кремния для последующей диффузии без применения фотолитографии.

Нетепловое воздействие электронного пучка на химические соединения позволяет получать тонкие слои, которые могут найти применение в микроэлектронике. Полимеризация органических соединений с помощью электронного пучка, происходящая вследствие разрыва определённых связей между атомами и перестройки диссоциированных молекул, позволяет создавать диэлектрические слои тонкоплёночных конденсаторов заданной конфигурации. Примерные режимы полимеризации: ускоряющее напряжение 25 кВ, плотность тока пучка $5 \cdot 10^{-3}$ А/см² [7].

Широкое применение нашёл электронный пучок при исследовании состояния структуры методами электронной микроскопии, электронографии, рентгеновского микроанализа с электронным зондом, растровой микроскопии и т.д. Идея сканирующей электронной микроскопии состоит в том, что поверхность образца сканируется электронным пучком, создаваемым внешним источником под напряжением порядка нескольких десятков киловольт. Отклонение пучка осуществляется магнитным полем, создаваемым электрическим током в катушках.

Облучаемая при сканировании поверхность начинает излучать либо так называемые вторичные электроны, либо кванты света, которые регистрируются, усиливаются, преобразуются по интенсивности и т.п., после чего подаются на экран электронно-лучевой трубки, создавая видимое изображение поверхности. В электронографах (как и в электронных микроскопах) формируется узкий пучок ускоренных электронов. Он направляется на объект и рассеивается им, дифракционная картина (электронограмма) либо фотографируется, либо регистрируется электронным устройством. Основными вариантами метода являются дифракция быстрых электронов (ускоряющее напряжение от 30-50 кВ и более) и дифракция медленных электронов (ускоряющее напряжение от нескольких вольт до немногих сотен вольт)[8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 9

1. Технологии ООО «Микросплав»: Электронно-пучковая полировка [Электронный ресурс]/ Режим доступа к ресурсу: http://microalloy.ru/html/Technol_el_lu4_ru.htm
2. Локтев, Д., Ямашкин, Е. Методы и оборудование для нанесения износостойких покрытий / Д. Локтев, Е. Ямашкин // Наноиндустрия. 2007, № 4. – С. 18–24.
3. Технология материалов и изделий электронной техники. Учебное пособие/ Л.Н. Орликов – Томск: ТГУСУиР, 2006. – с. 58 – 60.
4. Электронный луч в технологии [Электронный ресурс]/ Режим доступа к ресурсу: http://revolution.allbest.ru/manufacture/00025275_0.html
5. Козлов, А.Н. Вакуумное технологическое оборудование для производства изделий микрофотоэлектроники /А.Н. Козлов, И.С. Гайдукова, А.У. Уваев, А.В. Щербаков, А.М. Филачев// Прикладная физика, 2006, №3. – с. 32-37.
6. Тимофеев, А. Литография высокого разрешения в технологии полупроводников [Электронный ресурс] / Режим доступа к ресурсу: www.surbor.com/info.
7. Технология интегральных схем/ А.П. Достанко – Минск: ВШ, 1982. – с.43-49.
8. Наноматериалы и нанотехнологии / В.М. Анищик, В.Е. Борисенко, С.А. Жданок, Н.К. Толочко, В.М. Федосюк – Минск: Издательский центр БГУ, 2008. – с.62-76.
9. Панфилов, Ю. Нанесение тонких плёнок в вакууме / Ю. Панфилов // Технологии в электронной промышленности. 2007, №3. – с.76-80.

10 УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ПРОЦЕССЫ И СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОСОЕДИНЕНИЙ В ИЗДЕЛИЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

10.1 Микросварка проводников методом “шарик–клин”

Проволочный монтаж широко применяется для сборки микроэлектронных изделий, что объясняется высокой автоматизацией, универсальностью по отношению к различным технологическим вариантам производства и геометрическими размерами изделий. В связи с освоением изделий силовой микроэлектроники, рассчитанных на коммутирование токов до 50 А и более, микросварные соединения выполняют проводниками круглого сечения диаметром 200 мкм или плоскими ленточными перемычками (рис. 10.1).

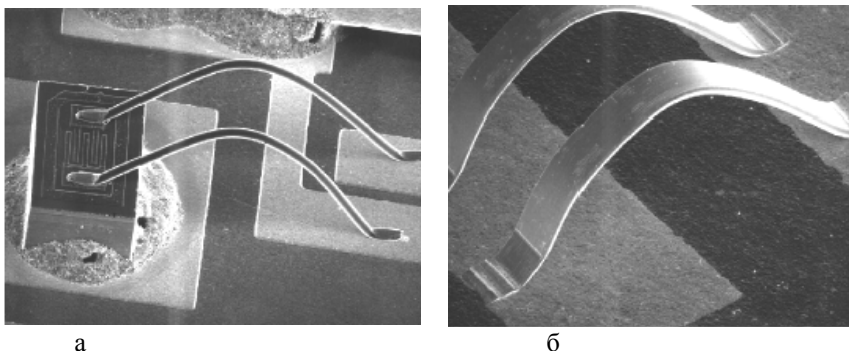


Рисунок 10.1 - Сварные соединения проводниками круглого и плоского сечения

Для формирования соединений проволочными и ленточными проводниками увеличенного сечения перспективны процессы с циклическим повышением усилия нагружения и температуры при термокомпрессионной сварке (ТКС), усилия нагружения и амплитуды колебаний при ультразвуковой сварке (УЗС) и совокупного воздействия этих факторов при термозвуковой сварке (ТЗС) [1]. При ТКС соединение формируется в твердом состоянии при контролируемой диффузии, относительно высоких удельных давлениях и нагреве до температуры ниже температуры образования жидкой фазы соединяемых материалов. Поскольку в обычных условиях реальные поверхности свариваемых материалов покрыты оксидными пленками, то образование прочного сварного соединения может произойти при условии деформации в зоне контактирования. Деформация обеспечивает механический контакт

соединяемых материалов и разрушение оксидных и адсорбированных поверхностных пленок.

В качестве материалов выводов используются только высокопластичные металлы (алюминий, золото, серебро, медь), присоединение которых может осуществляться при температуре до 320 °С, что несколько ниже температуры образования дислокации в полупроводниках (для кремния $T_{\text{дис}} = 450$ °С).

Основными параметрами ТКС являются: усилие сжатия (давление P), температура нагрева, длительность выдержки под давлением. Значение давления выбирается в зависимости от механических свойств материала проводника и распределения напряжений на стадии завершения деформации [2]:

$$P = A \frac{1+f}{1-\varepsilon} \sigma_T dD, \quad (10.1)$$

где A – коэффициент, характеризующий изменение напряжений при деформации проволоки; f – приведенный коэффициент трения между инструментом, проволокой и подложкой; ε – относительная деформация; σ_T – предел текучести материала проволоки при температуре деформации; d – диаметр проволоки; D – диаметр инструмента.

Значение деформации проводника находится в пределах 40–80% в зависимости от условий деформации и формы торца инструмента. Рекомендуемые режимы ТКС: нагрев рабочей зоны 300–350°С, сила сжатия 0,2–1,5 Н, время 0,1–1,0 с.

Наиболее эффективным при ТКС является одновременный нагрев прибора и инструмента, так как он позволяет обеспечить точное поддержание температуры в зоне сварки. Установлено, что при температурах более 360°С разрушение оксидной пленки при сварке происходит с последующим образованием интерметаллических фаз, богатых золотом. Последние имеют плохую адгезию с поверхностью оксида кремния, вызывают хрупкость соединения и снижают надежность контактов. Диффузионные процессы при образовании интерметаллических соединений способствуют появлению трещин и пор в контакте, образованию тройной эвтектики Si–Al–Au с невысокой температурой плавления. Полностью избежать этого можно, применив однородные материалы, например Al–Al.

При термокомпрессии "внахлестку" инструмент с усилием около 25 г прижимает золотую проволоку к нагретой до 300 °С контактной площадке кристалла на подложке. После приварки проволоки к внешнему выводу корпуса происходит ее отрезание с одновременным формированием "сапожка" для следующего присоединения. Метод применяют в технологии ИМС, где требуется присоединение проволоки к нескольким контактными

площадкам без ее обрыва. Недостатком метода является неприменимость для приварки плоских проводников, так как при их деформации недостаточно течение металла в направлении плоскости контакта, что затрудняет образование соединений.

Для формирования соединений плоскими проводниками и проволочными проводниками большого диаметра применяют микросварку методом “шарик–клин”, который включает следующие этапы: формирование шарика, контактирование и предварительная деформация, УЗ или термическое воздействие. Процесс начинается с формирования шарика, который образуется в результате расплавления проволоки искровым разрядом между электродом разрядника и концом проволоки. При подаче высоковольтного маломощного импульса напряжением порядка 4 кВ на электрод разрядника между проволокой и электродом возникает искровой разряд. Температура возникающей плазмы вокруг проволоки достигает температуры плавления золотой проволоки (~1063°С) при токе разряда до 40 мА. При расплавлении конца проволоки силы поверхностного натяжения образуют шарик. Технически проще подавать на электрод положительный потенциал по отношению к проволоке (при этом она заземлена), поскольку катод при разряде всегда более «горячий». При таком способе ток разряда достигает в импульсе 10-15 мА, причем желательно, чтобы форма тока была спадающей, в противном случае возникает асимметрия образованных шариков относительно оси проволоки. При наблюдении формирования шарика с использованием положительной полярности в микроскоп можно увидеть, что сам шарик и проволока окружены плазмой толщиной около 50 мкм (рис. 10.2).

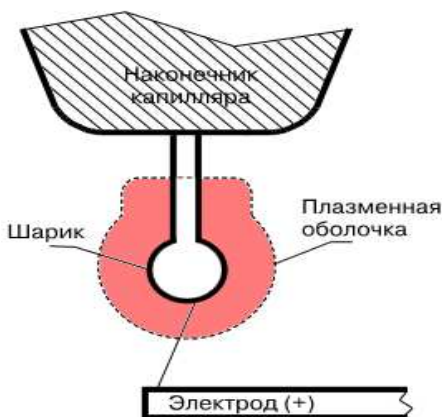


Рис. 10.2. Формирование шарика с положительной полярностью на электроде

От шарика плазма отстоит на удалении от конца капилляра 0,1–0,15 мм. Учитывая, что для образования шарика на проволоке диаметром 30 мкм нужна длина “хвоста” 0,2 мм [3], то при формировании шарика плазма может достигнуть торца капилляра, что сокращает срок службы капилляра от воздействия высокой температуры. Другой проблемой образования шарика при этой полярности является сильный отжиг перехода шарик-проволока и утонение проволоки, что может привести к обрыву перемычки во время цикла формирования.

Величина предварительной деформации играет определяющую роль в процессе сварки. При слишком сильной начальной деформации существенно изменяется кристаллическая структура металла подложки и самой проволоки, и соответственно, ухудшается качество сварного соединения. Для определения момента контактирования инструмента с поверхностью, в установке микросварки используется контактный датчик с программируемым усилием контактирования.

Микросварку методом “шарик–клин” применяют для соединения золотой проволоки с алюминиевыми и золотыми контактными площадками при нагреве подложки до 300°C и усилия до 50 г. Внешний вид первой (а) и второй сварки (б) золотой проволокой методом «шарик-клин» показан на рис. 10.3. Соединения, полученные этим методом отличаются большей прочностью и воспроизводимостью параметров.

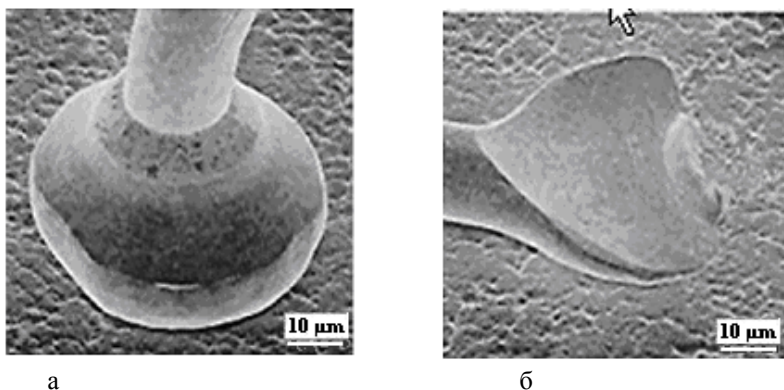


Рис. 10.3. Вид соединений в методе «шарик-клин»

10.2 Ультразвуковая и термовзвукковая микросварка ленточных выводов

При сборке мощных полупроводниковых приборов в корпусах ТО–220, ТО–218 применяют алюминиевую проволоку больших диаметров (от 100 до 500 мкм), а также ленточные перемычки, обеспечивающие протекание большой плотности тока. Для формирования соединений

такими проводниками эффективно применение УЗС и ТЗС [4]. К основным достоинствам УЗС следует отнести: возможность соединения широкой номенклатуры материалов и получение соединений материалов с окисленными поверхностями. При УЗС в то время как проволока находится под нагрузкой, механическое перемещение, или вибрация инструмента вызывает скачок уплотнения на алюминиевой контактной площадке. Распространение волнового фронта по проводнику обуславливает образование волнистой структуры посредством воздействия напряжения сдвига в контактной площадке перпендикулярно направлению вибраций (рис.10.4).

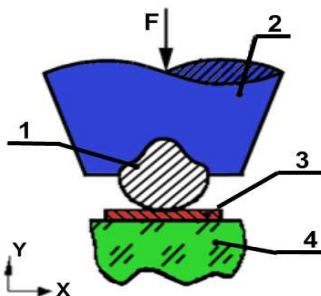


Рис. 10.4. Схема УЗ сварки: 1 – проволока; 2 – сварочный инструмент; 3 – контактная площадка; 4 – кристалл

До начала движения волнового фронта УЗ энергия поглощается проводником, при этом он размягчается и под действием нагрузки течет, разрывая поверхностный оксид и оставляя незащищенную свежую поверхность, которая быстро сваривается. Соединение образуется в тороидальной области вокруг центра контактной площадки и проводника внутри области волнистой структуры [5].

Образование сварного соединения определяется, с одной стороны, колебательной скоростью, давлением сварочного наконечника и временем сварки. С другой стороны, механизм сварки определяется свойствами свариваемых металлов и состоянием поверхности. Ввод энергии ультразвука в сопряженные на малом участке металлы вызывает повышение температуры в зоне их контакта, растрескивание твердых и выгорание жировых пленок, пластическое деформирование материала, интенсивную диффузию, рекристаллизацию и другие явления. Сварка сопровождается увеличением температуры в зоне сварки до 190°C при усилии сжатия до 2–2,5 Н. Это подтверждает предположение о том, что источником тепла при УЗС является трение между свариваемыми металлами при их перемещении [6].

Процесс УЗС в технологическом плане обусловлен следующими параметрами: мощностью УЗ системы, контактным давлением, амплитудой колебаний сварочного наконечника и временем сварки. Электрическая мощность, передаваемая от генератора к преобразователю, определяет амплитуду механических колебаний инструмента и величину сдвиговых напряжений в зоне сварки, под действием которых преодолевается первичное схватывание, вызванная сжатием соединяемых элементов.

Мощность, выделяемая в зоне контакта при УЗС равна:

$$P = 0,5(\omega A)^2 R_H, \quad (10.2)$$

где ω - круговая частота; A - амплитуда смещения торца сварочного инструмента; R_H - приведенное активное механическое сопротивление нагрузки, равное:

$$R_H = 0,64M_{тр} F / A, \quad (10.3)$$

где $M_{тр}$ - коэффициент трения; F - усилие сжатия соединяемых элементов. После преобразования (8.2) с учетом (8.3) получим:

$$P = 0,318\omega^2 A M_{тр} F. \quad (10.4)$$

При малых значениях амплитуды колебаний сварное соединение не образуется, поскольку сдвиговых напряжений не хватает для разрушения окисных пленок в зоне контакта, а при больших - в свариваемых элементах возникают усталостные процессы, приводящие к разрушению соединения.

Выбор частоты УЗ колебаний для микросварки основан на необходимости ограничения амплитуды колебаний, что уменьшает знакопеременные напряжения в соединяемых деталях и опасность разрушения соединений. Повышение частоты УЗ колебаний с 66 до 140 кГц дает возможность снизить величину амплитуды колебаний без изменения акустической мощности. Понижение амплитуды колебаний в свою очередь уменьшает знакопеременные напряжения в свариваемых материалах и опасность усталостного разрушения, вероятность которого велика при сварке тонких проводников.

Особенностью амплитуды колебаний инструмента является её зависимость от внешней нагрузки, которая изменяется как в течение цикла сварки, так и при переходе от сварки к сварке. Изменение внешней нагрузки выражается в изменении амплитуды колебаний инструмента в процессе сварки. Из этого следует, что изменение амплитуды колебаний в процессе сварки связано с прочностью сварного соединения.

Одним из основных параметров, влияющих на поглощение акустической мощности в зоне соединения при УЗС, является входной механический импеданс соединения. Его изменение в процессе микросварки приводит к рассогласованию с выходным импедансом ультразвуковой системы, что значительно снижает качество контактов

интегральных микросхем, поэтому важно определить зависимости входного механического импеданса соединений от режимов УЗС: длительности процесса и мощности подводимых колебаний, а также от режимов термообработки – температуры и времени отжига полученных контактов. Прямо измерить механический импеданс микросварных соединений трудно, поэтому представляют практический интерес методы косвенного его определения по электрическим параметрам соединений: контактному сопротивлению и индуктивности области стягивания линий тока в контакте.

Время УЗС определяется скоростью процессов разрушения оксидных пленок на соединяемых элементах и объемного взаимодействия материалов в твердой фазе. Оптимальное время схватывания материалов составляет 0,2–0,3 с, увеличение времени сварки лишь в течение 1,5 с приводит к изменению глубины зоны объемного взаимодействия за счет диффузионных процессов, однако столь длительное время воздействия УЗ колебаний может вызвать усталостное разрушение соединений. Предварительный подогрев свариваемых элементов различными методами уменьшает продолжительность воздействия ультразвука до 0,25 с и приводит к созданию более прочных соединений [7].

Статическая нагрузка на сварочный капилляр непосредственно влияет на усилие сжатия соединяемых элементов и определяет деформацию проволочного вывода, а в конечном итоге и стабильность сварного соединения. Для алюминиевой проволоки диаметром 35 мкм нагрузку на инструмент выбирают ориентировочно в диапазоне 2–4 Н. Важным технологическим фактором также является форма рабочей части инструмента. В связи с многообразием типоразмеров инструмента, предназначенного для выполнения различных технологических операций (пайки кристаллов, проволочного монтажа, групповой сварки), поиск места сопряжения инструмента с волноводом, чтобы не вызывать расстройки системы по частоте и ненужный вид колебаний, представляет определенную сложность.

Качество соединений определяется также и физико-химическими свойствами поверхностей соединяемых материалов. Изменение микрорельефа поверхности и структуры материалов, наличие оксидных и адсорбированных пленок дестабилизирует процесс микросварки, ухудшает качество и надежность сварных соединений, снижает производительность.

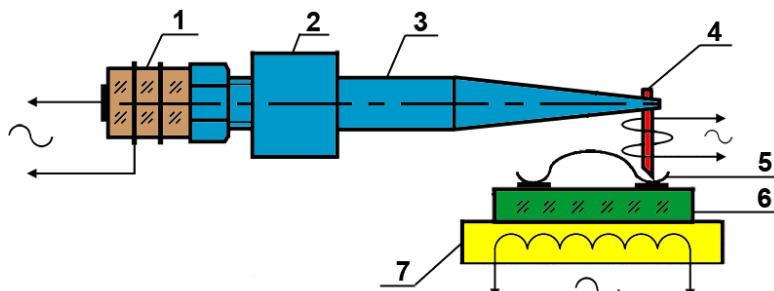
ТЗС находит все возрастающее применение при сборке изделий микроэлектроники. В ТЗС соединения формируются в результате совместного действия температуры, энергии ультразвуковых колебаний сварочного инструмента и усилия нагружения инструмента. Данный способ сварки как бы объединяет отдельные качества ТЗС и УЗС и дает хорошие соединения при существенном смягчении режимов сварки, прежде всего температуры. ТЗС используется в первую очередь при автоматизированной

сборке приборов, критичных к температурам свыше 200–250 °С [8]. К таким относятся быстродействующие приборы на арсениде галлия, заказные БИС и СБИС. Применим этот способ сварки и для сборки толстопленочных ГИС. Качественные, устойчивые к повышенным температурам (150°С в течение до 3000 ч) и термоциклированию (100 циклов при температурах – 55...+150°С) соединения золотой проволоки с медными печатными проводниками получаются ТЗС при температуре подложки 105–200°С. ТЗС широко применяют для сборки ИМС массовых серий с целью смягчения режимов и снижения критичности сварочного процесса к колебаниям качества соединяемых материалов [9] .

10.3 Ультразвуковые технологические системы микросварки повышенной частоты

Повышение частоты УЗ колебаний для сварки проводников рассматривается как прием, позволяющий снизить величину амплитуды колебаний без изменения акустической мощности. Понижение амплитуды колебаний в свою очередь уменьшает знакопеременные напряжения в свариваемых материалах и опасность усталостного разрушения. Следует предположить, что увеличение частоты колебаний позволит увеличить темп роста и значение температуры в зоне сварки и обеспечить процесс формирования соединений за меньшее время и при меньшей температуре нагрева изделия. В отечественном производстве использование УЗ систем повышенной частоты в диапазоне от 90 до 140 кГц берет начало с середины 90-х годов с освоением технологии «smart-card», когда необходимо было формировать соединения золотой проволокой методом «шарик-клин» контактных площадок кристаллов с площадками на ленте Heraeus (Германия) при температуре не более 140°С.

Основой любой установки УЗС является ультразвуковая система, включающая: ультразвуковой генератор (УЗГ) и ультразвуковой преобразователь (УЗП), преобразующий электрическую энергию в энергию механических колебаний. Конструкция УЗ технологической системы микросварки состоит из следующих составных частей (рис. 10.5): пьезоэлектрического вибратора 1, состоящего из 4-х или 6-ти пьезокерамических колец, стянутых между собой шпилькой с металлическими накладками; цилиндрического держателя (стакана) 2, закрепленного в узле волновода 3 и предназначенного для крепления УЗ системы в сварочной головке установки. На конце волновода закреплен микроинструмент 4 с помощью клеммного или торцевого зажима. Сечение волновода уменьшается к месту крепления микроинструмента, чем достигается необходимый коэффициент усиления механических колебаний.



1– УЗ преобразователь, 2–стакан, 3 –волновод, 4– инструмент, 5– микропроводник, 6– кристалл, 7– столик

Рисунок 10.5 - Схема термозвуковой системы микросварки.

Выбор частоты резонанса зависит от конструктивных размеров сварочных головок оборудования для возможности его модернизации. Использование повышенной ультразвуковой частоты (94 кГц) по сравнению со стандартной частотой (66 кГц) позволяет вести присоединение проводников при температуре нагрева изделия 100-180°C [3]. При необходимости возможно использование дополнительного нагрева микроинструмента, если не допускается нагрев изделия ниже 100°C.

В состав УЗ технологической системы микросварки входит пакетный пьезоэлектрический преобразователь, состоящий из 4-х колец пьезокерамики PIC-181 фирмы PI (Германия), волновод–концентратор из стали ШХ15, стальная и алюминиевая накладки. Зависимость резонансной частоты от размеров и свойств материала в УЗ преобразователе выражается формулой:

$$\frac{\omega l_c}{c_c} + \arctg\left(\frac{S_1 \rho_1 c_1}{S_c \rho_c c_c} \operatorname{tg} \frac{\omega l_1}{c_1}\right) + \arctg\left(\frac{S_2 \rho_2 c_2}{S_c \rho_c c_c} \operatorname{tg} \frac{\omega l_2}{c_2}\right) = \pi \quad (10.5)$$

где S_c , S_1 , S_2 – площади поперечного сечения пьезопакета, стальной и алюминиевой накладок соответственно.

Для сохранения спектра собственных частот и вида колебаний (в частности, изгибных) необходимо соблюдать условие:

$$\frac{\lambda}{d} > (8-10), \quad (10.6)$$

где λ - длина волны изгибных колебаний, d – максимальный диаметр сечения инструмента.

При работе УЗ технологической системы микросварки имеет место появление боковых частот, гармоник и субгармоник резонансной частоты. Периодический сигнал $U(t)$ с периодом $T=1/f$ можно представить рядом

Фурье:

$$U(t) = \frac{U_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} U_n \cos(n\omega_1 t - \varphi_n), \quad (10.7)$$

где U_0 – постоянная составляющая, представляет собой среднее значение сигнала

$$U_0 = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U(t) dt; \quad (10.8)$$

U_n – модуль амплитуды каждой гармоники:

$$U_n = (a_n^2 + b_n^2), \quad (10.9)$$

где

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U(t) \cos(n\omega_1 t) dt, \quad b_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U(t) \sin(n\omega_1 t) dt; \quad (10.10)$$

φ_n – фаза каждой гармоники

$$\varphi_n = \arctg(b_n / a_n). \quad (10.11)$$

Анализ спектра УЗ системы с резонансной частотой 66 кГц показал, что помимо резонансной частоты в нем содержатся следующие гармоники: 49,5 кГц (3/4), 82,5 кГц (5/4), 99,2 кГц (6/4), 132 кГц (2-я), 198 кГц (3-я), 264 кГц (4-я) и др.

Разработанная конструкция УЗ системы микросварки выполнена в классическом варианте с коэффициентом трансформации 2 и с частотой резонанса 94 кГц.

Для исследования распределения амплитуды и частот колебаний вдоль УЗ технологической системы микросварки применен бесконтактный виброметр PSV-400, который является наиболее передовым средством для бесконтактных измерений, визуализации и анализа колебаний различных конструкций. Виброметр PSV-400 представляет четвертое поколения систем сканирующей виброметрии компании Polytec (Германия). “Сердцем” является лазерный доплеровский виброметр – высокоточный оптический датчик для определения виброскорости и виброперемещения в заданной точке, принцип работы которого основан на эффекте Доплера и заключается в обнаружении смещения частоты света, отраженного от движущейся поверхности. Это дает возможность измерения частот от 0 Гц до 24 МГц и виброскорости от 0,02 мкм/с до 20 м/с.

В состав виброметра входят: контроллер OFV-5000, оснащенный

аналоговым и цифровым декодером скорости, измерительная головка, состоящая из сенсора виброметра OFV-505, высокоточного сканера и цветной видеокамеры с возможностью автофокусировки и 72-кратным увеличением и блок коммутации с кабелем длиной 10 м, промышленный персональный компьютер с операционной системой Windows® XP или Vista 64, Gigabit Ethernet, монитор 24" и штатив с поворотной-наклонной переходником.

При скорости сканирования до 30 точек/с диапазон сканирования составляет $\pm 20^\circ$ по осям X,Y; угловое разрешение $< 0.002^\circ$, угловая стабильность $< 0,01^\circ/\text{час}$.

Динамические характеристики УЗП проверялись на сканирующей лазерной системе мод. PSV-400 Polytec, предоставленной для теста компанией НОВАТЕСТ (Москва). Распределение амплитуды колебания вдоль сварочного инструмента, приведенное на рис. 10.6, показывает, что резонансная частота системы находится на уровне 66,2 кГц, а амплитуда колебаний инструмента составляет 1,0–1,5 мкм.

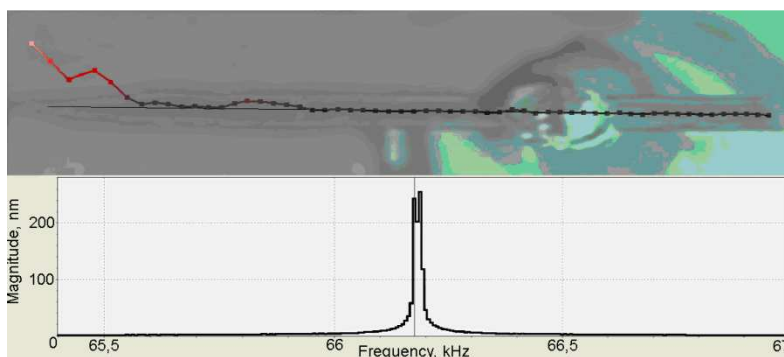


Рис. 10.6. Распределение амплитуды колебаний вдоль УЗ системы микросварки

Первый положительный опыт получен на автоматических установках типа ЭМ-4260 (частота УЗ системы 138 кГц), модернизированной установке ЭМ-4060П (частота 110 кГц) и ЭМ-4360 (110 кГц). Результаты тестов прочности выводов от частоты УЗ системы и времени сварки приведены на рис. 10.7.

Из рис. 10.7 следует, что максимальная прочность при стандартной частоте колебаний 66 кГц достигалась за 20 мС и температуре нагрева стола 220–240°C. Повышение частоты колебаний до 110 кГц обеспечило высокое качество и надежность соединений при температуре 120°C за меньшее время сварки.

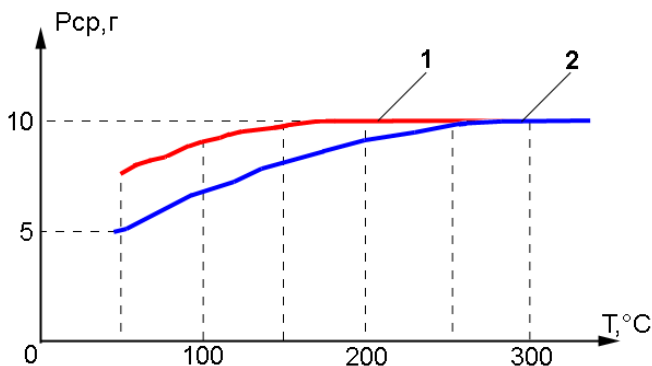


Рис. 10.7. Зависимости прочности выводов золотой проволоки диаметром 30 мкм от частоты УЗ-колебаний и времени сварки: 110 кГц, 15мс (1) и 66 кГц, 20 мс (2)

Особый интерес представляет сварка алюминиевых проводников при повышенной частоте УЗ колебаний. Внешний вид соединения алюминиевой проволоки диаметром 30 мкм к золоченой подложке показан на рис. 10.8. При разварке использовался микроинструмент фирмы K&S типа 4WA. Дополнительные тесты на разрывное усилие показали высокую прочность сварных соединений 11–14 г для проволоки диаметром 30 мкм с исходным разрывным усилием 20–21 г и относительным удлинением ~1%.

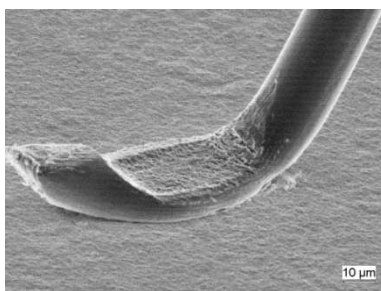


Рис. 10.8. Внешний вид сварного соединения алюминиевой проволокой диаметром 30 мкм на частоте 120 кГц

Полученные результаты позволяют сделать прорыв в технологии микросварки изделий электронной техники и модернизировать полуавтоматические установки ультразвуковой и термовзвучковой микросварки, придав им новые технологические свойства и возможности,

которые позволяют производить качественные присоединения микропроводников золотой и алюминиевой проволоки диаметров микропроводников (20–75 мкм) в широком диапазоне температур нагрева изделий (100–250°С) и ленточных перемычек размерами до 200 мкм.

10.4 Многофункциональное технологическое оборудование для монтажа ленточными и проволочными проводниками

В настоящее время в связи с повышением функциональной сложности микроэлектронных изделий и снижением серийности их производства наметилась тенденция разработки универсальных многофункциональных автоматизированных установках присоединения выводов. Разработанные УЗ и термозвуковые технологические системы используются в универсальной полуавтоматической установке типа ЭМ-4320 КБТМ–СО (рис. 10.9) [10], которая выполняется в следующих модификациях:

- ЭМ-4320-1 - для микровыводов из золотой проволоки диаметром 17–75 мкм методом ТЗС способом "шарик-клин",
- ЭМ-4320-2 - для микровыводов из алюминия и золота диаметром 25–100 мкм методами УЗ и ТЗС способом "клин-клин",
- ЭМ-4320-3 - для выводов из алюминиевой проволоки увеличенного диаметра от 80 до 500 мкм или ленточных перемычек размером до 200 мкм УЗ сваркой способом "клин-клин",
- ЭМ-4320-4 - для выводов из золота (меди, платины, палладия и др.) методом контактной сварки.



Рис.10.9. Установка сварки ЭМ-4320

На мировом рынке имеется широкий выбор настольных полуавтоматических установок, в том числе ведущих мировых производителей, таких как Kulicke & Soffa Industries (K&S) —лидера в области производства оборудования для микросварки проволочных выводов, Orthodyne Electronics и др.

Установки серии 4500 оснащены цифровой системой управления, способной хранить до двух сотен программ сварки и осуществлять расширенное управление машинами вплоть до программирования серии стежков разного типа и размеров. Основная область применения данных машин — мелкосерийное производство гибридных микросборок. Как правило, подобные изделия поступают на микросварку выводов уже после установки кристаллов в корпус, что часто требует выполнять сварку в глубоких полостях и колодцах. Для того чтобы обеспечить возможность сварки в таких местах, установки могут быть оснащены различными модификациями «глубокого» доступа с максимально допустимой глубиной 25,4 мм. Данные установки могут быть оснащены специальным инструментом для сварки плоской лентой, что особенно важно в силовой микроэлектронике, где существует необходимость в повышении значений максимально допустимого тока и предъявляются особые требования к жесткости соединения при одновременном сохранении прежних размеров корпуса.

Установки модели 4500 K&S обладают высокой универсальностью: можно выполнять сварку методами “шарик-клин” и “клин-клин” в одной установке без смены сварочной головки и установки программного обеспечения. Соответствующая программа управления вызывается из памяти программ. Однако, это возможно при разварке методом “клин-клин” при вертикальной подаче проволоки (подача под 90°). При стандартной подаче под углом 30°/45° необходимо установить соответствующий механизм отрыва – подачи.

Занять нишу на рынке установкам серии ЭМ-4320 позволяет адаптация функциональных возможностей и введение дополнительных опций под конкретные изделия заказчика. Сюда входит и рабочие столики и системы ТВ изображения и модификации программного обеспечения. В установке ЭМ-4320 используются быстросменные сварочные головки, но для перехода на другой тип сварки необходимо на плате контроллера заменить микросхему управляющего контроллера.

Требования к инструменту для УЗС с точки зрения надежности соединений формулируются следующим образом:

- форма и размеры инструмента должны обеспечивать эффективную передачу энергии УЗ колебаний;
- материал инструмента должен создавать минимальное затухание УЗ колебаний и не должен взаимодействовать с материалами проводников.

Для расчета длины инструмента УЗС используют уравнение Олсона [4]:

$$f = \frac{1,133\pi \cdot \kappa}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \frac{3,56k}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (10.12)$$

где f – частота; L – длина инструмента; E – модуль Юнга; k – радиус инерции поперечного сечения; ρ – плотность.

Часто длина инструмента, определенная из (10.12), оказывается слишком малой. Инструмент должен иметь отверстие для подачи проволоки и достаточную длину для закрепления на концентраторе. В этом случае рекомендуется рассчитывать инструмент на частоту, для которой основная частота УЗ генератора является второй гармоникой:

$$f_p = \frac{fo}{5,404}, \quad (10.13)$$

где fo – основная частота, fp – расчетная частота.

Практика показывает, что при этих частотах наиболее стабилен в работе инструмент длиной 21 мм. В этом случае длину инструмента определяют как:

$$f = \frac{(7,85)^2 k}{2\pi^2} \sqrt{\frac{E}{P}}. \quad (10.14)$$

Множитель $7,85^2$ соответствует первой нечетной гармонике.

Форма заточенной части инструмента также имеет существенное значение для обеспечения стабильности сварки. В инструменте с длиной клиновидной части 5–7,5 мм плоскости пучностей и узлов изгибной волны смещаются по длине инструмента, приводя к нестабильности. Длину клиновидной части инструмента рекомендуют выбирать не более 2,8 мм.

Функциональные особенности инструмента определяются следующими требованиями (рис. 10.10):

– диаметр направляющего отверстия – устранением возможности засорения его материалом проводника:

$$d_o \geq 1,5 d_{np}, \quad (10.15)$$

d_o – диаметр капилляра, d_{np} – диаметр проводника;

– угол наклона направляющего отверстия α – условиями перемещения инструмента на вторую сварку, высотой и длиной проволоочной перемычки:

$$\alpha = \arctg(h/g), \quad (10.16)$$

где h – высота проволоочной петли; g – шаг перемещения стола;

– длина рабочей части инструмента L – длиной деформируемого проводника и выбирается из соотношения

$$L = (2-3) d_{np} \quad (10.17)$$

оптимальная величина $L = 0,1$ мм для проволоки 27 мкм и 0,2 для 60 мкм;

– глубина продольного паза – коэффициентом деформации $K\delta = 0,5-0,6$:

$$R = 0,01 - 0,05 \text{ мм}; \quad (10.18)$$

– удаление выхода отверстия от задней кромки рабочей площади для обеспечения симметрии петли проволоочной перемычки должно удовлетворять соотношению

$$L_{y\delta} = 8d_{np} \quad (10.19)$$

– угол наклона задней кромки рабочей площадки b – обеспечением подрезки проволоки после второй сварки без остаточных напряжений в ней (60 градусов).

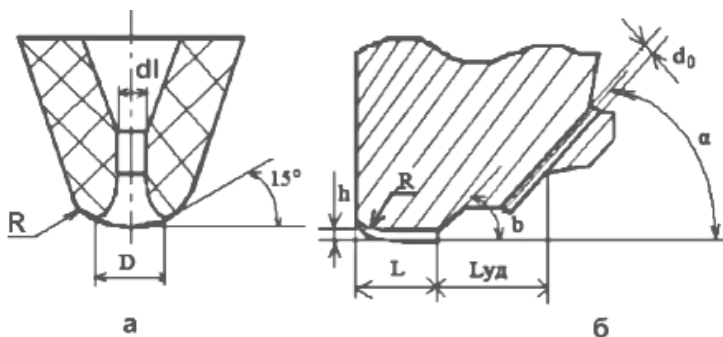


Рисунок 10.10 - Рабочая часть инструмента для ТЗС (а) и УЗС (б)

Для присоединения внахлест проволоки из алюминиевых сплавов УЗ микросваркой используют капилляры КУТ1, КУТ3 и КУТ7 с боковым отверстием. Материал капилляров – сплавы ВК6М и ВК3М, содержащие 94 и 97% карбида кремния соответственно. Для соединений шариком применяют капилляры КУ3 и КУ4 с центральным отверстием, обеспечивающим свободное прохождение проволоки и удержание шарика. При УЗ микросварке ленточных проводников применяют доработанный микроинструмент КУТ5 с прямоугольным отверстием для подачи алюминиевой ленты под торец микроинструмента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 10

10. Онегин, Е.Е. Автоматическая сборка ИС / Е.Е. Онегин, В.А. Зенькович., Л.Г. Битно.– Минск: Выш. школа, 1990.– 383 с.
11. Шмаков, М.В. Микросварка при производстве микросборок и гибридных интегральных микросхем / М.В. Шмаков // Технологии в электронной промышленности. 2006, № 5. – С. 68–74.
12. Ланин, В.Л. Термозвуковые системы для присоединения микровыводов в изделиях электронной техники / В.Л. Ланин, И. Б. Петухов // Материалы. Технологии. Инструмент, 2009, т. 14, № 2. – С. 59–64.
13. Монтаж ленточными перемычками мощных полупроводниковых приборов / В.Л. Ланин, С.С. Волкенштейн, И.Б. Петухов, А.А. Хмыль // Компоненты и технологии. 2009, №1.– С. 120–123.
14. Технология СБИС. Кн. 2. Пер. с англ./ Под ред. С. Зи. М.: Мир, 1986.– 453 с.
15. Harmann, G. Wire bonding in microelectronics: materials, processes, reliability, and yield / G. Harmann. – N.Y.: McGraw-Hill, 2d ed. 1997. – P. 18-23.
16. Ультразвуковые процессы в производстве изделий электронной техники. В 2 т. Т.2. / С.П. Кундас, В.Л. Ланин, А.П. Достанко и др.– Минск: Бестпринт, 2003. – С.14-65.
17. Емельянов, В.А. Технология микромонтажа интегральных схем / В.А. Емельянов.– Минск.: Бел. наука, 2002.– 335 с.
18. Ланин, В.Л. Активация процессов ультразвуковой микросварки изделий электроники / В.Л. Ланин // Технологии в электронной промышленности. 2009, №2. –С. 63–66.
19. Ланин, В.Л. Ультразвуковое оборудование для сварки микропроводников / В.Л. Ланин, И.Б. Петухов, В.В. Шевцов // Компоненты и технологии, 2009, № 8.– С. 124–128.