

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования «Национальный исследовательский Томский  
политехнический университет»

На правах рукописи



Нгуен Ван Ву

**ГЕНЕРАЦИЯ САМОСФОКУСИРОВАННЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ  
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С  
КОНДЕНСИРОВАННЫМИ СРЕДАМИ**

1.3.18 – Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук, профессор  
отделения материаловедения ИШНПТ ТПУ  
Олешко Владимир Иванович

Томск – 2023

## Оглавление

Введение.....	6
ГЛАВА 1. Литературный обзор.....	17
1.1 Процессы и явления в диэлектриках при облучении импульсными электронными пучками умеренной интенсивности .....	17
1.1.1 Динамические напряжения в твердых телах.....	18
1.1.2 Хрупкий раскол полупроводниковых и ионных кристаллов .....	20
1.1.3 Высокоэнергетическая проводимость .....	22
1.1.4 Радиационная электризация и электрический пробой диэлектриков.....	22
1.1.5 Свечение диэлектриков и полупроводников.....	24
1.1.6 Инициирование взрывного разложения высокочувствительных взрывчатых веществ.....	25
1.2 Генерация сильноточных релятивистских электронных пучков высокой интенсивности и их взаимодействие с твердыми телами .....	28
1.2.1 Самофокусировка и филаментация релятивистских сильноточных электронных пучков в вакуумных диодах.....	28
1.2.2 Физические процессы в твердых телах при взаимодействии с релятивистскими электронными пучками высокой интенсивности.....	37
1.2.2.1 Генерация ударных волн и откольное разрушение мишеней .....	37
1.2.2.2 Структурные и химические превращения .....	39
1.2.2.3 Генерация рентгеновского излучения для импульсной рентгенографии .....	40
1.3 Альтернативные представления о механизмах кумуляции энергии сильноточных электронных пучков в вакуумных диодах .....	42
1.3.1 Электростатическая модель кумуляции мощного электронного пучка в релятивистском вакуумном диоде.....	42

1.3.2 Генерация самосжатого электрон-ионного пучка в вакуумном диоде сильноточного ускорителя электронов .....	44
1.3.3 Генерация самосжатого электронного пучка в канальном искровом разряде и его использование для выращивания тонких пленок.....	46
1.3.4 Генерация высокоэнергетических электронов в наносекундном разряде с полым щелевым катодом при давлении 1-100 Торр.....	49
Выводы .....	51
ГЛАВА 2. Методика эксперимента и объекты исследования .....	54
2.1 Сильноточный наносекундный ускоритель ГИН-600.....	54
2.2 Акустическая дозиметрия электронного пучка .....	60
2.3 Фоторегистрация пространственного распределения морфологии разрушений и свечения по облучаемой поверхности мишеней в режиме филаментации и самофокусировки сильноточного электронного пучка .....	63
2.4 Измерение спектров катодолюминесценции и спектров свечения эрозионной плазмы, образующейся при испарении мишеней самофокусированным сильноточным электронным пучком .....	65
2.5 Объекты исследований .....	69
ГЛАВА 3. Исследование филаментации и самофокусировки СЭП в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600 .....	72
3.1 Филаментация и самофокусировка СЭП в вакуумном диоде ускорителя ГИН- 600.....	72
3.2 Влияние геометрических параметров вакуумного диода на самофокусировку сильноточного электронного пучка .....	73
3.3 Влияние длительности импульса тока на явление самофокусировки электронного пучка .....	84
3.4 Влияние давления в диоде на амплитуду и длительность импульса тока электронного пучка .....	86

3.5	О возможных механизмах микроструктурирования и самофокусировки электронного пучка в диоде ускорителя ГИН-600 .....	99
3.6	Исследование параметров самосфокусированного электронного пучка, выведенного за анод вакуумного диода.....	101
3.7	Основные результаты, полученные при изучении филаментации и самофокусировки СЭП в диоде ускорителя ГИН-600 .....	106
3.8	Физическая модель генерации самосфокусирующихся электронных микропучков с высокой плотностью мощности в диоде ускорителя ГИН-600	108
	Выводы .....	110
ГЛАВА 4. Особенности морфологии разрушения полимеров при облучении		
сильноточными электронными пучками с плотностью мощности, варьируемой в		
диапазоне $P \sim (10^7-10^9)$ Вт/см <sup>2</sup> .....		
4.1	Свечение и разрушение полиметилметакрилата при облучении СЭП с	
	плотностью мощности $P \sim 10^7$ Вт/см <sup>2</sup> .....	113
4.2	Два типа электрических разрядов, инициируемых самофокусирующимся	
	сильноточным электронным пучком в винипрозе.....	117
4.3	Морфология разрушений полиметилметакрилата при облучении	
	самофокусирующимся электронным пучком с плотностью мощности вблизи	
	порога абляции материала ( $P \sim 1 \cdot 10^9$ Вт/см <sup>2</sup> ) .....	120
4.3.1	О возможных механизмах формирования микропузырьков в полимерах	
	при облучении самосфокусирующимся сильноточным электронным пучком	
	.....	126
	Выводы .....	132
ГЛАВА 5. Абляция твердых тел под воздействием самосфокусированного		
электронного пучка с плотностью мощности $P \sim (10^9-10^{10})$ Вт/см <sup>2</sup> .....		
5.1	Абляция металлов .....	134

5.1.1 Спектральные и кинетические характеристики свечения абляционной плазмы металлов.....	136
5.1.2 Акустическое излучение алюминия при облучении электронными пучками с плотностью мощности, варьируемой в диапазоне ( $10^8$ – $10^{10}$ ) Вт/см <sup>2</sup> .....	144
5.1.3 Получение покрытий при осаждении абляционной плазмы меди на стальную подложку .....	146
5.2 Модификация поверхности латуни после облучения ССЭП в режиме абляции .....	149
5.3 Абляция полимеров.....	153
5.4 Синтез нанокристаллов ZnSe при осаждении абляционной плазмы на подложку .....	157
5.5 Синтез ультрадисперсных наноразмерных частиц Pb .....	161
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	164
Список сокращений и условных обозначений .....	166
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	169
Приложение 1 .....	185

## Введение

**Актуальность темы исследования.** Действие ионизирующих излучений на твердые тела изучают в связи с необходимостью создания стойких к радиации материалов для ядерной и термоядерной энергетики, развития радиационных технологий и методов радиационного контроля материалов.

Для решения задач в области физики мощных радиационных воздействий в Институте сильноточной электроники СО АН СССР был разработан импульсный сильноточный ускоритель электронов с генератором ГИН-600 (ускоритель ГИН-600) с регулируемыми параметрами пучка (энергия электронов (0,3–0,5) МэВ, ток (2–5) кА, длительность импульса (2–30) нс. Ускоритель генерирует сильноточный электронный пучок (СЭП) с плотностью энергии  $H \sim (0.1–1)$  Дж/см<sup>2</sup> и плотностью мощности  $P \sim (10^6–5 \cdot 10^8)$  Вт/см<sup>2</sup>. Максимальное повышение температуры в облучаемых мишенях при этом не превышает ~100 К. Электронные пучки с такими параметрами стали применять для исследования оптических, электрических, эмиссионных и механических свойств диэлектриков и полупроводников при высоких уровнях возбуждения. В результате исследований в 70-80-х годах были обнаружены следующие физические явления: генерация акустических волн, хрупкое разрушение диэлектриков и полупроводников, высокоэнергетическая проводимость, мощная электронная эмиссия и электрический пробой диэлектриков [1]. В настоящее время СЭП с такими параметрами используются в радиационной физике и химии твердого тела, для диагностики люминофоров, природных и искусственных кристаллов, инициирования взрывного разложения высокочувствительных энергетических материалов.

В последнее время появились новые задачи, требующие более высоких плотностей мощности электронных пучков ( $10^9–10^{11}$ ) Вт/см<sup>2</sup>. К ним можно отнести разработку методов электронно-пучковой абляции (по аналогии с лазерной абляцией) с целью получения частиц нано- и микрометрового размера, напыления тонких пленок и покрытий, генерацию мощных ударных волн с интенсивностью, достаточной для откольного разрушения металлов. Часть из перечисленных выше задач была решена с помощью ускорителей электронов с плотностью мощности до

$10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> (1 МэВ; 1 МА; 100 нс). Высокие давления и температуры, реализуемые в фокальном пятне релятивистского электронного пучка (РЭП), позволяют исследовать поведение вещества в экстремальных условиях, а также изучать структурные и химические превращения, обусловленные высокой плотностью энергии пучка [2].

Однако при этом возникает ряд проблем, препятствующих реализации поставленных выше задач. Генераторы РЭП с указанными выше параметрами являются крупногабаритными установками, требующими специальных помещений, радиационной защиты от тормозного излучения ускорителя экспериментаторов, высокочувствительного оборудования и оптических элементов, подвергающихся мощному радиационному воздействию и значительных финансовых затрат. Кроме того, вследствие высоких давлений и температур в зоне облучения происходит разрушение и абляция облучаемых мишеней, и исследуемое вещество выбрасывается из образующегося кратера навстречу электронному пучку и безвозвратно теряется. Большая длительность импульса облучения  $\sim (80-100)$  нс затрудняет изучение начальных стадий процессов, инициируемых электронным пучком в исследуемых конденсированных средах.

Одним из перспективных подходов к решению этих проблем – применение явления самофокусировки СЭП в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600 с выводом пучка в заанодное пространство. Первые эксперименты по самофокусировке СЭП в диоде ускорителя ГИН-600, ток которого менее тока Альфвена ( $I_A = 17\beta\gamma$ ), были проведены в работе [3]. Однако закономерности формирования самософокусированных электронных пучков в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600 и их взаимодействие с твердыми телами различных классов практически не изучены, что требует проведения специальных исследований. Актуальность такой работы представляется высокой, имеющей важное практическое значение.

### **Степень разработанности темы**

Процессы и явления, которые рассматриваются в диссертационной работе носят междисциплинарный характер и охватывают генерацию высокоинтенсивного ( $10^9$ – $10^{11}$ ) Вт/см<sup>2</sup> самофокусированного электронного пучка в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600, его распространение в заанодном пространстве и взаимодействие с твердыми телами различных классов (металлы, диэлектрики, полупроводники) в условиях, приводящих к формированию ударных волн, фазовым и химическим превращениям. По существу, эти две задачи, генерация высокоинтенсивного самософокусированного электронного пучка и исследование физических свойств твердых тел в экстремальных условиях, взаимосвязаны. Быстротемпные, стохастические явления филаментации и самофокусировки СЭП могут быть изучены в основном по результатам их взаимодействия с конденсированными средами, «автографам» электронного пучка. Их совместное рассмотрение открывает новые перспективы для экспериментального и теоретического изучения как процессов кумуляции (самофокусировки) энергии СЭП, так и физических свойств материалов в условиях мощных радиационных воздействий. На сегодняшний день в литературе можно найти значительное число работ, посвященных явлению кумуляции энергии электронных пучков в вакуумных, плазменных и газовых диодах. Попытки разобраться с физикой процессов предпринимали различные группы исследователей. Анализ литературных источников показал, что явление самофокусировки наблюдается как для РЭП с токами десятки-сотни кА, значительно превышающими значение критического тока Альфвена, так и в вакуумных и газовых диодах при относительно низких значениях тока пучка – единицы кА. Физическая природа эффекта кумуляции энергии электронного пучка при токах ниже критического до настоящего времени не ясна, и в различных работах она объясняется по-разному. В то же время, для практического использования импульсных ускорителей электронов на основе эффекта кумуляции при токах пучка менее значения критического тока Альфвена необходимо выявление основных закономерностей этого явления и последующая оптимизация условий его реализации.



## **Цель работы**

Изучить явления филаментации и самофокусировки электронного пучка в диоде ускорителя ГИН-600 с током  $\sim 2$  кА в форвакуумной области давлений. Получить электронные пучки с плотностью мощности  $(10^9-10^{10})$  Вт/см<sup>2</sup>, превышающей порог сублимации материалов и исследовать физико-химические процессы, развивающиеся в твердых телах различных классов при облучении электронными пучками высокой интенсивности.

## **Задачи работы**

1. Проанализировать существующие в гипотезы о механизмах филаментации и самофокусировки электронных пучков в вакуумных диодах импульсных сильноточных ускорителях электронов с различными параметрами.
2. Провести анализ теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению свойств твердых тел при воздействии СЭП с плотностью мощности  $(10^7-10^{11})$  Вт/см<sup>2</sup>.
3. Изучить явления филаментации и самофокусировки СЭП в диоде ускорителя ГИН-600 в области давлений  $(0,05-0,3)$  Торр и определить оптимальные для самофокусировки геометрические параметры диода.
4. Определить параметры самосфокусированного СЭП, выведенного за анод вакуумного диода.
5. Изучить морфологию разрушения и свечение полимеров (полиметилметакрилат, поликарбонат, винипроз) при облучении СЭП умеренной и высокой интенсивности.
6. Предложить физические модели явлений филаментации и самофокусировки электронного пучка в диоде ускорителя ГИН-600 на основе полученных экспериментальных результатов и теоретического анализа литературных данных.
7. Изучить возможность применения самосфокусированных сильноточных электронных пучков в электронно-пучковых технологиях.

## **Объекты исследований**

Объекты исследований выбирались исходя из поставленных задач (необходимости диагностики параметров самофокусирующегося сильноточного электронного пучка (ССЭП) и выяснение особенностей взаимодействия электронных пучков высокой интенсивности с различными материалами). В экспериментах были использованы металлы (Al, Cu, W, Ti, Pb, латунь), полимеры: полиметилметакрилат (ПММА), поликарбонат (ПК), винипроз (ВП) и полупроводниковый кристалл - селенид цинка ZnSe (O).

### **Предмет исследования**

- Явления филаментации и самофокусировки СЭП в вакуумном диоде электронного ускорителя ГИН-600 с током  $\leq 2$  кА.
- Физические процессы и явления, развивающиеся в конденсированных средах при воздействии электронных пучков высокой интенсивности (абляция, ударные волны, фазовые переходы).

### **Научная новизна**

Проведены подробные исследования явлений филаментации и самофокусировки электронного пучка, генерируемого в диоде ускорителя ГИН-600 в форвакуумной области давлений (0,05–0,3) Торр. Изучены процессы взаимодействия интенсивных потоков электронов с плотностью мощности ( $10^9$ – $10^{10}$ ) Вт/см<sup>2</sup> с конденсированными средами.

1. Впервые показано, что в диоде ускорителя ГИН-600 (300 кВ, 2 кА, 12 нс) при малых (3–4) мм катод – анодных зазорах в форвакуумной области давлений (0,05–0,2) Торр в результате ускорения электронов на фронте ветвящегося анодонаправленного стримера в фазе перемыкания разрядного промежутка формируются филаментированные электронные микропучки (убегающие электроны) с энергией (50-100) кэВ и плотностью мощности до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>. Применение полого цилиндрического катода приводит к самофокусировке электронных микропучков в центральное пятно диаметром  $\sim 1$  мм со скоростью  $\sim 1,5$  мм/нс, вследствие образования вблизи катода не скомпенсированного

положительного заряда, который играет роль виртуального анода, фокусирующего электронные микропучки, распространяющиеся по направлению к аноду.

2. Впервые определены параметры самосфокусированного сильноточного электронного пучка, выведенного в пространство за анодом. Установлено, в пространстве за анодом регистрируются электронные пучки с различными параметрами: низкоэнергетический самосфокусированный электронный пучок с плотностью мощности до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> и энергией (50–100) кэВ распространяющийся вдоль оси вакуумного диода и распадающийся на расстоянии  $\sim$  (10-13) мм от поверхности анода и высокоэнергетический электронный пучок с плотностью мощности  $\sim 2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и энергией электронов  $\sim$  290 кэВ, расположенный на периферии самосфокусированного пучка.

3. Впервые показано, что воздействие микроструктурированного самофокусирующегося электронного пучка на полиметилметакрилат с плотностью мощности вблизи (ниже) порога абляции приводит к локальному нагреву среды и появлению газообразных веществ, давление которых вызывает упругопластическую деформацию, после релаксации которой остается необратимая пластическая деформация, проявляющаяся в виде микропузырьков, размерами (10–50) мкм, локализованных на каналах электрического пробоя в приповерхностной области образца на глубине (40–80) мкм. При плотности мощности электронного пучка выше порога абляции полиметилметакрилата, происходит выброс плазмы и жидких капель из кратера с формированием на поверхности образца «короны» из полимерных нитей.

4. Воздействие самосфокусированного электронного пучка на монокристаллы ZnSe (O) и Pb с плотностью мощности превышающей порог режима абляции вещества, приводит к выбросу плазмы из кратера и формированию на алюминиевой подложке нанокристаллов селенида цинка со структурой сфалерита размерами (2–12) нм и наночастиц свинца размерами (25–60) нм.

**Научная значимость** работы определяется полученными новыми данными о явлениях филаментации и самофокусировки электронных пучков в вакуумном диоде электронного ускорителя ГИН-600 и процессах, развивающихся в

конденсированных средах при облучении высокоинтенсивными электронными пучками.

### **Практическая значимость.**

Сильноточные электронные пучки с энергией единицы джоулей и плотностью мощности ( $10^9$ – $10^{10}$ ) Вт/см<sup>2</sup> могут быть использованы для решения широкого круга современных научно-технологических проблем, таких как:

- Кумуляция энергии в конденсированных средах с целью достижения экстремальных состояний вещества.
- Разработка методов радиационного контроля конденсированных сред.
- Электронно-пучковая абляция твердых тел и ее применение в нанотехнологиях для получения полупроводниковых нанокристаллов, частиц нано- и микрометрового размера, металлических и полимерных покрытий и полимерных нитей.
- Моделирование быстропротекающих теплофизических процессов с фазовыми превращениями в конденсированных средах, в том числе в низко-чувствительных энергетических материалах.
- Создание точечных (до  $\sim 1$  мм) источников тормозного и характеристического рентгеновского излучения.

### **Методы исследования.**

Для исследований явлений филаментации и самофокусировки электронного пучка в вакуумном диоде использовался импульсный ускоритель электронов ГИН-600 (400 кэВ, 15 нс, 2 кА). Плотность энергии на поверхности облучаемых мишеней в зависимости от задачи варьировалась от 0,1 до 100 Дж/см<sup>2</sup>. Пространственная структура самофокусирующегося электронного пучка регистрировалась по следам разрушений (автографам пучка), образующихся в металлических и полимерных мишенях. Свечение диэлектриков и полупроводников, устанавливаемых на различных расстояниях от тыльной поверхности анода, регистрировалось в момент импульса возбуждения. Морфология объемных разрушений и продукты абляции полимеров фотографировались после импульса облучения зеркальной цифровой

фотокамерой SONY DSLR-A500 через микроскоп МБС-10 или микровизором проходящего света  $\mu$ Vizo-101с пространственным разрешением  $\sim 1$  мкм.

Ток пучка электронов измерялся с помощью коллектора, состоящего из металлического конуса, образующего с корпусом линию с волновым сопротивлением 50 Ом. Для регистрации сигналов с коллектора использовался цифровой осциллограф DPO 3034 (300 МГц). Запуск осциллографа производился с помощью синхроимпульса ускорителя. Временное разрешение системы регистрации составляло  $\sim 1$  нс.

Спектры люминесценции диэлектриков и полупроводников, а также спектры свечения эрозионной плазмы регистрировались за один импульс возбуждения (режим «спектр за импульс») с помощью оптоволоконного спектрометра типа AvaSpec-ULS2048L. Спектральный интервал измерений 200–1100 нм, спектральное разрешение  $\sim 1,5$  нм. При измерении спектров и кинетики свечения слабых потоков применялся режим измерений «спектр по точкам». В этом случае излучение проецировалось на входную щель дифракционного монохроматора МДР-23 и регистрировалось ФЭУ-84. Спектральный диапазон измерений составлял 300-850 нм, спектральное разрешение  $\sim 0,2$  нм. Импульс давления, возникающий в объеме алюминиевой мишени, регистрировался акустическим датчиком с временным разрешением  $\sim 10$  нс.

Продукты абляции, образующиеся при испарении твердых тел, и элементный состав поверхности латуни после облучения, исследовались с помощью растровой и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения.

#### **Защищаемые положения.**

1. Показано, что в диоде ускорителя ГИН-600 (300 кВ, 2 кА, 12 нс) при малых (3–4) мм катод – анодных зазорах в форвакуумной области давлений (0,05–0,2) Торр в результате ускорения электронов на фронте ветвящегося анодонаправленного стримера в фазе перемикаания разрядного промежутка формируются филаментированные электронные микропучки (убегающие электроны) с энергией (50-100) кэВ и плотностью мощности до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Применение полого цилиндрического катода приводит к самофокусировке

электронных микропучков в центральное пятно диаметром  $\sim 1$  мм со скоростью  $\sim 1,5$  мм/нс, вследствие образования вблизи катода не скомпенсированного положительного заряда, который играет роль виртуального анода, фокусирующего электронные микропучки, распространяющиеся по направлению к аноду.

2. При выводе самосфокусированного электронного пучка через отверстие в аноде в пространстве за анодом регистрируются электронные пучки с различными параметрами: низкоэнергетический самосфокусированный электронный пучок с плотностью мощности до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> и энергией (50–100) кэВ распространяющийся вдоль оси вакуумного диода и распадающийся на расстоянии  $\sim (10-13)$  мм от поверхности анода и высокоэнергетический электронный пучок с плотностью мощности  $\sim 2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и энергией электронов  $\sim 290$  кэВ, расположенный на периферии самосфокусированного пучка.

3. Воздействие микроструктурированного самофокусирующегося электронного пучка на полиметилметакрилат с плотностью мощности вблизи (ниже) порога абляции приводит к локальному нагреву среды, появлению газообразных веществ, давление которых вызывает упругопластическую деформацию после релаксации которой остается необратимая пластическая деформация проявляющаяся в виде микропузырьков, размерами (10–50) мкм, локализованных на каналах электрического пробоя в приповерхностной области образца на глубине (40–80) мкм. При плотности мощности электронного пучка выше порога абляции полиметилметакрилата, происходит выброс плазмы и жидких капель из кратера с формированием на поверхности образца «короны» из полимерных нитей.

4. Воздействие самосфокусированного электронного пучка на монокристаллы ZnSe (O) и Pb с плотностью мощности превышающей порог режима абляции вещества, приводит к выбросу плазмы из кратера и формированию на алюминиевой подложке нанокристаллов селенида цинка со структурой сфалерита размерами (2–12) нм и наночастиц свинца размерами (25–60) нм.

**Достоверность полученных результатов.** Достоверность экспериментальных результатов обеспечивается использованием современных

измерительных комплексов и хорошо апробированных методик и подтверждается высокой степенью повторяемости результатов измерений.

**Личный вклад автора.** Постановка цели и задач исследования были выполнены совместно с научным руководителем. Расчёты, измерения, были выполнены лично или при непосредственном участии автора в лабораториях отделения материаловедения ИШНПТ ТПУ. Обработка и анализ результатов исследований, формулировка основных защищаемых положений и выводов выполнены лично автором.

**Апробация работы.** Основные результаты исследования докладывались и обсуждались на следующих конференциях: Международная научно-техническая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР–2019» 22–24 мая 2019 г., г. Томск; XIV Международная конференция по импульсным лазерам и применениям лазеров – AMPL-2019, 15-20 сентября 2019 г., г. Томск; XVII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Перспективы развития фундаментальных наук”, 21-24 апреля 2020 г., г. Томск; The 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE), September 14-26, 2020, Tomsk. XVIII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Перспективы развития фундаментальных наук”, 27-30 апреля 2021 г., г. Томск.

**Публикации.** Представленные в настоящей диссертации результаты опубликованы в 9 работах: 3 статьи в журналах, входящих в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук (из них 2 статьи в журналах, индексируемых Scopus); 1 статья в сборнике трудов по материалам конференции, индексируемом Scopus; 5 тезисов докладов в сборниках материалов научных конференций.

1. Олешко В.И. Филаментация и самофокусировка электронных пучков в вакуумных и газовых диодах/ В.Ф. Тарасенко, А.Г. Бураченко, V.V. Nguyen // Письма в ЖТФ. – 2019. – Т. 45. – В. 7. – С. 3–7.

*Переводная версия:*

Oleshko V.I. Filamentation and Self-Focusing of Electron Beams in Vacuum and Gas Diodes / V.F. Tarasenko, A.G. Burachenko, V.V. Nguyen // Technical Physics Letters. – 2019. – V. 45. – No. 4. – P. 309–313.

2. Олешко В.И. Исследование параметров самосфокусированного электронного пучка, выведенного за анод вакуумного диода / V.V. Nguyen // Письма в ЖТФ. – 2022. – Т. 48. – В. 4. – С. 3–6.

*Переводная версия:*

Oleshko V.I. Investigation of the parameters of a self-focused electron beam outputted behind the anode of a vacuum diode / V.V. Nguyen // Technical Physics Letters. – 2022. – V. 48. – No. 2. – P. 53–56.

3. Oleshko V.I. Explosive Effervescence and Ablation of Polymethyl Methacrylate Under Irradiation with a Self-Focusing High-Current Electron Beam / V.F. Tarasenko, A.N. Yakovlev, V.V. Nguyen // Russian Physics Journal. – 2023. – V. 66. – No. 2. – P. 219–224.

4. Oleshko V.I. Morphology of destruction of solids when exposed to a high-current electron beam in the modes of filamentation and self-focusing / V.F. Tarasenko, A.N. Yakovlev, V.V. Nguyen // Book Series: 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effect (EFRE). – 2020. – P. 906–910.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы из 151 наименований. Материал изложен на 185 страницах, содержит 89 рисунка и 4 таблицы.



## ГЛАВА 1. Литературный обзор

Действие излучений на твердые тела интенсивно изучают с 1940-х годов в связи с потребностями ядерной энергетики, ускорительной техники и широким использованием излучений в химии, биологии, медицине, в материаловедении для активационного анализа и неразрушающего контроля. До 1966 г. использовались маломощные источники: реакторы, изотопы, электронные и ионные ускорители с плотностью тока пучка менее  $0,1 \text{ А/см}^2$  (мощность дозы не превышала  $10^8 \text{ Вт/кг}$ ). Мощные источники ионизирующего излучения – сильноточные электронные ускорители, у которых значения тока пучка достигают ( $10^3$ – $10^5$ ) А – были созданы в СССР и США в 1960-х годах. Вслед за этим началось изучение свойств твердых тел при воздействии импульсов интенсивного электронного облучения с мощностью дозы ( $10^{11}$ – $10^{16}$ ) Вт/кг. Возникло новое направление исследований – физика мощных радиационных воздействий.

### 1.1 Процессы и явления в диэлектриках при облучении импульсными электронными пучками умеренной интенсивности

Взаимодействие сильноточных электронных пучков (СЭП) умеренной интенсивности  $\sim (10^6$ – $10^8) \text{ Вт/см}^2$  с диэлектриками и полупроводниками приводит к каскаду процессов преобразования энергии, включая релаксацию электронной подсистемы и электрон-фононную релаксацию. При торможении СЭП в твердом теле энергия теряется на упругие и неупругие взаимодействия. Создаются электронные возбуждения: электронно-дырочные пары, экситоны и плазмоны. Скорость потери энергии в этих процессах составляет ( $10^3$ – $10^5$ ) эВ/пс. Концентрация электронно-дырочных пар  $n_{\text{eh}}$  определяется скоростью генерации  $G_{\text{eh}}(t)$  и временем жизни носителей  $\tau_p$ :  $n_{\text{eh}} = G_{\text{eh}}(t) \cdot \tau_p$ . С уменьшением энергии неравновесные электроны попадают в область спектра пассивной электронно-дырочной зоны и теряют способность создавать электронные возбуждения [1]. Скорость релаксации энергии электронов замедляется, и становится равной (1–10) эВ/пс. Весь процесс термализации высокоэнергетических электронов составляет  $\sim 10^{-12}$  с. Часть энергии СЭП уносится эмитированными с поверхности электронами

и фотонами, а часть переходит в тепло. Одновременно с генерацией электронно-дырочной плазмы в облучаемом материале формируются сильные механические напряжения и электрические поля.

Прямое исследование всей совокупности процессов стало возможным после появления малогабаритного импульсного сильноточного ускорителя электронов с генератором ГИН-600 (400 кэВ, 15 нс, 2 кА). Ускоритель электронов был разработан в Институте сильноточной электроники СО АН СССР под руководством Г.А. Месяца и Б.М. Ковальчука [4].

Изучение акустических, механических, электрических и оптических свойств твердых тел различных классов при воздействии импульсов СЭП позволило обнаружить ряд новых явлений, характерных для физики мощных радиационных воздействий. Рассмотрим наиболее важные из них.

### **1.1.1 Динамические напряжения в твердых телах**

При взаимодействии СЭП с твердыми телами возбуждаются акустические колебания. Амплитуда импульсов механических напряжений достигает ( $10^6$ – $10^8$ ) Па. Анализ теоретических и экспериментальных работ показывает, что в конденсированных средах при умеренных плотностях энергии, когда не происходит фазовых превращений (отсутствует абляция облучаемых мишеней), в процесс генерации акустического излучения основной вклад дает термоупругий механизм. Все другие возможные механизмы (пондеромоторный, динамический, черенковский и др.) дают лишь небольшие поправки к параметрам акустического излучения [5]. При рассмотрении термического механизма генерации динамических напряжений в ионных кристаллах при электронном облучении считается, что главную роль в этом процессе играют ионизационные потери энергии быстрых электронов, гомогенно распределенные в зоне торможения СЭП [6]. Исходя из этого предположения, оценим параметры динамических напряжений, возбуждаемых электронным пучком в зоне торможения СЭП. Согласно модели, амплитуда термоупругих напряжений пропорциональна энергии переданной атомам мишени электронным пучком. Энергия  $E(r,t)$ , переданная

веществу приводит к быстрому нагреву вещества в зоне взаимодействия и возбуждению термоупругих напряжений с амплитудой  $\sigma$  в точке с координатой  $\vec{r}$  в момент времени  $t$ :

$$\sigma(\vec{r}, t) = K\alpha T(\vec{r}, t) \quad (1.1)$$

где  $K$  – модуль всестороннего сжатия;  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения;  $T(\vec{r}, t)$  – изменение температуры в точке  $\vec{r}$  к моменту времени  $t$ .

Используя соотношение:

$$T(\vec{r}, t) = \omega(\vec{r}, t) / \rho c \quad (1.2)$$

где  $\omega(\vec{r}, t)$  – объемная плотность тепловой энергии;  $\rho$  – плотность вещества;  $c$  – теплоемкость; представим выражение (1.1) в виде:

$$\sigma(\vec{r}, t) = \Gamma \omega(\vec{r}, t) \quad (1.3)$$

где  $\Gamma$  – параметр Грюнайзена.

Таким образом, амплитуда динамических напряжений определяется только объемной плотностью поглощенной энергии. Если длительность импульса облучения много меньше времени акустической и тепловой релаксации, т.е. удовлетворяет условию:

$$\tau_e \ll D/C_\ell \quad (1.4)$$

где  $D$  – толщина нагретой области,  $C_\ell$  – скорость продольного звука в веществе мишени, то возбуждаемые акустические напряжения совпадают с термоупругими напряжениями  $\sigma(\vec{r}, t)$ , что позволяет оценить звуковую энергию  $E_T$  и коэффициент трансформации  $\eta_T$  тепловой энергии в звуковую [5]:

$$E_T = \sigma_T^2 V / K = (\Gamma^2 \omega^2 V) / K \quad (1.5)$$

$$\eta_T = E_T / (\omega V) = \Gamma \alpha T \quad (1.6)$$

где  $V$  – объем энерговыделения.

В ограниченной среде (например, в кристалле, размерами  $1 \times 1 \times 0,5$  мм) импульс напряжений формируется прямой волной и волной, отраженной от свободной (облучаемой) поверхности. Импульс сжатия, бегущий в сторону облучаемой поверхности, отражается от нее и распространяется далее в виде

импульса растяжения. Поэтому за областью энерговыделения ( $x > R_e$ ) в положительном направлении будет распространяться биполярный импульс сжатия – растяжения. Длительность каждого из этих импульсов при мгновенном вводе энергии равна  $R_e/C_l$ , а форма, определяется профилем поглощенной энергии электронного пучка. Таким образом, используя выражения (1.3–1.6) можно теоретически оценить возможную величину напряжений, возбуждаемых СЭП в кристаллах, если вся энергия быстрых электронов преобразуется в тепловую по ионизационному механизму. Как следует из (1.3) следует ожидать линейную зависимость амплитуды импульсных напряжений от объемной плотности поглощенной энергии.

### 1.1.2 Хрупкий раскол полупроводниковых и ионных кристаллов

Явление хрупкого раскалывания полупроводниковых кристаллов (Ge, Si, InSb) в результате одиночных импульсов интенсивного электронного облучения впервые наблюдал Oswald R.B. [7]. Oswald R.B. предполагал один механизм разрушения – термоудар и рассматривал процесс с того момента, когда вся поглощенная энергия отдана решетке. Результаты экспериментов показали, что быстрое поглощение энергии может привести к хрупкому разрушению полупроводниковых материалов кремния, германия и антимонида индия. Образцы облучали с использованием электронного пучка от импульсного рентгеновского генератора, имеющего пиковую энергию электронов 2,2 МэВ и длительность импульса  $\sim 40$  нс. Экспериментальные результаты для германия, кремния и антимонида индия показали, что порог разрушения полированного и травленого объемного материала составляет  $\sim 140$  Дж/г для кремния,  $\sim 35$  Дж/г для германия и 16 Дж/г для антимонида индия.

Механизм разрушения (термоудар) – объяснен тем, что из-за быстрого нагрева различные участки твердого тела расширяются друг другу навстречу. Время термомеханической релаксации образца (снятие внутренних термоупругих напряжений в результате термического расширения) сильно зависит от его размеров. Для малых образцов размером порядка 1 мкм, это время мало,

соизмеримо с длительностью импульса. Для больших образцов размером порядка (1–10) мм это время велико, на много порядков превышает длительность импульса, поэтому в таких образцах возникают большие термоупругие напряжения. Они интерферируют с акустическими волнами и в местах неоднородностей создают трещины. Движение последних происходит за счет акустических волн, которые поглощаются стенками трещины и переносятся к ее устью поверхностными волнами Рэлея, поэтому одиночная трещина не может обычно распространяться быстрее скорости рэлеевских волн. Термоудар – универсальный механизм разрушения. Он реализуется в любых твердых телах при любых импульсных воздействиях, способных быстро нагреть образец [1].

В работах [8,9] авторы обнаружили хрупкое раскалывание широкого набора диэлектрических кристаллов ( $\text{LiF}$ ,  $\text{NaF}$ ,  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{KBr}$ ,  $\text{CaF}_2$ ) и сильное влияние плотной электронно-дырочной плазмы (ЭД-плазмы) при облучении одиночным импульсом СЭП. Рассмотрены два механизма разрушения: классический термоудар и термоудар в присутствии плотной ЭД-плазмы, последний назван «плазменным». Впервые исследовалась зависимость среднего порога разрушения от толщины образца. Обнаружили что, порог разрушения тонких образцов (толщина меньше пробега пучка электронов) намного ниже, чем толстых (толщина больше пробега). При расколе толстых образцов наблюдаются явные свойства термоудара. Например, заготовленная трещина, как правило, прорастает при повторном импульсе облучения. При высоких плотностях пучка наблюдается появление многих трещин, отщепление поверхностных слоев кристалла в результате отражения акустической волны и др. Напротив, разрушение тонких образцов имеет ряд необычных свойств. Например, заранее заготовленная трещина не прорастает при повторном облучении, а раскол образца производит новая трещина. Предположили, что наличие в образце плотной ЭД-плазмы понижает порог разрушения. Плазменный механизм не способен расколоть толстый образец, так как ЭД-плазма заполняет его не всю толщину. Из анализа литературных данных по формированию акустических импульсов в ионных кристаллах, возбуждаемых

СЭП следует, что амплитуда динамических напряжений, генерируемых быстрыми электронами пучка в ЩГК на пороге их разрушения, не превышает  $\sim 10^8$  Па.

### 1.1.3 Высокоэнергетическая проводимость

При облучении диэлектрика СЭП генерируются неравновесные электроны и дырки, концентрация которых значительно превышает равновесную. Термин «высокоэнергетическая проводимость» означает, что даже в слабых полях основными носителями являются высокоэнергетические электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны с энергиями (1–10) эВ относительно краев зон – соответственно дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Они появляются при генерации  $eh$ -пар и релаксируют к краю соответствующей зоны, отдавая энергию решетке. Разогрев низкоэнергетических носителей при этом несуществен. А их вклад в проводимость мал. Свойства высокоэнергетической проводимости существенно отличаются от свойств других видов неравновесной электронно-дырочной проводимости. Она имеет пикосекундную инерционность, пропорциональна плотности тока электронного пучка, слабо зависит от примесей, не зависит от напряженности электрического поля вплоть до  $5 \cdot 10^5$  В/см, характеризуется слабой температурной зависимостью [1]. Исследование импульсной радиационно-индуцированной электронной проводимости высокоомных материалов при возбуждении СЭП является информативным методом изучения первичных процессов диссипации энергии электронного пучка и позволяет получить информацию о времени жизни неравновесных электронов и дырок до их рекомбинации, образования экситонов или локализации на дефектах.

### 1.1.4 Радиационная электризация и электрический пробой диэлектриков

В результате поглощения образцом электронного пучка, в диэлектриках накапливается отрицательный объемный заряд (ООЗ). Скорость введения ООЗ в образец составляет ( $10^4$ – $10^5$  Кл/(см<sup>3</sup>·с)). Напряженность электрического поля, связанного с ООЗ, определяется величиной радиационной импульсной проводимости (РИП) образца. В материалах с низкой РИП в зоне торможения СЭП

формируется сильное электрическое поле, нейтрализация которого осуществляется сверхзвуковыми анодными разрядами, удельная плотность мощности в которых достигает  $10^{12}$  Вт/см<sup>3</sup>. Закономерности развития электрических разрядов в ионных кристаллах в зоне торможения электронного пучка и за областью пробега СЭП были изучены авторами [10–21]. Установлено, что облучение щелочно-галогидных кристаллов (ЩГК) серией последовательных импульсов СЭП с плотностью энергии  $H \sim (0,1-0,3)$  Дж/см<sup>2</sup> приводит к формированию анодного стримера возникающего вблизи контакта заземленного электрода с кристаллом и его распространением в область локализации ООЗ, где происходит его разветвление и движение в направлении перпендикулярном направлению распространения СЭП. Электрические разряды развиваются в кристаллах по определенным кристаллографическим направлениям. Например, в кристаллах NaCl и LiF стримерные разряды развиваются по направлениям [1 10], а в кристаллах KCl и KBr, вдоль направления [100]. После облучения, в кристаллах наблюдаются остаточные каналы электрического пробоя (КЭП). Зоны свечения совпадают с зонами разрушений. В аморфных диэлектриках (например, в полиметилметакрилате) формируются неориентированные (древовидные) каналы электрических разрядов (фигуры Лихтенберга). Исследование морфологии разрушений с высоким пространственным разрешением позволило авторам установить, что КЭП представляют собой полые каналы, диаметр которых варьируется от 3 до 100 мкм. По мере продвижения в область ООЗ происходит разветвление основного КЭП на несколько, при этом диаметры КЭП уменьшаются. Обнаружена мощная электронная эмиссия из КЭП в ПММА. Определены параметры эмиссионного тока ( $I \sim 20$  А,  $E_e \sim 40$  кэВ). Установлены два фактора разрушающего воздействия СЭП на ионные кристаллы и ПММА – ударные волны, генерируемые сверхзвуковыми анодными электрическими разрядами и акустические импульсы сжатия-растяжения, возникающие в твердом теле в результате мгновенного разогрева электронным пучком. Обнаружены периодические структуры разрушения (ПСР) в ЩГК. Предполагается, что ПСР представляют собой диссипативную

(самоорганизующуюся) структуру, образованную в результате вихревого пластического течения кристалла.

### 1.1.5 Свечение диэлектриков и полупроводников

При воздействии сильноточных электронных пучков на диэлектрики и полупроводники наблюдается несколько видов свечений, спектральные, кинетические, амплитудные и пространственные характеристики которых зависят от типа твердого тела и от плотности энергии СЭП. Электромагнитное излучение, инициируемое СЭП в диэлектриках и полупроводниках в видимом диапазоне спектра, можно условно разделить на несколько классов:

- люминесценция, разделенных электронов и дырок (примесная, внутрицентровая, экситонная, рекомбинационная зона–зона, внутризонная и т.д.) [22–26];
- люминесценция зонных или квазисвободных электронов и дырок [1,3,27];
- свечение плотной низкотемпературной плазмы, генерируемой в диэлектриках объемными и поверхностными электрическими разрядами [3].

Время затухания первого класса люминесценции (для прямозонных полупроводников и диэлектриков) изменяется в широких пределах от  $10^{-9}$  с до сотен мкс. Для спектров и энергетического выхода этого вида люминесценции характерна очень сильная зависимость от температуры [25–26,28–30], предыстории образца (дефектности и примесей) [24], а также от уровня возбуждения [23,25–26,31]. В [3] установлено сильное влияние плотности энергии СЭП на спектральные, кинетические и амплитудные характеристики катодолюминесценции полупроводников группы  $A_2B_6$  (CdS, ZnS) и светодиодных наногетероструктур (InGaN/GaN), выращенных различными производителями по одной технологии. Показано, что при низких уровнях возбуждения рекомбинация электронов и дырок в  $A_2B_6$  преимущественно идет на примесных центрах и собственных дефектах кристаллической решетки с характерным для примесной люминесценции спектром свечения [26,28,29]. С увеличением уровня возбуждения начинает доминировать рекомбинация через экситонные состояния и



излучательная рекомбинация зона–зона [28,30–33]. В области высоких уровней возбуждения, когда создаются условия, близкие к условиям перехода Мотта (концентрация экситонов  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> и выше) [34], экситонный газ становится неидеальным [35,36]. При этом в спектрах люминесценции возникают новые полосы излучения, обусловленные сменой механизмов рекомбинации: экситон-экситонное и экситон-электронное рассеяние; аннигиляция электронно-дырочной жидкости и электронно-дырочной плазмы.

Время затухания второго класса люминесценции (внутризонная электронная и межзонная дырочная «кросс–люминесценция») составляет ( $10^{-13}$ – $10^{-11}$ ) с, энергетический выход ( $10^{-1}$ – $10^{-3}$ ) % и практически не зависит от температуры кристалла. Спектр внутризонной электронной люминесценции ионизационно–пассивных электронов бесструктурный, не зависит от свойств кристалла, температуры и наличия структурных и примесных дефектов [1,27,38–40], а спектр «кросс– люминесценции», приближенно отражает структуру спектра плотности состояний верхней валентной зоны кристалла [41].

Результаты измерения спектров свечения стримерных разрядов, инициируемых СЭП в диэлектриках и полупроводниках, приведены в [3]. Установлено, что в объемных стримерных разрядах, развивающихся в ионных кристаллах и ПММА, формируется плотная низкотемпературная плазма, излучающая сплошной спектр, а в полупроводниках – электронно-дырочная плазма. Выявлено два вида поверхностных разрядов, инициируемых СЭП в ЩГК: диффузный, спектр которого подобен спектру катодоллюминесценции этих же образцов, и искровой, имеющий сплошной спектр излучения, длительность которого на полувысоте не превышает (15–20) нс, и линейчатый спектр атомов, входящих в состав исследуемых кристаллов.

### **1.1.6 Инициирование взрывного разложения высокочувствительных взрывчатых веществ**

Первые исследования кинетики взрывного разложения азидов тяжелых металлов  $\text{AgN}_3$  и  $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$ , при инициировании СЭП были выполнены в работах

[42,43]. На основании совокупности экспериментальных данных авторы предположили, что при облучении азидов тяжелых металлов (АТМ) электронным пучком в зоне облучения в течение индукционного периода формируются капли электронно-дырочной жидкости, которые можно рассматривать как возможные очаги взрывного разложения. После этого начинается цепная реакция химического разложения взрывчатого вещества. Однако последующие экспериментальные исследования в этом направлении показали несостоятельность гипотезы о формировании электронно-дырочных капель, впервые предложенную Вайсбурдом Д.И. для объяснения разрушения ЩГК под действием СЭП. Плазма взрыва образуется значительно раньше, чем следует из физической модели, предложенной авторами работ [44–50].

Дальнейшие исследования закономерностей возбуждения взрыва АТМ импульсными электронными пучками были продолжены группой сотрудников под руководством Э.Д. Алукера и Б.П. Адуева. Были созданы аппаратные комплексы, позволяющие одновременно измерять: люминесценцию, оптическое поглощение, проводимость и акустический сигнал [44]. На основании анализа полученных экспериментальных результатов было заявлено об обнаружении новых явлений – свечения, поглощения и проводимости азидов тяжелых металлов до момента их механического разрушения и взрывного разложения. Эти явления, как утверждают авторы, относятся к предвзрывным и свидетельствуют в пользу цепной модели инициирования АТМ электронным пучком. Результаты этого цикла работ обобщены в монографии [44]. Дальнейшие исследования механизмов инициирования взрывного разложения АТМ электронными импульсами были проведены в работах [12,51,52].

Было показано, что на пороге инициирования взрыва свечение АТМ определяется двумя физическими процессами – импульсной катодолюминесценцией  $\text{AgN}_3$ , которая наблюдается только в момент импульса облучения и свечением продуктов взрывного разложения (плазмой), которая формируется после индукционного периода. Кинетика инерционных пиков свечения определяется скоростью химического разложения энергетического

материала и плазмодинамическими процессами, сопровождающими образование и разлет продуктов взрывного разложения. Таким образом, существование таких явлений, как предвзрывная люминесценция и предвзрывное поглощение не подтвердились.

На основании экспериментальных данных по электрическому пробую инертных диэлектриков и полупроводников под действием сильноточных электронных пучков наносекундной длительности [10,11,20,19,53] и данных по иницированию АТМ электрическим разрядом [18], формируемым СЭП, авторами [52,54] была предложена электроразрядная модель иницирования АТМ электронным пучком. Согласно модели, облучение АТМ электронным пучком с пороговой плотностью энергии  $H \geq 0,1$  Дж/см<sup>2</sup> приводит к формированию сильного электрического поля в зоне торможения СЭП и электрическому пробую образца. Электрический пробой реализуется в форме сверхзвуковых анодных разрядов, развивающихся со стороны облучаемой поверхности образца в область локализации отрицательного объемного заряда электронного пучка. Анодный разряд в диэлектриках (или анодный стример) представляет собой домен электрического поля размером (3–5) мкм, распространяющийся со скоростью  $\sim 10^7$  см/с. Локальная напряженность поля на фронте стримера в твердом теле достигает величины  $\sim 10^7$  В/см, что приводит к развитию туннельного эффекта и размножению неравновесных носителей заряда [55]. В результате за время  $\sim 10^{-11}$  с фронт стримера формирует «горячую точку», объемом  $\sim 10^{-10}$  см<sup>3</sup> сильно возбужденного вещества с концентрацией неравновесных носителей ( $10^{20}$ – $10^{22}$ ) см<sup>-3</sup> и удельным энергоскладом  $\sim 10^4$  Дж/см<sup>3</sup>, из которой развивается очаг взрывного разложения. Предложенная авторами [52] электрическая модель иницирования АТМ электронным пучком в дальнейшем подтвердилась и на других взрывчатых веществах – фуразанотетразиндиоксиде (ФТДО) [56] и бризантном взрывчатом веществе – тетранитропентаэритрите (тэн) [13]. Прямые экспериментальные доказательства развития кристаллографически ориентированных стримерных разрядов в зоне торможения электронного пучка впервые были получены в [13] при

исследовании свечения, разрушения и взрывного разложения монокристаллов тэна.

## **1.2 Генерация сильноточных релятивистских электронных пучков высокой интенсивности и их взаимодействие с твердыми телами**

Для получения сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) высокой интенсивности обычно используют эффект самофокусировки. В данном разделе рассмотрены особенности генерации, самофокусировки и филаментации сильноточных РЭП (15–800 кДж; 50–100 нс; 0,1–1 МА; 0,25–2 МэВ;  $10^{11}$ – $10^{13}$  Вт;  $10^{11}$ – $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>) и их взаимодействие с конденсированными средами. Приводится экспериментальный материал по возбуждению сильных ударных волн (УВ) в металлах, генерации интенсивного рентгеновского излучения и модификации свойств металлов.

### **1.2.1 Самофокусировка и филаментация релятивистских сильноточных электронных пучков в вакуумных диодах**

*Самофокусировка РЭП.* В начале 70-х годов началось изучение РЭП как возможного источника энергии для инерциального управляемого термоядерного синтеза. Под сильноточными РЭП понимаются электронные пучки, ток которых ограничивается собственным магнитным полем в диоде.

Наиболее распространенной геометрией диода является диод с плоскими электродами, разделенными малым зазором. Электронный пучок формируется в высоковольтном вакуумном диоде с помощью холодного катода, эмиссионная способность которого создается в результате взрывов микроострий, приводящих к образованию слоя катодной плазмы, с поверхности которой происходит отбор электронного пучка. Одновременно с небольшой задержкой под действием бомбардировки образуется слой анодной плазмы. Образовавшиеся слои плазмы (катодный и анодный), их движение оказывают сильное влияние на характеристики РЭП и их фокусировку. Экспериментально определенная скорость расширения катодного факела для катода из вольфрама, меди, алюминия находится в пределах

$(1,5-3) \cdot 10^6$  см/с, а температура факела достигает  $\sim 4,5$  эВ. В момент перекрытия приэлектродных плазменных слоев диод закорачивается, возникает дуговой разряд, электронный пучок прерывается.

Электрические и магнитные поля, создаваемые самим РЭП при движении в вакуумном диоде, а также катодная и анодная плазма оказывают существенное влияние на его самофокусировку.

Для оценки условий, при которых необходимо учитывать собственное магнитное поле пучка необходимо сравнить характерные силы (электрическую  $F_e$  и магнитную  $F_m$ ), действующие на электроны в диоде [57].

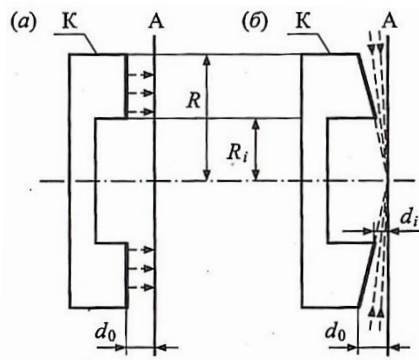


Рисунок 1.1 – Геометрия диода: а – плоский катод; б – конический катод;  $R$  – внешний радиус;  $R_i$  – радиус полости в катоде;  $d_0$ ,  $d_i$  – зазоры

На рис. 1.1 схематично показаны геометрические конфигурации диода в его наиболее распространенных формах. На рис. 1.1 (а) цилиндрический катод радиуса  $R$  расположен так, что его плоская передняя поверхность отстоит на расстоянии  $d_0$  от плоского анода. На рис. 1.1 (б) передняя поверхность катода лежит вдоль поверхности конуса с вершиной в центре анода. Углубление в центральной части катода радиуса  $R_i$  используется для уменьшения влияния движения плазмы на работу диода.

При достаточно низком анодном потенциале  $U$  и токе  $I$ , электроны текут практически перпендикулярно к эквипотенциальным поверхностям (рис. 1.1, а), а плотность тока и тока пучка должна быть задана нерелятивистским соотношением Чайлда–Ленгмюра [58]:

$$j_{\text{чл}} = \frac{\sqrt{2}}{9\pi d^2} \sqrt{\frac{e}{m}} U^{3/2} \quad (1.7)$$

$$I_{\text{чл}} = \frac{\sqrt{2}}{9} \frac{mc^3}{e} \left( \frac{eU}{mc^2} \right)^{3/2} \left( \frac{R}{d} \right) \quad (1.8)$$

где  $j_{\text{чл}}$  – плотность тока;  $I_{\text{чл}}$  – ток пучка;  $U$  – напряжение;  $R$  – радиус электронного пучка;  $d$  – величина катод-анодного зазора;  $e$  – заряд электрона ( $4.8 \cdot 10^{-10}$  ед. СГС или  $1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл);  $c$  – скорость света в вакууме ( $3 \cdot 10^{10}$  см/с).

Сила со стороны электрического поля и магнитного поля составляют величину

$$F_e \approx \frac{eU}{d} \quad (1.9)$$

$$F_M \approx e \frac{v}{c} H \quad (1.10)$$

здесь  $H$  – напряженность магнитного поля.

Скорость электронов в данной оценке будем брать равной их максимальной скорости, соответствующей ускоряющему напряжению. Область эмиссии электронов, а, следовательно, и сам пучок электронов, будем считать осесимметричными, причем радиус пучка  $R$  считаем равным радиусу области эмиссии. В этом случае магнитное поле максимально на периферии пучка и составляет величину

$$H = \frac{2I}{Rc} \quad (1.11)$$

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} \quad (1.12)$$

Из формул (1.7–1.12), имеем

$$F_M = \frac{4}{9} \frac{e^2 U^2 R}{mc^2 d^2} \quad (1.13)$$

$$\frac{F_M}{F_e} = \frac{4}{9} \frac{eUR}{mc^2 d} = \frac{4}{9} \frac{R}{d} \frac{U[\text{MB}]}{0.511} \approx \frac{R}{D} U[\text{MB}] \quad (1.14)$$

Отсюда, при большом радиусе пучка по сравнению с зазором диода отношение  $F_M/F_e$  значительно даже при нерелятивистских напряжениях на диоде, и,

следовательно, влияние магнитного поля на структуру пучка становится существенно.

С увеличением тока, собственное магнитное поле электронного пучка в диоде стремится сжать картину течения вокруг оси (рис. 1.1, б). Уровень тока, при котором начинает происходить это сжатие, определяется как критический ток  $I_{кр}$ . Для диодов на рис. 1.1,  $I_{кр}$  определяется приближенно соотношением

$$I_{кр} = 8.5\sqrt{\gamma^2 - 1}(R/d) \quad (1.15)$$

где  $\gamma = 1 + eU/mc^2$  – релятивистский фактор;  $I_{кр}$  – выражено в кА.

Для релятивистского электронного пучка на диоде воспользуемся выражением для плотности тока в неограниченном по ширине плоском диоде:

$$j = \frac{cU}{2\pi d^2} \quad (1.16). \text{ Тогда получим}$$

$$\frac{F_M}{F_e} \approx \frac{R}{d} \quad (1.17)$$

т.е. в релятивистском случае, чтобы обоснованно не учитывать влияние собственного магнитного поля пучка на движение электронов, необходимо иметь радиус пучка много меньше зазора диода.

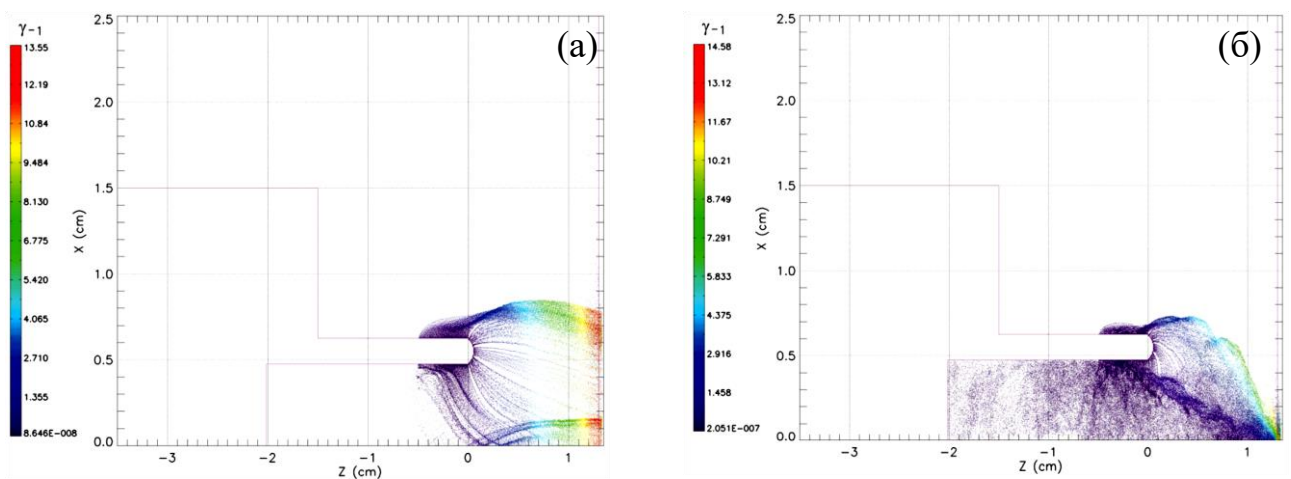


Рисунок 1.2 – Ламинарный электронный поток ( $I < I_{кр}$ ) (а), фокусировка электронов с помощью токонесущей плазмы на оси ( $I \geq I_{кр}$ ) (б) [59]

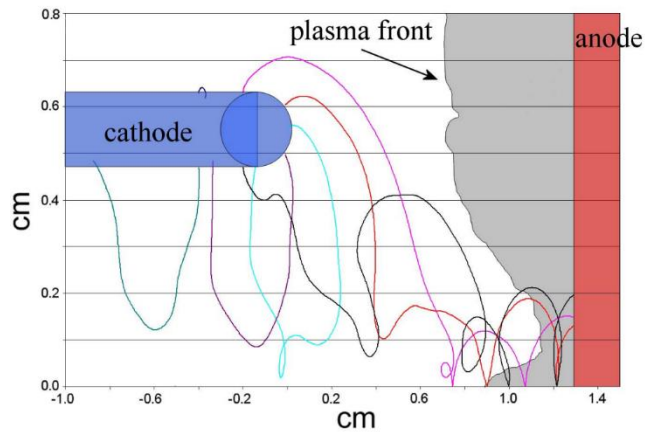


Рисунок 1.3 – Фотография иллюстрации траектории РЭП в вакуумном диоде [59]

Численные расчеты сильноточных диодов с током  $I < I_{кр}$  показывают, что углы падения электронов на поверхность анода малы (нормальное падение, рис. 1.2, а). С повышением тока диода углы падения на диод растут благодаря возрастающему действию собственного магнитного поля пучка на движение электронов. При достижении в диоде тока, равного  $I_{кр}$ , характер траекторий становится другим. Ламинарное течение электронов в ускоряющем зазоре заменяется течением с пересекающимися орбитами (рис. 1.2, б).

Когда ток в диоде  $I > I_{кр}$ , ларморовский радиус электронов с энергией, соответствующей напряжению на диоде, становится равным или меньше зазора между катодом и анодом и электроны с внешней границы пучка начинают дрейфовать к оси диода. Следствием этого является пинчевание электронного пучка, приводящее к его самофокусировке на аноде.

На рис. 1.3 приведена фотография иллюстрации траектории РЭП в вакуумном диоде [59]. Рис. 1.3 показывает, что электроны движутся поперек оси пучка задолго до того, как они достигнут анода и траектории электронов, достигнув оси, остаются ограниченными около нее и движутся к аноду.

Эксперименты по фокусировке РЭП начались в 70-х годах и описаны в работах [60–67]. Развитие работ по самофокусировке РЭП связано с применением полых катодов с коническим торцом, обращенным к плоскому аноду, и с большим аспектным отношением [68,69]. Эксперименты проводились на ускорителе GAMBLE-1 (750 кВ, 500 кА, 70 нс) при полной энергии в электронном пучке  $\sim 9$



кДж. Диод обеспечивал стабильную фокусировку пучка на оси диода с диаметром пятна менее 3 мм. Плотность тока в пятне самофокусировки составляла  $1,6 \text{ MA/cm}^2$ , а плотность мощности РЭП –  $10^{12} \text{ Вт/см}^2$ . На рис. 1.4 показана форма диода и щелевая развертка свечения сцинтиллятора с помощью, которого определялся процесс схлопывания полого электронного пучка в пинч малого диаметра.

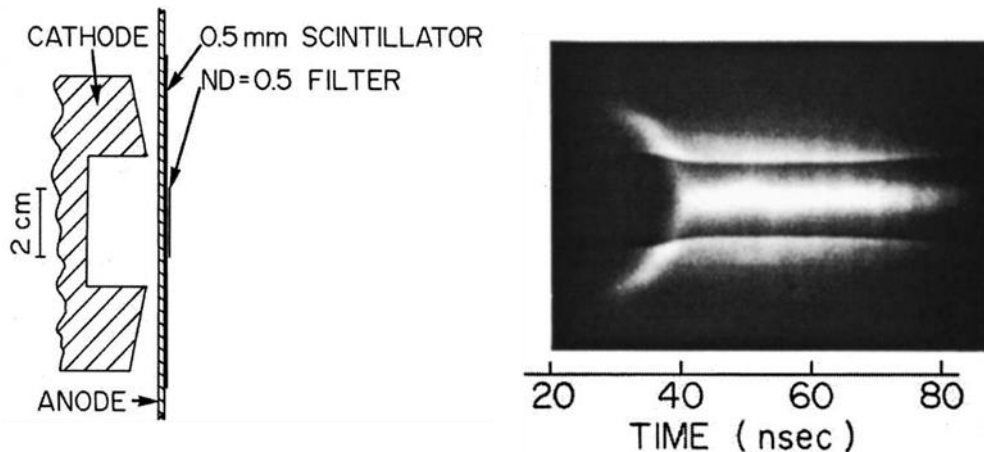


Рисунок 1.4 – Геометрия диода и щелевая развертка свечения сцинтиллятора за анодом (анод – титан, насыщенный водородом) в опытах по фокусировке РЭП на ускорителе GAMBLE-1 [70]

Рентгеновская фотография показывает, что вначале образуется тонкий трубчатый пучок толщиной менее 3 мм, радиус которого несколько превышает внутренний радиус полого конического катода. Средняя скорость схлопывания составила  $1,7 \text{ мм/нс}$ . Через 40 нс после начала импульса оболочка схлопывалась в плотный пинч в центре анода. В течение последующих 50 нс пинч продолжал существовать, совершая хаотическую миграцию в пределах 1 мм вокруг оси диода. Установлено, что скорость схлопывания электронного пучка увеличивается монотонно с ростом атомного номера материала поверхностного слоя анода. Предполагается [68], что ионный поток, выходящий из анода, появляется за счет ионизации газов, десорбируемых из материала анода вследствие нагрева его электронным пучком. Газ за время 1 нс ионизируется как первичными электронами пучка, так и отраженными от анода. С увеличением атомного номера материала анода его поверхностный слой нагревается быстрее, так как удельные потери

энергии электрона в веществе возрастают, что приводит к более быстрой десорбции газа. Таким образом, механизмами ответственными за схлопывание электронного пучка в сильноточном диоде ИЭУ и образование плотного пинча, согласно [68], являются: поверхностный нагрев анода, десорбция газа и образование потока ионов, направленного в сторону катода. Наличие расширяющегося ионного слоя, отходящего от поверхности анода, является необходимым и достаточным условием для образования пинча путем схлопывания полого цилиндрического электронного пучка.

Динамика образования плотного пинча на оси диода с полым катодом выглядит следующим образом. В начале процесса, до образования анодной плазмы, в диоде наблюдается лишь ламинарный поток электронов, формируемый из катодной плазмы. В более поздней стадии под действием электронной бомбардировки возникает анодная плазма. Электроны, входящие в ионный слой вблизи границы анодной плазмы, будут отражены обратно в объем диода за счет действия магнитного поля и снижения действия электрического поля. Отраженные таким образом электроны будут двигаться радиально в сторону оси диода пока не достигнут области анода, где отсутствует плазма. Здесь возросший электронный поток бомбардирует анод, образуя плотный ионный слой, обеспечивающий дальнейшее радиальное движение электронного потока. Образование ионного слоя, обеспечивающего отражение в нем электронов, происходит за  $\sim 1$  нс, что и объясняет быстрое схлопывание электронного пучка, наблюдаемое в эксперименте. Поскольку движение образовавшихся ионов практически не подвержено действию магнитного поля, то они движутся в направлениях, параллельных оси диода, и ток ионов может составлять заметную долю от полного тока диода.

Основной вывод исследований по фокусировке сильноточных РЭП в вакуумных диодах заключается в следующем. Для начала фокусировки электронов на ось диода необходимо не только превышение тока диода над критическим током ( $I > I_{кр}$ ), но и превышение некоторого критического уровня энерговклада в материал анода ((300–450) Дж/г для меди и латуни и (450–650) Дж/г для графита).

Плотность мощности в фокальном пятне РЭП достигает ( $10^{12}$ – $10^{13}$ ) Вт/см<sup>2</sup>, что приводит к термическому взрыву поверхности анода и формированию плазменной струи, разлетающейся навстречу электронному пучку.

**Филаментация РЭП.** В экспериментах по самофокусировке РЭП в диоде сильноточного ускорителя АНГАРА-1 (1 МэВ, 200 кА, 60 нс) с энергией в пучке на уровне (10–15) кДж был получен пучок, сфокусированный до диаметра (1–1,5) мм. На начальной стадии работы диода электронный пучок разбивается на токовые филаменты, которые затем сходятся в центральное пятно фокусировки. Об этом свидетельствуют эрозионные следы в виде «звезды», образующиеся на поверхности анода в процессе фокусировки тока в диоде (рис. 1.5). Автографы сохранялись благодаря снятию напряжения с диода через (20–25) нс после начала импульса.

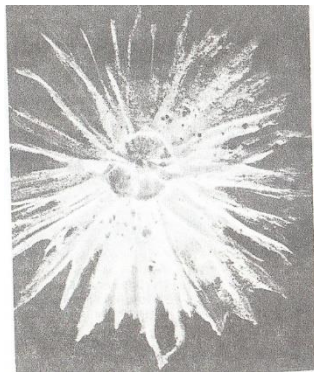


Рис. 1.5

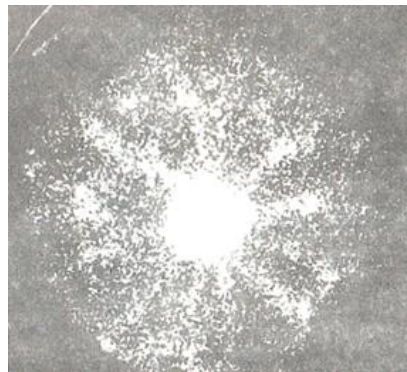


Рис. 1.6

Рисунок 1.5 – Фотография эрозионных следов отдельных токовых каналов, образовавшихся на поверхности анода в процессе фокусировки тока в диоде ускорителя АНГАРА-1. Диаметр центрального пятна ~ 2 мм [69]

Рисунок 1.6 – Рентгеновский снимок анода ускорителя КАЛЬМАР, на котором отчетливо виден неоднородный ореол (спицы) вокруг центрального пятна фокусировки, диаметр пятна ~ 1,5 мм [69,71,72]

Филаментацию электронного пучка наблюдали также на ускорителе КАЛЬМАР (500 кВ, 250 кА, 150 нс) при малом уровне предимпульса,

недостаточном для предварительного образования катодной плазмы до подачи на диод основного напряжения. В этих исследованиях, наряду с острой фокусировкой РЭП в виде центрального пятна вокруг него, была обнаружена азимутальная неоднородность ореола рентгеновского излучения, идущего с анода и наблюдавшаяся в течение (30–40) нс, а также зарегистрирована дискретная структура свечения острой кромки катодного выступа в видимом и ВУФ-диапазоне. На рентгеновском снимке анода ускорителя КАЛЬМАР отчетливо был виден ореол диаметром 7 мм с ярким пятном в центре, причем ореол распадается на 11 лучей – «спиц» (рис. 1.6).

Длительно существующие спицы, по-видимому, представляют собой нити радиального тока ускоренных электронов, дающих "тормозное излучение" при движении через плотную анодную плазму. Эта картина подобна радиальному движению ускоренных электронов через анодную фольгу (плазму) в пинч-рефлексном диоде [73], причем каждый из филаментов привязан к отдельному катодному пятну (факелу). Исчезновение спиц в стадии острой фокусировки (75 нс после начала тока, рис. 1.7, в,  $t = 70$  нс) при одновременном сохранении свечения катодных пятен можно объяснить тем, что на стадии острой фокусировки филаментированное радиальное течение электронов отходит от области плотной анодной плазмы в сторону катода, в результате чего тормозное излучение электронов трудно зарегистрировать.

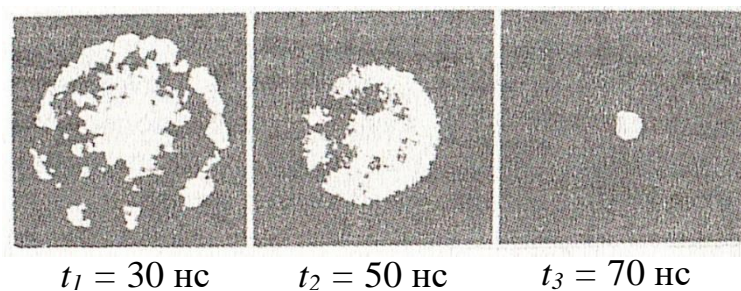


Рисунок 1.7 – Эволюция процесса фокусировки РЭП в диоде ускорителя КАЛЬМАР. Снимки получены с помощью камеры-обскуры с рентгеновскими ЭОПами

Сопоставление дискретной структуры свечения кромки катода в ВУФ - диапазоне с азимутальной неоднородностью ореола в рентгеновских снимках анода было произведено для многих опытов. Наблюдалось полное соответствие числа центров свечения катода с числом «спиц» на аноде. Авторы предположили, что «спицы» представляют собой нити радиального тока ускоренных электронов, дающие тормозное излучение при движении через плотную анодную плазму. На ускорителе МИРАЖ (800 кВ, 200 кА, 90 нс) не было обнаружено ни филаментации электронного пучка, ни катодных пятен.

Представления о филаментах в пинчевых системах до сих пор носят фрагментарный и незаконченный характер. В связи с этим возрастает необходимость построения последовательной и полной теории филаментов, которой к настоящему моменту еще не существует [74–76].

## **1.2.2 Физические процессы в твердых телах при взаимодействии с релятивистскими электронными пучками высокой интенсивности**

Исследование воздействия релятивистских электронных пучков (РЭП) с полной энергией  $\sim 10^5$  Дж и интенсивностью  $\sim (10^9-10^{12})$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности  $< 10^{-7}$  с на твердые тела рассмотрено в ряде работ [77–82]. Процессы, сопровождающие взаимодействие РЭП с веществом, используются в настоящее время для решения различных научных и технологических задач. Интенсивно ведутся работы по использованию самосфокусированных РЭП для генерации импульсов тормозного и рентгеновского излучения большой мощности, генерации ударных волн, модификации механических свойств конденсированных сред и накачки газовых лазеров. Некоторые области применения РЭП приведены ниже.

### **1.2.2.1 Генерация ударных волн и откольное разрушение мишеней**

Возможности современных импульсных сильноточных ускорителей связаны с наукой о прочности и разрушении материалов.

Для генерации сильных ударных волн (УВ) в исследуемой мишени последнюю помещают в анодный узел ускорителя и воздействуют на нее

сфокусированным РЭП. Мишенью обычно служит металлическая пластинка, выполняющая роль анода ускорителя. В этом случае фокусировка осуществляется за счет явления самофокусировки электронного пучка. В пятне самофокусировки достигается плотность мощности, превышающая  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, а объемная плотность энергии  $\omega$  достигает  $2,5 \cdot 10^6$  Дж/см<sup>3</sup> [77–82].

Выделение энергии за время импульса при высокой плотности мощности приводит к тепловому взрыву поверхности анода. Продукты абляции вещества, разлетающиеся с большими скоростями, несут значительный импульс, приводящий к возникновению в исследуемом образце сильных ударных волн.

Давление  $P$  образующейся плазмы можно оценить по формуле:

$$P = \omega(\gamma - 1) \quad (1)$$

где  $\gamma$  – эффективный показатель адиабаты вещества в анодном факеле. При температуре плазмы  $\sim 10^4$  К можно принять  $\gamma = (1,2-1,3)$  [83]. Давление на фронте УВ при этом достигает ( $10^{11} - 10^{12}$ ) Па.

В экспериментах [83], проведенных на ускорителе «Кальмар» (0,5 МэВ, 180 кА,  $10^{-7}$  с), оценивалась величина импульса, создаваемого испаренным материалом мишени, и значение импульсного давления в фокусном пятне РЭП. Возникающая ударная волна, распространяясь по мишени, создает полусферический кратер со стороны воздействия РЭП и откол с тыльной стороны мишени. При взаимодействии РЭП с алюминиевым анодом, толщиной 6 мм в образце формировался кратер, глубина которого возрастала с увеличением энергии, выделившейся в фокусном пятне. При достаточном энергозапасе пластина пробивалась насквозь за один импульс ускорителя. Когда энергозапас был недостаточным для образования сквозного отверстия, наблюдался откол тыльной поверхности пластины, возникающий при отражении УВ от свободной поверхности мишени.

В [84], изучены закономерности откольного разрушения конструкционных материалов в режиме нагружения импульсами РЭП в субмикросекундном диапазоне долговечности. Исследовалась плотность центров разрушения и их распределение по размерам и шероховатости поверхности откола. Установлено,

что значения динамической прочности на порядок превышают значения статической, что находится в согласии с представлениями о кинетической природе разрушения. Результаты обработки изображений поверхности откола с помощью микроскопа свидетельствовали о том, что процесс динамического разрушения носит многоочаговый характер. Результаты исследований позволили авторам сделать следующий вывод: время разрушения в динамическом диапазоне долговечности ( $\tau \sim 10^{-7}$  с) при рассмотренном способе нагружения определяется временем роста зародышей разрушения до критического размера и временем объединения закритических зародышей, определяемым рэлеевской скоростью слияния микроразрушений.

Изучение условий формирования и определение плотности очагов разрушения является важным в проблеме динамического разрушения, поскольку дает возможность разработать феноменологию процесса динамического разрушения с использованием вычислительных средств для прогнозирования стойкости широкого класса конструкционных материалов.

### **1.2.2.2 Структурные и химические превращения**

Высокие давления и температуры в фокальном пятне РЭП, позволяют исследовать поведение вещества в экстремальных условиях, а также изучать структурные и химические превращения, обусловленные высокими термодинамическими параметрами. Основная трудность таких исследований заключается в том, что при высоких плотностях мощности РЭП ( $q > 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>) необходимо предусмотреть сбор исследуемого вещества, которое выбрасывается из образующегося кратера навстречу электронному пучку и безвозвратно теряется. Режим испарения требует использования специальной камеры высокого давления. В [2] описаны эксперименты по фазовому переходу нитрида бора BN в алмазоподобную фазу с применением камеры высокого давления. Основным элементом устройства являлась металлическая цилиндрическая ампула, помещаемая в анодный узел ускорителя. Сильноточный РЭП инжестировали в торцевую стенку ампулы. При этом происходил термический взрыв торцевой

стенки и возникал импульс высокого давления. Возбужденная УВ сжимала исследуемое вещество, часть которого попадала в камеру сборки, откуда извлекалось после облучения и анализировалось.

Изменение механических свойств металлов и сплавов можно наблюдать и при облучении РЭП в режиме оплавления с плотностью мощности и энергии  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\sim 100$  Дж/см<sup>2</sup> соответственно. При таких плотностях мощности и энергии образуется тонкий слой расплавленного металла с температурой не ниже температуры плавления, и только часть энергии электронного пучка переходит в кинетическую энергию разлетающегося пара и плазмы. Такие пучки создают в приповерхностных слоях металлов сверхбыстрый нагрев и охлаждение со скоростями  $10^8 - 10^{11}$  К/с при минимальном теплоотводе, которые в сочетании с высокими пространственными градиентами температур  $10^6 - 10^7$  К/см приводят к модификации свойств облучаемых мишеней. Расчеты и эксперименты, проведенные в [85] показывают, что в условиях данного эксперимента может происходить поверхностная аморфизация облучаемых образцов. Детальное исследование поверхности кристаллических сплавов FeCr<sub>8</sub>P<sub>13</sub>C<sub>7</sub> и FeCr<sub>10</sub>P<sub>13</sub>C<sub>7</sub> после однократного облучения с помощью рентгеноструктурного, металлографического и электрохимического анализов, подтвердили наличие аморфного слоя на поверхности образцов. Интерес к аморфизации металлов и сплавов обусловлен их уникальными коррозионными и металлическими свойствами.

### 1.2.2.3 Генерация рентгеновского излучения для импульсной рентгенографии

Диод с самосфокусированным релятивистским электронным пучком (self-magnetic pinch diode (диод SMP)) продемонстрировал хорошие возможности и надежность в качестве источника рентгеновского излучения высокой яркости для применения в импульсной рентгенографии [59,86–88].

Диод SMP обычно содержит полый цилиндрический катод, испускающий электроны в направлении анода с высокой плотностью. Начальный поток ограничен пространственным зарядом, и электроны попадают на мишень большой площади. По мере увеличения тока, электромагнитные поля приводят к



самофокусировке пучка на аноде и формированию рентгеновского пятна небольших размеров. Диод SMP был тщательно изучен с применением генераторов ASTERIX [86,87] и RITS-6. [59,88] с помощью нескольких диагностических средств (визуализация с разрешением по времени, рентгенография, теневая микроскопия, интерферометрия).

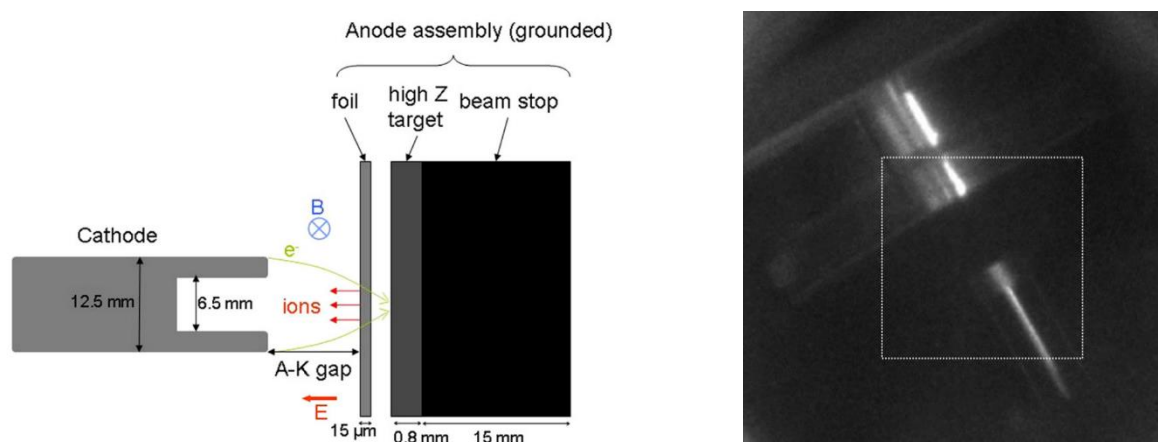


Рисунок 1.8 – Иллюстрация (а) и видимое изображение (б) SMP-диода перед съемкой (статическое изображение)

На рис. 1.8 приведены иллюстрации и видимое изображение SMP-диода с камеры ICCD перед съемкой (статическое изображение) [87].

В работе [87], авторы исследовали диод SMP при напряжении около 4 МВ, приводимый в действие генератором ASTERIX. Испытывались 2 конфигурации: номинальная, работающая с катодом большого диаметра (12,5 мм), и конфигурация с малым катодом (диаметр 9 мм).

Установлено, что характеристики источников рентгеновского излучения SMP заметно отличаются стабильностью дозы и размерами пятна. Конфигурация с малым катодом более эффективна в диапазоне катод-анодных зазоров (9–10) мм. Однако эта конфигурация вызывает более высокую скорость расширения плазмы и нестабильность параметров рентгеновского излучения при малых зазорах.

### 1.3 Альтернативные представления о механизмах кумуляции энергии сильноточных электронных пучков в вакуумных диодах

К настоящему времени предложены новые модели кумуляции энергии СЭП в вакуумных диодах импульсных сильноточных ускорителей электронов.

#### 1.3.1 Электростатическая модель кумуляции мощного электронного пучка в релятивистском вакуумном диоде

Авторами [89–91] рассмотрена электростатическая модель кумуляции энергии мощного электронного пучка в релятивистском вакуумном диоде с катодом кольцевого типа. Качественную картину можно описать следующим образом. При приложении высоковольтного импульса к катод-анодному зазору с поверхности катода инициируется взрывная электронная эмиссия. В релятивистском вакуумном диоде электронная эмиссия наиболее интенсивна с краев катода (рис. 1.9).

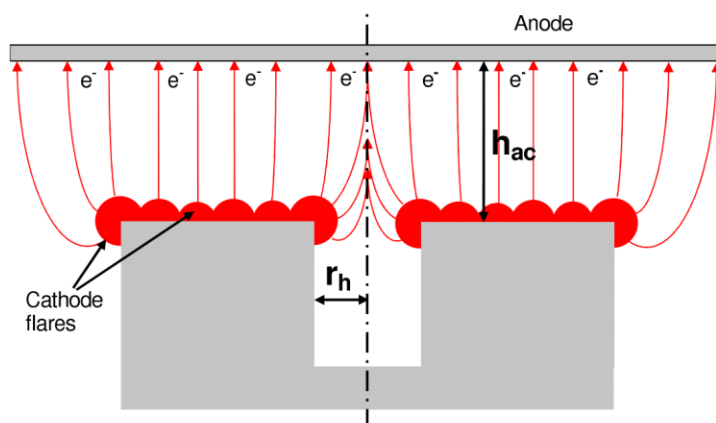


Рисунок 1.9 – Кумуляция, вызванная электростатическим отталкиванием [89]

Кулоновское отталкивание заставляет заряженные частицы устремляться в область, свободную от пучка. Ускоренное движение электронов к аноду происходит параллельно с радиальным движением к оси симметрии катода. В результате плотность сильноточного пучка на оси релятивистского вакуумного диода многократно увеличивается по сравнению со средней плотностью тока в зазоре катод-анод. Экспериментальные исследования проводились на импульсном ускорителе электронов (360 кВ, 6 кА, 300 нс). Плотность энергии пучка

оценивалась по распределению дозы, поглощенной радиохромной пленкой. Доза, поглощенная в точке с координатами  $(x, y)$  на плоскости анода, пропорциональна интегралу плотности мощности электронного пучка в точке  $(x, y)$  во времени. На рисунке 1.9, а показаны результаты моделирования пространственного распределения дозы, поглощенной анодом.

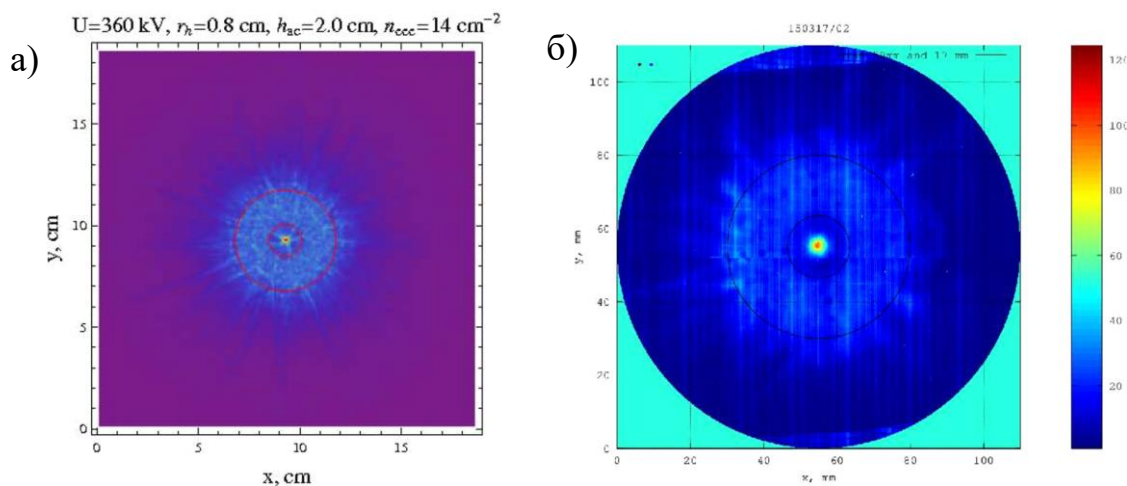


Рисунок 1.10 – Отпечаток электронного пучка: а – результат моделирования, б – результат эксперимента [89]

Параметры диода: радиус катода  $\sim 3,0$  см, величина катод - анодного зазора  $\sim 2,0$  см, радиус внутреннего отверстия  $\sim 0,8$  см. Рассчитанная плотность тока в области центрального пятна на аноде в момент, соответствующий максимальному ускоряющему напряжению, составила  $\sim 1,0 \text{ кА/см}^2$ , что в 5 раз больше средней плотности тока сильноточного диода. Таким образом, результат моделирования свидетельствует о кумуляции электронного пучка на оси сильноточного диода с кольцевым катодом. На рисунке 1.10, б приведен результат эксперимента - отпечаток электронного пучка с двумя фольгами. Первые эксперименты показали, что поток заряженных частиц на оси был настолько интенсивным, что прожигал пленку. По этой причине авторы поместили алюминиевую фольгу толщиной  $\sim 70$  мкм перед дозиметрической пленкой для уменьшения поглощенной дозы. Это позволило отсеять потоки как слаборелятивистских электронов, образующихся при затухании импульса напряжения, так и катодной плазмы. Эксперименты, проведенные с одной, двумя и тремя фольгами, показали, что резкое увеличение

поглощенной дозы наблюдается в центре. Преимуществом этого механизма кумуляции перед традиционным, основанным на самофокусировке сильноточного пучка собственным магнитным полем, является очень низкий энергетический разброс частиц в области максимальной плотности тока из-за ламинарного потока заряженных частиц.

### **1.3.2 Генерация сжатого электрон-ионного пучка в вакуумном диоде сильноточного ускорителя электронов**

В работах [92,93] авторы исследовали особенности формирования плотных электронных пучков в сильноточном ускорителе электронов (300 кэВ, 4 кА, < 1 нс). Было обнаружено, что вблизи иглоподобного вольфрамового катода образовалась область горячей плазмы с температурой электронов  $T_e = (1,0-1,4)$  кэВ, которая генерировала электронный пучок, проходящий на расстояние порядка 1 см в вакуумном зазоре между катодом и анодной фольгой в виде нитей, диаметром менее 20 мкм. Было предположено, что в этих экспериментальных условиях в катодной плазменной струе образуется микропинч, который может испускать пучки многозарядных ионов, ускоренных электронным пучком. В дальнейших работах [92,93] это предположение было подтверждено экспериментальными результатами. Авторы исследовали экстремальный режим работы высоковольтного сильноточного ускорителя электронов.

Игольчатый катод с углом при вершине  $1^\circ$  был изготовлен из титанового или вольфрамового стержня, диаметром 1,5 мм. Анод представлял собой титановую пленку, толщиной 4 мкм. Давление в вакуумной камере составляло  $10^{-4}$  Торр. Энергия электронов в пучке оценивалась по глубине окрашенного слоя в кристалле LiF. Для определения пространственной структуры электронного пучка авторы облучали серией импульсов различные типы диэлектриков (кварц, сапфир), расположенных за отверстием в анодной фольге на расстоянии  $\sim 25$  мм от катода. На фотографиях облучаемой поверхности образцов обнаружены кратеры, диаметром около 30 мкм и глубиной  $\sim 100$  мкм. Предполагается, что образуются они в результате воздействия сжатого нитевидного электронного пучка с

плотностью тока  $10^9$  А/см<sup>2</sup>. Авторами было сделано предположение о том, что подобные структуры образованы ионами катодного материала, которые захватываются электрическим полем пространственного заряда электронного пучка из горячей катодной микропинчевой плазмы. Сложные структуры ускоренных электрон-ионных пучков, состоящих из центральной нити, окруженной концентрическими кольцами, наблюдались на поверхности анодной фольги. Авторы сделали заключение о том, что формирование и распространение кольцевых электрон-ионных пучков, коаксиальных с центральной нитью, происходит из-за баланса силы Ампера, стремящейся сжать пучки к оси, и кулоновских сил отталкивания пространственных зарядов не полностью нейтрализованных нитей. Специальными исследованиями было установлено наличие ионов ( $Ti^{n+}$ ) в сапфире после облучения электронным пучком, сформированным в катод - анодном зазоре с титановым катодом. Для этого после облучения сапфира образец возбуждалась лазерным излучением на длине волны 450 нм и измерялся спектр фотolumинесценции. В спектре люминесценции в красной области (750–800 нм) была обнаружена полоса, характерная для ионов  $Ti^{3+}$ , внедренных в решетку  $Al_2O_3$ . Пространственная структура красной полосы люминесценции приведена на рис. 1.12.

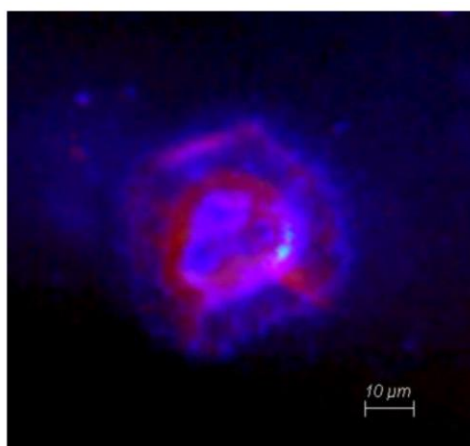


Рисунок 1.12 – Пространственная структура люминесцентной области кристалла сапфира после облучения сжатым высокоэнергетическим электронно-ионным ( $Ti^{n+}$ ) пучком. Вид с облучаемой поверхности [92]

Толщина люминесцентного слоя центров  $Ti^{3+}$  составила (0,5–0,8) мкм, что соответствует средней длине пробега ионов  $Ti^{n+}$  с энергией 10 МэВ. Таким образом, эти результаты подтвердили сделанное выше предположение о наличии ионов в самосжатом электронном пучке.

### 1.3.3 Генерация самосжатого электронного пучка в канальном искровом разряде и его использование для выращивания тонких пленок

Сравнительно недавно [94–99] были достигнуты успехи в технологии получения сильноточных (кА), низкоэнергетических (15–20) кВ, электронных пучков с плотностью мощности  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> и плотностью энергии (10–30) Дж/см<sup>2</sup>, что сопоставимо с параметрами эксимерных лазеров, как указано в таблице 1.1.

Таблица 1.1 Сравнение параметров электронного пучка, генерируемого в искровом разряде электронного ускорителя Channelspark и ХеСl лазера [96]

Параметр	Channelspark	Эксимерный лазер ХеСl
Вложенная энергия (Дж)	<1	<0,05
Пиковая мощность (МВт)	<15	2,5
Флюенс (Дж/см <sup>2</sup> )	<30	<13
Удельная мощность (МВ/см <sup>2</sup> )	<300	600
Плотность энергии (МДж/см <sup>3</sup> )	<0,5	3
Размер пятна (см <sup>2</sup> )	0,03	0,004
Глубина энерговклада (мкм)	0,6	0,04
Длительность импульса (нс)	200	40
Ускоряющий потенциал (кВ)	15-20	-
Ток пучка (А)	~1500	-
Давление фонового газа (мТорр)	~12,5 (необходимо)	12,5 (не обязательно)

Сильноточные электронные пучки с такими параметрами используются для абляции материалов и осаждения тонких пленок. Принципиальная схема формирования интенсивных электронных пучков с применением канальной искры показана на рис. 1.13.

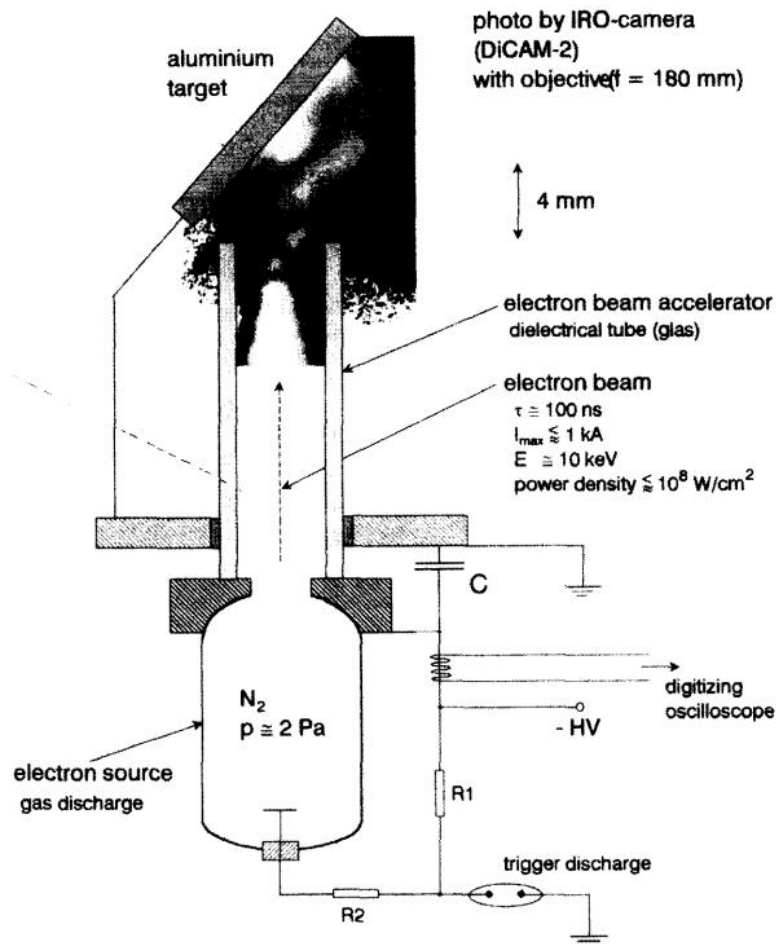


Рисунок 1.13 – Экспериментальная схема канальной искры

Импульс электронов генерируется в искровом разряде с полым катодом и выводится ускоряющим высоким напряжением через стеклянный капилляр. Для ускорения электронного луча необходима диэлектрическая трубка, заполненная аргоном до давления  $\sim (10\text{--}20)$  мТорр. Положительные ионы газа, образующиеся при ударной ионизации, компенсируют отрицательный объемный заряд электронов и предотвращают распад электронного пучка. Иллюстрация транспортировки сфокусированного электронного пучка в диэлектрической трубке приведена на рис. 1.14.

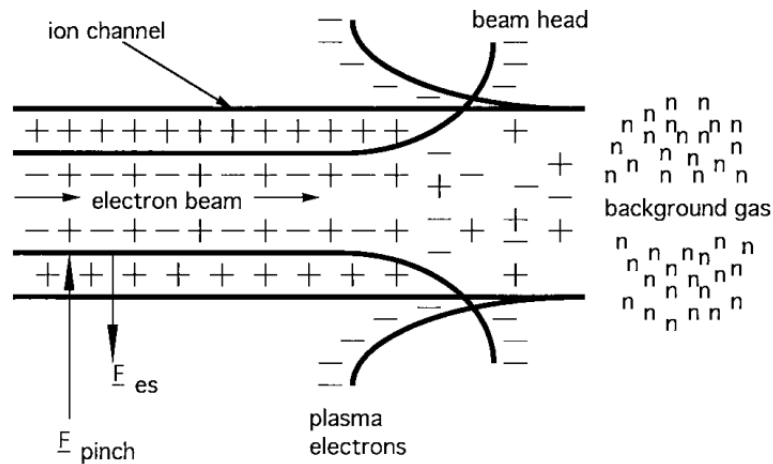


Рисунок 1.14 – Иллюстрация транспорта ионно-сфокусированного электронного пучка в газе низкого давления

Электронный пучок фокусируется ионами до диаметра около 2 мм. Длительность импульса составляет ~ 100 нс.

Импульсная электронно-лучевая абляция зарекомендовала себя как перспективный метод выращивания тонких пленок высокого качества. Осаждение пленки импульсным электронным пучком состоит из множества физических процессов, включая нагрев материала мишени, абляцию мишени, расширение плазменного факела и рост пленки на подложке. Расширение плазменного факела в вакуум или окружающий газ является фундаментальной проблемой метода электронной абляции, поскольку качество тонких пленок, нанесенных на подложку, зависит от состава, энергии и плотности частиц, выбрасываемых из мишени. Предполагается [99], что будущие направления исследований в области абляции электронным лучом, связаны с применением новых источников электронных пучков большей площади для абляции материалов и обработки поверхности.



### **1.3.4 Генерация высокоэнергетических электронов в наносекундном разряде с полым щелевым катодом при давлении 1-100 Торр**

Экспериментальные исследования явления самофокусировки электронного пучка, генерируемого в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600, были проведены нами с использованием полого цилиндрического катода в форвакуумной области давления (0,05–0,3) Торр. Согласно литературным данным геометрия разрядного промежутка и наличие остаточных газов в диоде может оказать существенное влияние на физические процессы, развивающиеся в диоде [100,101]. В связи с этим, в данном разделе рассмотрены основные литературные данные о процессах, протекающих в диодах с полым катодом в области давлений (1–100) Торр [102-106].

В последние годы большое внимание уделяется исследованию физических свойств плазменно-пучковых разрядов (ППР) в газах, при давлениях 0,1 – 750 Торр, где в процессе пробоя пучки быстрых электронов формируются в самом разряде. Научный интерес к этим исследованиям связан с фундаментальными вопросами физики импульсного пробоя (с определением механизмов генерации пучков убегающих электронов, а также с широким практическим применением электронных пучков пикосекундной длительности и неравновесной плазмы ППР в различных технологических устройствах, в радиационной и электронно-лучевой технологии).

Проведенные в литературе исследования импульсных газовых разрядов свидетельствуют о том, что генерация высокоэнергетических электронов имеет место в высоковольтных импульсных разрядах наносекундного диапазона при давлениях вплоть до атмосферного [100-101], в наносекундных скользящих по поверхности диэлектрика разрядах в газе [107], в длинных трубках, где пробой происходит в виде высокоскоростных волн ионизации [108], а также в разрядах с полым катодом [105,109].

Исследования последних лет показали, что наиболее простым и удобным в практическом применении из перечисленных разрядов являются разряды с полым катодом, предложенные и исследованные в работах [103,109-111].

Преимуществами разряда с полым катодом перед другими аналогичными разрядами являются малые рабочие напряжения (1–5 кВ), возможность получать пучки ускоренных электронов с энергией нескольких кэВ и мощные наносекундные импульсы тока с амплитудой до 1 кА и длительностью менее 50 нс, при средних и повышенных давлениях (1–100 Торр) рабочего газа.

Анализ физических процессов, протекающих в полем катоде показал, что наблюдаемые в экспериментах особенности движения ускоренных электронов в полости катода связаны с распределением электрического потенциала в полости катода [103,109-111]. Результаты расчета распределения электрического потенциала и траектории движения электронов в полости щелевого катода свидетельствуют о том, что проникновение электрического потенциала вглубь полости катода обусловлено накоплением пространственного заряда. По мере роста плотности электронов электрический потенциал локализуется вблизи внутренней поверхности полости катода и формируется тонкий катодный слой. Электроны, эмитируемые с катода, при прохождении катодного слоя ускоряются и совершают колебательные движения внутри полости катода по направлению к аноду. При высоких значениях прикладываемого напряжения при наносекундном пробое газа у выхода из полости катода формируется область нескомпенсированного положительного заряда, которая играет роль виртуального анода и замыкает на себя ток свободных электронов. Учет силы сопротивления среды при расчетах приводит к существенному изменению траекторий движения электронов. Показано, что при определенных условиях возможна фокусировка части ускоренных электронов по центру полости щелевого катода.

На рис. 1.15 приведены картины пространственного распределения оптического излучения разряда в гелии в обоих случаях открытого и ограниченного разряда в зависимости от значений напряжения  $U_0$  и давления  $p$ . Было показано, что пространственная структура и интенсивность оптического излучения внутри щели катода и в промежутке между электродами также зависят от значений  $U_0$  и  $p$  [108].

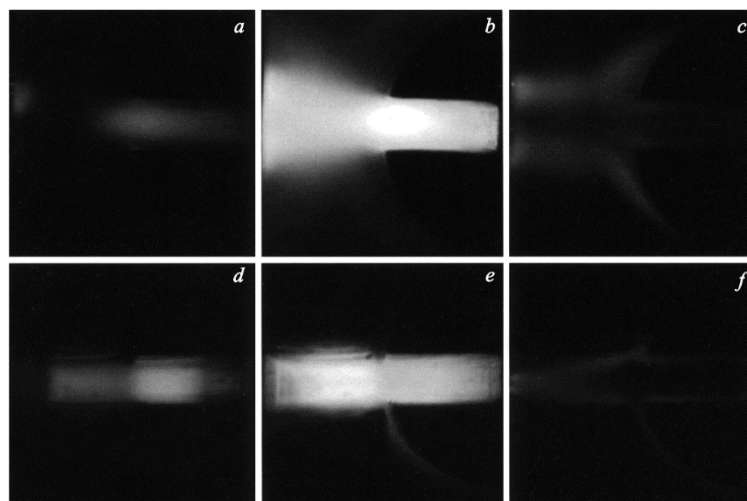


Рисунок 1.15 – Картины пространственного распределения оптического излучения разряда. Открытый разряд: а –  $10^3$  Па, 1 кВ; б –  $1.5 \cdot 10^3$  Па, 3.5 кВ; с –  $3.5 \cdot 10^3$  Па, 1.5 кВ. Ограниченный разряд: д –  $5 \cdot 10^2$  Па, 1.5 кВ; е –  $3.5 \cdot 10^3$  Па, 4 кВ; ф –  $4.5 \cdot 10^3$  Па, 1 кВ [108]

Приведенные выше результаты исследования поперечного наносекундного разряда с полым щелевым катодом при давлении газа 1–100 Торр, показывают, что в таких разрядах в процессе электрического пробоя газа происходит формирование высокоэнергетических (убегающих) электронов, что может быть использовано для накачки лазерных смесей и исследования процессов взаимодействия ускоренных электронов с атомами газа.

### Выводы

Из приведенного выше обзора следует, что к настоящему времени получен обширный экспериментальный материал о физических процессах в диэлектриках и полупроводниках, инициируемых сильноточными электронными пучками с умеренной плотностью мощности  $P \sim (10^6\text{--}5 \cdot 10^8)$  Вт/см<sup>2</sup>. В качестве источника возбуждения образцов в этих экспериментах применялся малогабаритный импульсный сильноточный ускоритель электронов ГИН-600 (0,4 МэВ, 2 кА, 20 нс).

Значительное число работ посвящено исследованию физико-химических процессов в металлах при облучении РЭП высокой интенсивности  $P \sim (10^{10}\text{--}10^{12})$  Вт/см<sup>2</sup>. В этом случае применяются ускорители типа Ангара-1 (1 МэВ, 200 кА, 60

нс) с энергией в пучке на уровне (10–15) кДж, предназначенные для проведения экспериментов, направленных на решение проблемы инерциального термоядерного синтеза. Показано, что воздействие таких пучков на металлы приводит к испарению мишеней, генерации мощных ударных волн и изменению механических свойств различных конструкционных материалов.

Однако при этом возникает ряд проблем, препятствующих широкому использованию таких ускорителей в исследовательских целях и технологиях. Генераторы РЭП с указанными выше параметрами являются крупногабаритными установками, требующими значительных финансовых затрат, специальных помещений и радиационной защиты от тормозного излучения ускорителя экспериментаторов, высокочувствительного оборудования и оптических элементов, подвергающихся мощному радиационному воздействию. Кроме того, вследствие высоких давлений и температур в зоне облучения происходит разрушение и абляция исследуемых твердых тел и исследуемое вещество выбрасывается из образующегося кратера навстречу электронному пучку и безвозвратно теряется. Вследствие большой длительности импульса тока  $\sim (80\text{--}100)$  нс отсутствует возможность изучения начальных стадий процессов, инициируемых электронным пучком в исследуемых конденсированных средах.

Применение искрового канального разряда для получения электронных пучков с высокой плотностью мощности ( $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) и их использование в научных исследованиях и электронно-лучевых технологиях также встречает ряд трудностей, таких как: наличие интенсивного излучения инертного газа, большая длительность импульса тока, неоднородность пространственного распределения плотности энергии электронного пучка на поверхности облучаемой мишени, влияние выбрасываемого потока плазмы из капилляра ускорителя на абляционную плазму, формирование дуговых разрядов вблизи поверхности облучаемой мишени после импульса возбуждения.

Одним из перспективных подходов к решению этих проблем - применение явления самофокусировки СЭП в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600 с выводом пучка в заанодное пространство. Однако закономерности формирования

самосфокусированных электронных пучков в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600, ток которого менее тока Альфвена ( $I_A = 17\beta\gamma$ ), параметры пучка и их взаимодействие с твердыми телами различных классов практически не изучены, что требует проведения специальных исследований.

## ГЛАВА 2. Методика эксперимента и объекты исследования

### 2.1 Сильноточный наносекундный ускоритель ГИН-600

Для изучения явления самофокусировки электронного пучка и возбуждения конденсированных сред использовался импульсный сильноточный ускоритель электронов с генератором ГИН-600, к которому подключался вакуумный диод при давлении  $\sim 10^{-2}$  Торр. Максимальная энергия электронов в спектре пучка достигала  $E_{\text{мак}} \approx 400$  кэВ, длительность импульса тока на полувывоте варьировалась в диапазоне от 2 до 15 нс. Наибольший ток пучка составлял  $I_{\text{мак}} \approx 2$  кА. Генератор импульсных напряжений (ГИН) представляет собой накопитель электрической энергии (батарея конденсаторов), собранный по схеме Аркадьева – Маркса (рис. 2.1).

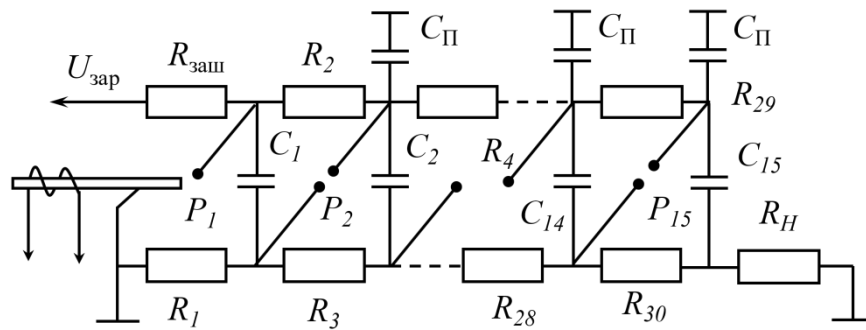


Рисунок 2.1 – Принципиальная схема генератора импульсного напряжения Аркадьева – Маркса [1]

Конструкция ускорителя ГИН-600 приведена на рис. 2.2. Ускоритель состоит из пятнадцати ступеней, в которых в качестве емкостных накопителей использованы конденсаторы К-15-10 (0,01 мкФ, 40 кВ). Каждая из 15 ступеней генератора представляет собой унифицированную секцию, состоящую из одного конденсатора  $C_1$  включенного параллельно, разрядников  $P_1$  и зарядных резисторов  $R_1, R_2$ . Все ступени собираются в колонну с помощью кольцевых изоляторов из оргстекла  $I$ . Высоковольтный проходной изолятор изготовлен из полиметилметакрилата. Генератор запускается от импульсного генератора с тиратроном при точности синхронизации не хуже 5 нс. Для регулировки

длительности импульса в пределах (2–15) нс на выходе генератора установлен срезающий разрядник  $P_c$  с плавной регулировкой зазора.

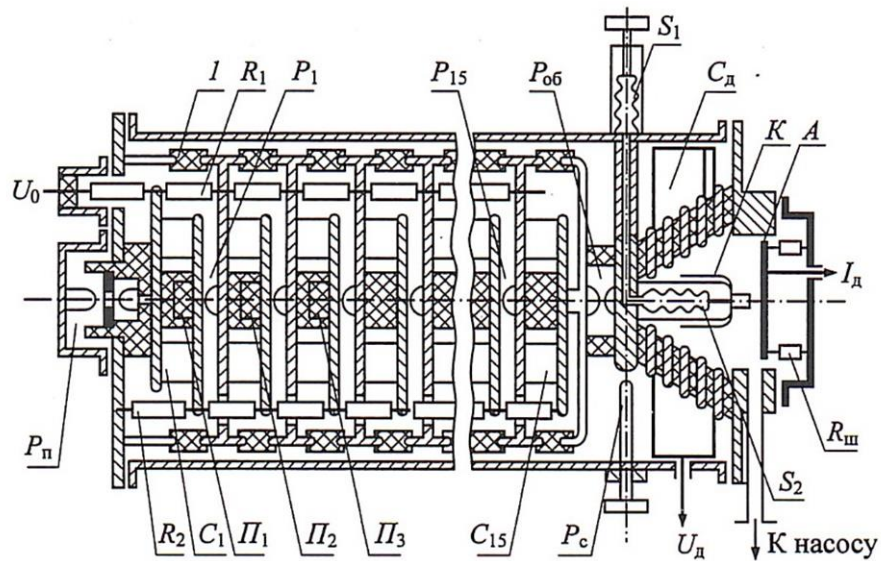


Рисунок 2.2 – Конструктивная схема ускорителя ГИН-600.  $I$  - кольцевые изоляторы (оргстекло);  $R_1, R_2$  - зарядные резисторы;  $P_1-P_{15}$  - разрядники секций;  $P_{об}$  - обостряющий разрядник;  $S_1, S_2$  - сильфоны гидропривода перемещения катода;  $C_d$  - емкостный делитель напряжения;  $K$  - катододержатель;  $A$  - анодный блок;  $R_{ш}$  - шунт электронного тока в диоде;  $P_c$  - срезающий разрядник;  $C_1-C_{15}$  - конденсаторы секций;  $П_1-П_3$  - поджигающие устройства;  $P_{п}$  - пусковой разрядник;  $U_0$  - зарядное напряжение;  $I_d$  - ток в диоде;  $U_d$  - напряжение на диоде [57]

Генератор размещен в стальной трубе в атмосфере азота при давлении до (8–10) атм. Вакуумный диод ускорителя состоит из катода  $K$ , установленного на высоковольтном изоляторе, и анодного фланца  $A$ , на котором находятся тонкая алюминиевая фольга для вывода пучка в атмосферу и устройство для измерения параметров пучка. Благодаря малой индуктивности накопительных конденсаторов и разрядного контура генератора Маркса, а также высокому давлению газа и перенапряжению на разрядниках можно сформировать фронт импульса  $10^{-9}$  с. Включение обостряющего разрядника  $P_{об}$  позволяет получить фронт импульса менее 1 нс. В качестве катода используют полую или сплошную цилиндрическую трубку. Использование трубчатого катода диаметром 8 мм позволяет получить пучок электронов диаметром (3–4) мм с плотностью тока около  $10^4$  А/см<sup>2</sup>.

Графитовый (или стальной) сплошной катод формирует пучок с равномерной плотностью тока на большой площади и предпочтителен при выводе электронов сквозь фольгу. Напряжение генератора Маркса в пределах 20 % регулируют изменением зарядного напряжения.

### **Технические параметры ускорителя**

Напряжение питающей сети – 220 В.

Эффективная емкость – 380 пФ.

Волновое сопротивление – 20 Ом.

Максимальная энергия электронов – 0,4 МэВ.

Длительность импульса тока пучка плавно меняется – (2–15) нс.

Длительность фронта импульса тока пучка – (0,4–1,5) нс.

Вакуумный диод со взрывной эмиссией с холодного катода, является наиболее важным узлом генераторов сильноточных электронных пучков. На рис. 2.3 показана конструкция катодов, применяемых в данной работе. В экспериментах использовались два типа цилиндрических катодов: полый (а) и сплошной (б) с диаметрами от 3 до 8 мм. Конструкция держателей позволяла устанавливать катоды различных размеров и конфигураций.

В качестве анодов использовались пластинки из различных металлов, толщина которых превышала пробег электронов с максимальной энергией. В отдельных экспериментах в аноде изготавливались отверстия для измерения параметров электронного пучка, выведенного за анод вакуумного диода в трубку дрейфа (цилиндрическую вакуумную камеру диаметром 23 мм и длиной 15 мм).



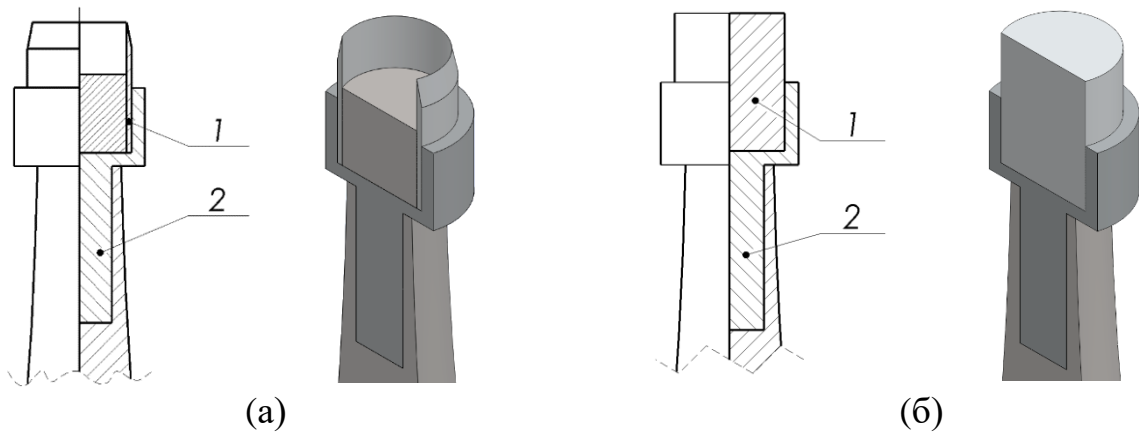


Рисунок 2.3 – Конструкции катодов (1) и держателя (2): а – полый катод; б – плоский катод

Применялись также прозрачные для электронного пучка фольговые или сеточные аноды. Величина межэлектродного зазора  $d_{КА}$  регулировалась в диапазоне от 2,5 до 9 мм. Аспектное отношение  $g = R_K/d_{КА}$  (где  $R_K$  – радиус катода) варьировалось в диапазоне (0,3–1,2).

Конструкции вакуумных диодов приведены на рис. 2.4.

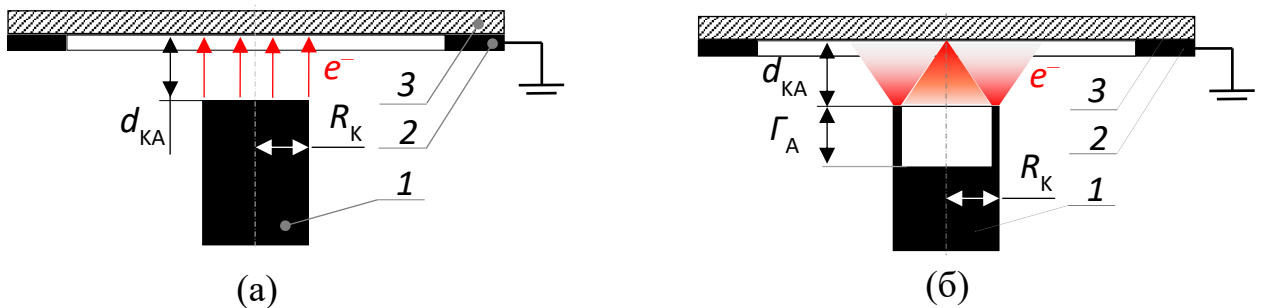


Рисунок 2.4 – Конструкции вакуумных диодов для облучения металлов, толщиной больше пробега электронного пучка: 1 – катод; 2 – держатель; 3 – металлический анод

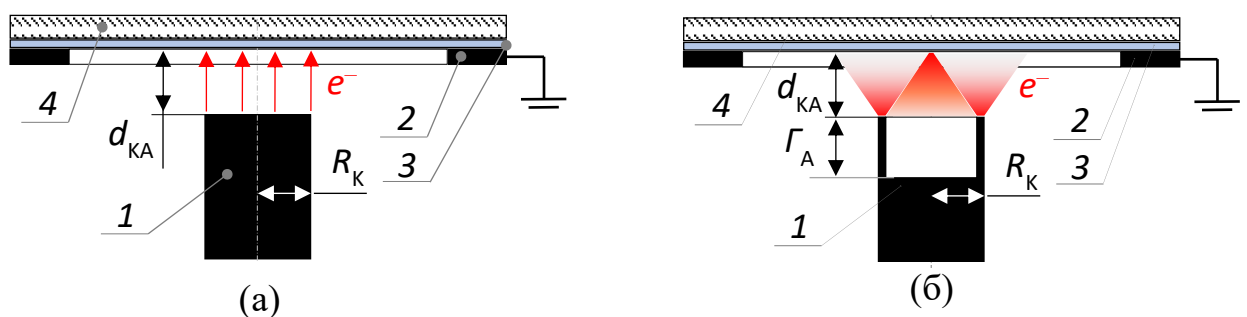


Рисунок 2.5 – Конструкции вакуумных диодов для облучения диэлектриков: 1 – катод; 2 – держатель; 3 – фольговый (или сетчатый) анод, прозрачный для электронного пучка; 4 – образец (диэлектрика)

Для определения пространственных, временных и энергетических характеристик электронного пучка, применялся коллектор (рис. 2.6), состоящий из металлического конуса с диаметром приемной части 20 мм, образующего с корпусом линию с волновым сопротивлением 50 Ом.

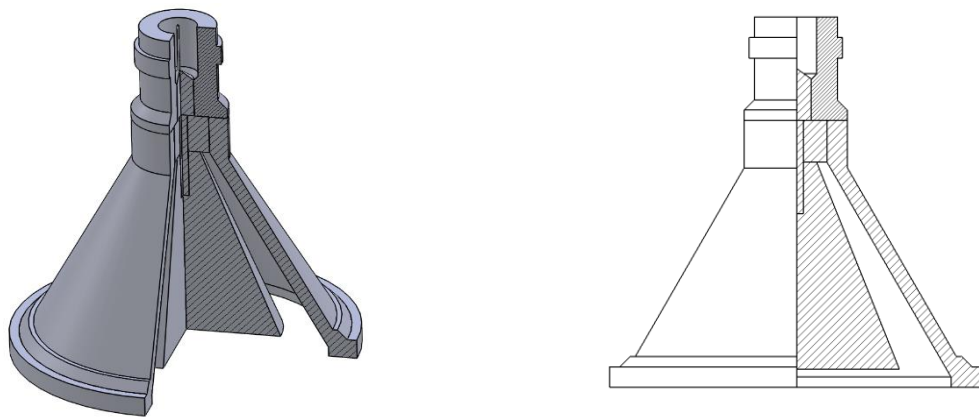


Рисунок 2.6 – Схема коллектора тока пучка

Энергия электронного пучка при работе диода в различных режимах определялась по поглощению пучка в тонких алюминиевых фольгах. Коллектор устанавливался за алюминиевой фольгой толщиной 30 мкм, отделяющей вакуумный диод от атмосферного воздуха (рис. 2.7).

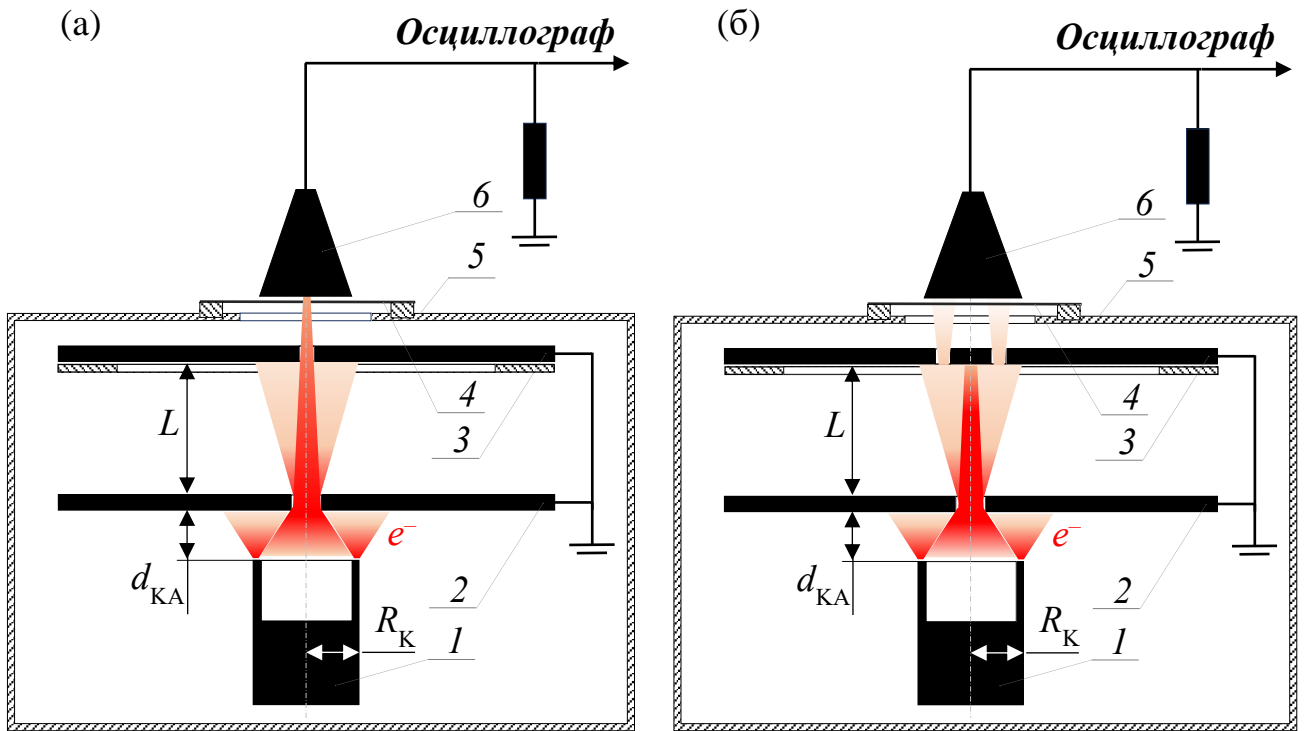


Рисунок 2.7 – Схемы измерения параметров самосфокусированного сильноточного электронного пучка (ССЭП) (а) и высокоэнергетического сильноточного электронного пучка (ВСЭП) (б), выведенных за анод вакуумного диода. 1 – катод; 2 – анод; 3 – диафрагмы, вырезающие центральную и периферийную часть электронного пучка; 4 – алюминиевая фольга 30 мкм; 5 – вакуумный диод; 6 – коллектор

Для регистрации сигналов с коллектора использовался цифровой осциллограф DPO 3034 (300 МГц). Запуск осциллографа производился с помощью синхроимпульса ускорителя. Временное разрешение системы регистрации составляло  $\sim 1$  нс.

Экстраполированный пробег электронов ( $R_e$ ) в твердых телах рассчитывался по известной эмпирической формуле:

$$R_e = 0,11 \left[ \left( 1 + 22,4 E_{cp}^2 \right)^{1/2} - 1 \right] \rho^{-1} \quad (2.1)$$

где  $E_{cp}$  [МэВ] – средняя (эффективная) энергия электронов в пучке;  $\rho$  [г/см<sup>3</sup>] – плотность облучаемого материала.

Из (2.1) можно определить среднюю энергию электронов в пучке  $E_{cp}$  по формуле:

$$E_{cp} = \sqrt{\frac{1}{22,4} \cdot \left[ \left( \frac{\rho R_e}{0,11} + 1 \right)^2 - 1 \right]} \quad (2.2)$$

Результаты расчета эффективной энергии электронного пучка по величине экстраполированного пробега в различных материалах (рис. 2.8).

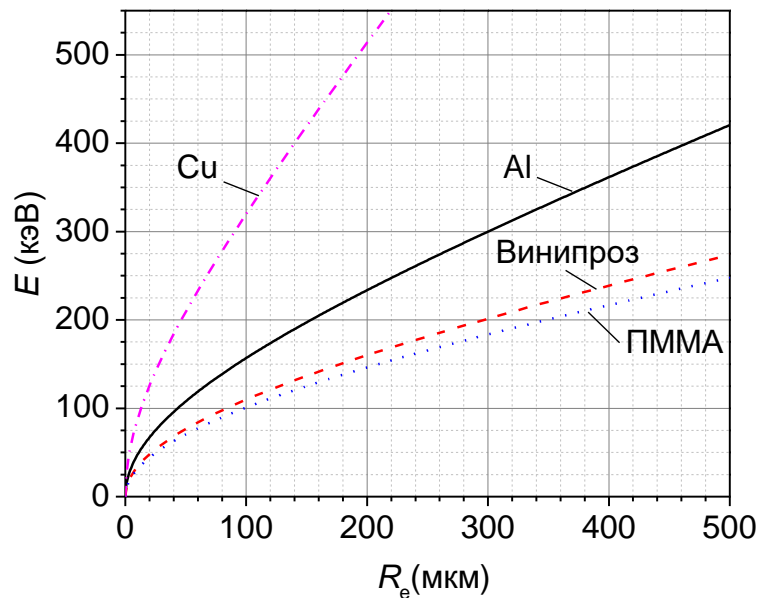


Рисунок 2.8 – Зависимость экстраполированного пробега электронов в твердых телах от эффективной энергии высокоэнергетических электронов пучка

Эффективная энергия электронов пучка оценивалась экспериментально несколькими методами: по поглощению в тонких фольгах, толщине окрашенного слоя ЩГК и глубине залегания микроразрушений, образующихся в полимерных образцах, которые измерялись с помощью микроскопа.

## 2.2 Акустическая дозиметрия электронного пучка

Наиболее важными параметрами импульсного сильноточного электронного пучка являются: плотность энергии, плотность мощности и энергетический спектр электронов. Среди существующих методов дозиметрии электронных пучков наиболее распространенными являются - акустический, калориметрический и

радиационно-химический [100]. Акустический метод основан на преобразовании механических напряжений, возникающих в пьезоэлектрической пластинке, находящейся в акустическом контакте с металлическим поглотителем электронного пучка, в электрический сигнал. В калориметрическом методе энергия СЭП оценивается по величине термо-ЭДС, регистрируемой термопарой, контактирующей с алюминиевым поглотителем электронного пучка. Радиационно-химический метод основан на определении концентрации ионов нитрита  $\text{NO}^{2-}$ , имеющих постоянный радиационно-химический выход ( $G = 1,6$  ионов на 100 эВ поглощенной энергии), образовавшихся в спрессованных образцах нитрата калия ( $\text{KNO}_3$ ) при облучении СЭП. Погрешность определения энергии СЭП с помощью перечисленных методов не превышает 10 %.

В настоящем разделе приведены результаты дозиметрии СЭП акустическим методом в диапазоне изменения плотности энергии  $H$  пучка от 0,02 до 1 Дж/см<sup>2</sup>, т.е. до испарения исследуемых мишеней. Варьирование  $H$  осуществлялось изменением расстояния от анода ускорителя до пьезоакустического датчика, или путем частичного поглощения СЭП тонкими алюминиевыми фольгами. Градуировка акустического датчика осуществлялась радиационно-химическим методом. Акустические волны, возникающие при поглощении СЭП в алюминиевой пластине, распространялись по ней и пьезодатчику, сигнал с которого регистрировался цифровым осциллографом DPO 3034 (300 MHz).

На рис. 2.9 приведен типичный акустический импульс, возникающий в алюминиевом поглотителе при  $H = 0,2$  Дж/см<sup>2</sup>.

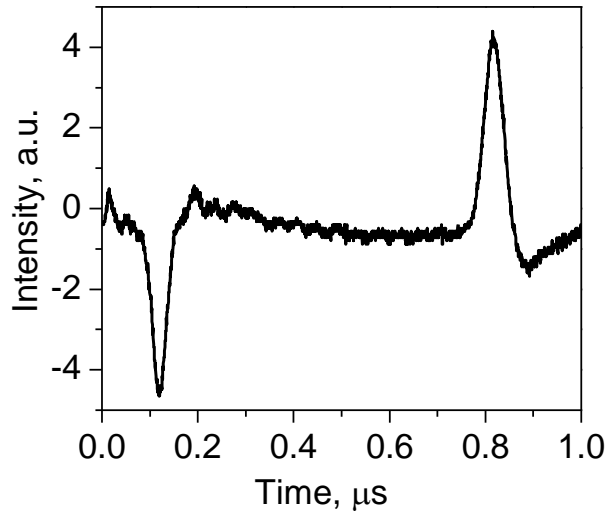


Рисунок 2.9 – Типичный акустический импульс, возникающий в алюминиевом поглотителе

Импульс имеет биполярную форму. Первый полупериод сигнала является импульсом сжатия, второй импульсом растяжения. При выходе акустической волны на вторую поверхность пьезодатчика, формируется второй импульс сжатия-растяжения.

Зависимость амплитуды акустического сигнала от плотности энергии СЭП приведена на рис. 2.10.

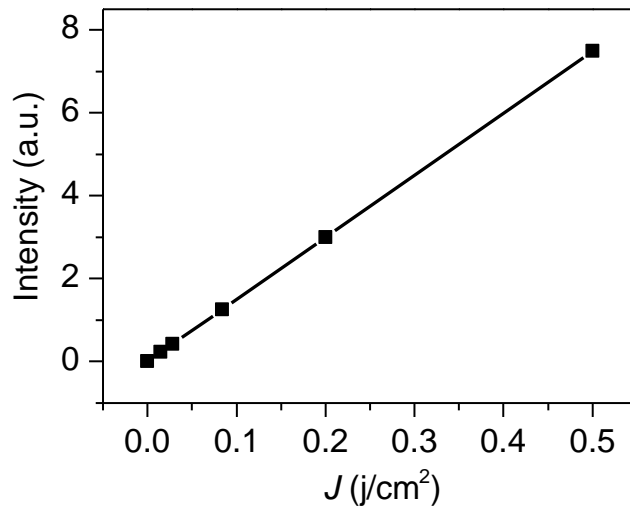


Рисунок 2.10 – Зависимость амплитуды акустического сигнала от плотности энергии СЭП

Видно, что амплитуда акустического сигнала линейно возрастает с увеличением плотности энергии электронного пучка, что соответствует термоупругой теории.

Экспериментальное определение плотности энергии СЭП в режиме самофокусировки представляется сложной задачей. Это связано с тем, что эта величина имеет сложную пространственно-временную структуру и изменяется на порядки в процессе сжатия электронного пучка, что требует разработки соответствующих методов исследования. Кроме того, значительная часть поглощенной энергии уносится эрозионным плазменным факелом, в котором могут присутствовать нано- и микрочастицы испаряемого вещества. Поэтому минимальная плотность мощности ССЭП выявлялась по следам эрозии (автографам ССЭП) и откольным явлениям, наблюдаемым в некоторых мишенях, и рассчитывалась по табличным значениям теплоты сублимации исследуемых материалов [101].

### **2.3 Фоторегистрация пространственного распределения морфологии разрушений и свечения по облучаемой поверхности мишеней в режиме филаментации и самофокусировки сильноточного электронного пучка**

Высокая скорость стягивания электронного пучка в центральное пятно самофокусировки и сложная пространственно-временная картина этого явления требуют применения методов, позволяющих получить достоверную информацию об этих процессах. Одним из таких методов является метод оптической микроскопии в сочетании с методом статической фотографии, позволяющий регистрировать автографы самофокусирующегося сильноточного электронного пучка (ССЭП) на поверхности металлических и в объеме полимерных мишеней. Одна из схем эксперимента, позволяющая регистрировать свечение и разрушение прозрачных материалов (диэлектриков и полупроводников) приведена на рис. 2.11.

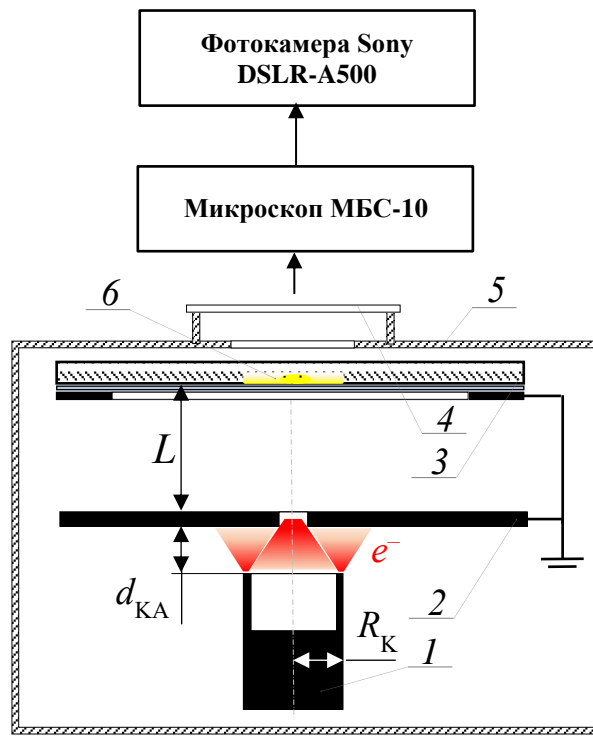


Рисунок 2.11 – Схема регистрации свечения и остаточных разрушений диэлектрического образца в момент и после облучения ССЭП, выведенного из пятна самофокусировки за анод вакуумного диода: 1 – полый катод с радиусом  $R_K$ , 2 – металлический анод с отверстием 2 мм, 3 – диэлектрический образец, 4 – окно из кварца, 5 – вакуумная камера, 6 – область облучения

Пространственное распределение микроразрушений, образующихся в полимерах после однократного импульса облучения, а также свечение полимеров и полупроводников в момент импульса возбуждения, фотографировались цифровой фотокамерой SONY DSLR-A500 в режиме длительной экспозиции «Vulb» через микроскоп МБС-10. Остаточные разрушения прозрачных материалов дополнительно регистрировались с помощью микровизора проходящего света  $\mu$ Vizo-101 с более высоким ( $\sim 1$  мкм) пространственным разрешением. Технические характеристики микроскопа: линейное увеличение микровизора (80–2000), линейное поле зрения в плоскости объекта (2,0–0,08) мм, наибольшая числовая апертура конденсора 0,82, объективы «Тубус 160».



## **2.4 Измерение спектров катодолюминесценции и спектров свечения эрозионной плазмы, образующейся при испарении мишеней самосфокусированным сильноточным электронным пучком**

Одним из достоинств разрабатываемых методов кумуляции энергии СЭП в облучаемых мишенях является возможность варьирования плотности мощности в широком диапазоне от  $10^6$  до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> и изучения пороговых процессов в твердых телах различных классов. В связи с поставленными в работе задачами были разработаны и методы оптической эмиссионной спектроскопии, которые позволяли измерять спектры свечения различной природы. При низкой и умеренной плотности мощности СЭП ( $10^6 - 10^8$ ) Вт/см<sup>2</sup> измерялись спектральные и кинетические характеристики люминесценции диэлектриков и полупроводников и свечение плазмы в каналах электрического пробоя (КЭП). При высокой интенсивности электронного пучка ( $10^9 - 10^{10}$ ) Вт/см<sup>2</sup> (режим испарения облучаемых мишеней самосфокусированным сильноточным электронным пучком) измерялись спектры свечения эрозионной плазмы.

При этом использовались два метода регистрации спектров свечения («спектр за импульс» и «спектр по точкам») и соответствующие им схемы измерения (рис. 2.12 и рис. 2.13).

*Интегральные спектры люминесценции* представляют собой зависимость суммарной (за время регистрации) интенсивности свечения образцов от энергии испускаемого кванта («спектр за импульс»). При установке оптоволоконна сверху (перпендикулярно поверхности образца) регистрируются спектры катодолюминесценции и свечение электрических разрядов. При установке оптоволоконна в направлении параллельном поверхности образца, регистрировались спектры свечения плазмы, образующейся при испарении различных мишеней ССЭП. Регистрация интегральных спектров свечения осуществлялась с применением высокочувствительного оптоволоконного спектрометра AvaSpec-ULS2048CL-EVO, обеспечивающего возможность измерения спектра в диапазоне (200–1100) нм. Все измерения проводилось при комнатной температуре 300 К. Спектральное разрешение спектрометра  $\sim 1,5$  нм.

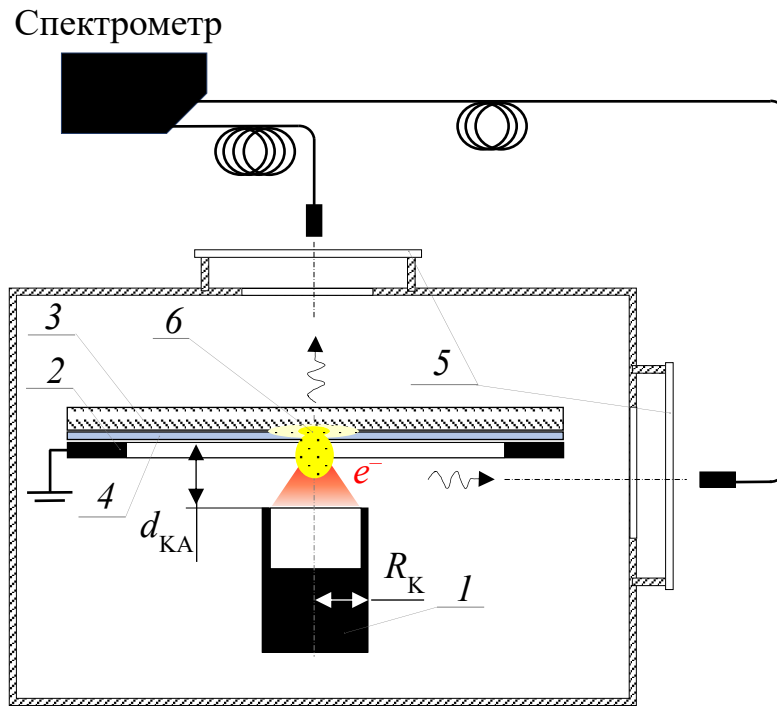


Рисунок 2.12 – Схема регистрации спектров катодолюминесценции твердых тел и сечения эрозивной плазмы испаряемых мишеней в режиме «спектр за импульс». 1 – полый катод с радиусом  $R_K$ , 2 – держатель, 3 – диэлектрический образец, 4 – алюминиевая фольга, 5 – кварцевое окно вакуумной камеры, 6 – область свечения и испарения образца

*Время-разрешенные спектры и кинетика свечения* измерялись с помощью импульсного спектрометра на основе дифракционного монохроматора МДР-23, ФЭУ-84 и осциллографа Tektronix DPO-3034 (режим измерения «спектр по точкам») (рисунок 2.13). Сущность применяемого метода заключается в измерении спектрально-кинетических характеристик люминесценции исследуемых образцов в широком временном диапазоне после возбуждения наносекундным импульсом радиации. Данная методика широко используется для исследования и диагностики различных конденсированных сред. Одним из важнейших преимуществ время-разрешённой люминесцентной спектрометрии перед стационарными измерениями свечения является возможность анализировать сложные спектры люминесценции, состоящие из большого количества перекрывающихся полос, имеющих разные законы затухания свечения. Выделение отдельных полос из суммарного спектра

люминесценции становится возможным при различии их характеристических времен затухания.

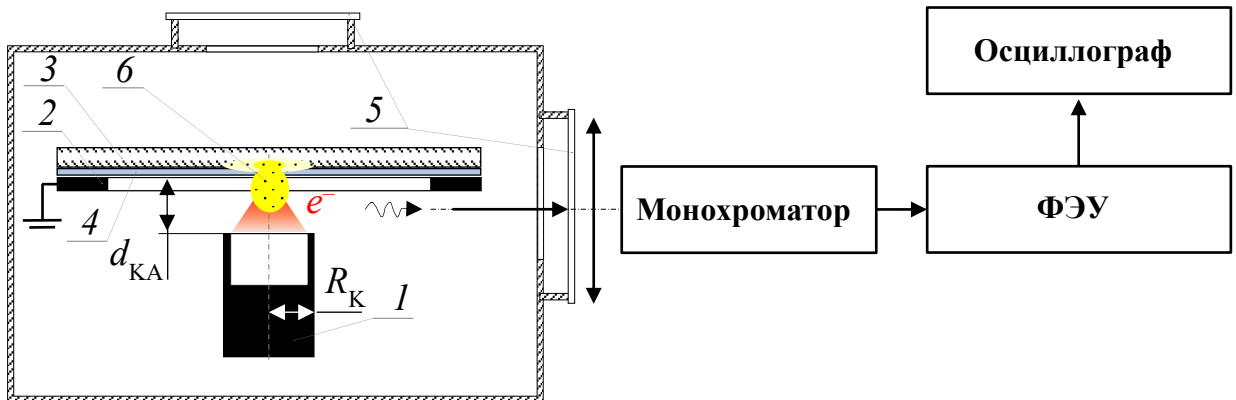


Рисунок 2.13 - Схема регистрации спектров и кинетики свечения твердых тел и плазмы при облучении электронным пучком. 1 – полый катод с радиусом  $R_K$ , 2 – держатель, 3 – диэлектрический образец, 4 – алюминиевая фольга, 5 – кварцевое окно вакуумной камеры, 6 – области свечения и испарения образца

Обобщенная функциональная схема импульсного спектрометра, изготовленного на основе сильноточного ускорителя ГИН-600, приведена на рис. 2.14.

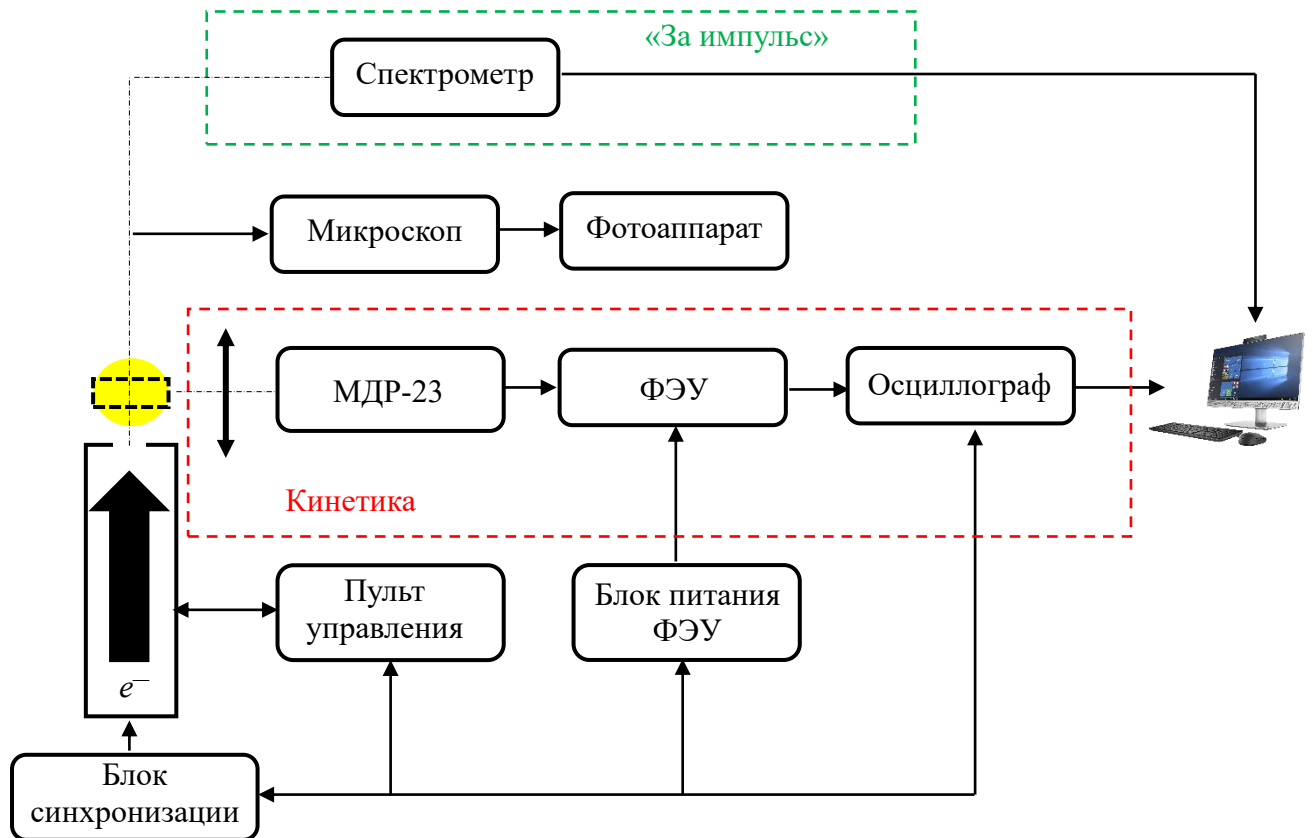


Рисунок 2.14 – Обобщенная функциональная схема импульсного спектрометра на основе ускорителя ГИН-600

Морфологию разрушения на поверхности мишени регистрировали с помощью сканирующего (растрового) электронного микроскопа РЭМ JEOL JSM-7500FA (рис. 2.15, г) в Научно-образовательном инновационном центре "Наноматериалы и нанотехнологии" ТПУ (ИШНПТ). Основные характеристики: пространственное разрешение 1 нм, максимальное увеличение – 1000000 крат, оснащён детекторами вторичных электронов и электронов обратного рассеяния.

Полученные микро- и наночастицы анализировались с помощью просвечивающего электронного микроскопа ПЭМ JEOL JEM-2100F в Научно-образовательном инновационном центре "Наноматериалы и нанотехнологии" ТПУ (ИШНПТ) (рис. 2.15, д). Основные характеристики: предельное разрешение (решетки) – 0,1 нм. Предельное разрешение (по точкам) – 0,23 нм. Ускоряющее напряжение – 200 кВ. Диаметр пятна – (2–5) нм. Максимальное увеличение – 1500000 крат.



Рисунок 2.15 – Фотографии цифровой камеры SONY-DSLR A500 (а), оптического микроскопа МБС-10 (б), оптического микроскопа проходящего света  $\mu$ Vizo-101 (в), сканирующего (растрового) электронного микроскопа РЭМ JEOL JSM-7500FA (г), просвечивающего электронного микроскопа ПЭМ JEOL JEM-2100F (д)

## 2.5 Объекты исследований

Объекты исследований выбирались исходя из поставленных задач (необходимости диагностики параметров самофокусирующегося электронного пучка и выяснения особенностей взаимодействия электронных пучков высокой интенсивности с различными материалами). В экспериментах были использованы металлы (Al, Cu, W, Ti (H), латунь), полимеры: полиметилметакрилат (ПММА),

полиэтилен (ПЭ), винипроз (ВП)) и монокристалл селенида цинка с примесью кислорода ZnSe (O).

Металлы Al, Cu, W отличаются плотностью (см. табл. 1), что изменяет объемную плотность энергии в пятне самофокусировки и параметры образующейся абляционной плазмы. *Вольфрам*, как известно, является материалом первой стенки термоядерных реакторов, что также вызывает интерес при изучении особенностей взаимодействия самосфокусированного сильноточного электронного пучка (ССЭП) с W. *Титан*, насыщенный водородом интересен как накопитель водорода и изучением возможности определения его концентрации методом атомно-эмиссионной спектроскопии с испарением пробы ССЭП. *Латунь* – сплав меди с цинком, был выбран с целью изучения возможного изменения элементного состава поверхности после облучения ССЭП. Известно, что Zn и Cu отличаются теплотой сублимации, что может привести к модификации свойств поверхности после облучения электронным пучком высокой интенсивности.

Полимеры (ПММА, ПЭ, ВП). Выбор ПММА в качестве материала для диагностики ССЭП по остаточным микроразрушениям определялся тем, что этот диэлектрик имеет низкую (по сравнению с металлами) плотность, высокую прозрачность, известную морфологию разрушений в виде фигур Лихтенберга (электрического дерева разряда), образующихся при облучении электронными пучками различной длительности и энергий. Эти особенности позволяют выявлять не только пространственную структуру, но и энергию ССЭП по глубине залегания и морфологии микроразрушений. Винипроз, в отличие от ПММА, является более чувствительным материалом, т.к. позволяет регистрировать пространственную структуру ССЭП по центрам окраски, которые образуются до порога электрического пробоя полимеров ( $0,2 \text{ Дж/см}^2$ ) и до порога абляции. ПЭ и ПК представляют интерес при изучении продуктов абляции полимеров.

Полупроводник ZnSe (O). Этот сцинтиллятор выбран в связи с высокой чувствительностью, как к рентгеновскому излучению, так и к воздействию электронных пучков различной интенсивности, что также позволяет оценивать пространственное (радиальное) распределение плотности энергии

самофокусирующегося сильноточного электронного пучка. Следует отметить, что кристаллы селенида цинка обладают высокой радиационной стойкостью, поэтому изучение поведения этого сцинтиллятора в условиях воздействия мощных потоков ионизирующего излучения, когда плотность энергии близка или превышает энергию сублимации – одна из важных научно-технических задач. Интерес к таким исследованиям, в частности, обусловлен необходимостью создания детекторов для определения параметров пучков убегающих электронов в установках типа ТОКАМАК [102–104]. Физические характеристики исследуемых веществ приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Физические характеристики облучаемых мишеней.  $\rho$ (г/см<sup>3</sup>) – массовая плотность,  $t_{\text{субл}}$  (°С) – температура сублимации,  $\Delta H_{\text{кип}}$  ( $\Delta H_{\text{субл}}$ ) (Дж/г) – удельная теплота парообразования [101]

Вещество	$\rho$ (г/см <sup>3</sup> )	$t_{\text{субл}}$ (°С)	$\Delta H_{\text{кип}}$ ( $\Delta H_{\text{субл}}$ ) · 10 <sup>3</sup> (Дж/г)
Алюминий	2,69	2520	10,85
Медь	8,96	2543	4,72
Латунь	8,50	-	-
Вольфрам	19,35	5680	4,2
Титан	4,5	3287	8,5
ПММА	1,19	120	0,36
Винипроз	1,4	-	-
ZnSe(O)	5,42	-	1,14

### ГЛАВА 3. Исследование филаментации и самофокусировки СЭП в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600

К настоящему времени опубликовано значительное число работ, посвященных изучению эффекта самофокусировки релятивистских электронных пучков (РЭП) [58–76,87–88]. В вакуумных диодах с токами десятки - сотни кА, значительно превышающими значение критического тока  $I_{кр}$ , сильнооточный пучок сжимается собственным магнитным полем. В этом случае магнитная сила ( $F_M$ ), действующая на электрон, становится сравнимой с электрической силой ( $F_e$ ), что приводит к искривлению траекторий движения электронов и, в конечном счете, к самофокусировке пучка. Из литературного обзора следует, что самосжатые электронные пучки формируются и в высоковольтных вакуумных диодах при токах, значительно меньших по сравнению с током Альфвена. Однако природа этого эффекта до настоящего времени однозначно не установлена.

#### 3.1 Филаментация и самофокусировка СЭП в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600

Оценим соотношение магнитной и электрической сил, действующих на электронный пучок, генерируемый ускорителем ГИН-600 для катода радиусом  $R_K = 3$  мм и межэлектродным зазором  $d_{КА} = 3$  мм.

Данные:  $R_K = 3$  мм;  $d_{КА} = 3$  мм;  $U_{мак} = 400$  кэВ;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл;  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с;  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг.

Рассчитаем критический ток:

$$\gamma = 1 + eU/mc^2 = 1 + \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4 \cdot 10^5}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (3 \cdot 10^8)^2} = 1,78$$

$$I_{кр} = 8,5\sqrt{\gamma^2 - 1}(R/d) = 8,5\sqrt{1,78^2 - 1} \cdot (3/3) = 12,52$$

Критический ток Альфвена:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = \sqrt{1 - \frac{1}{1,78^2}} = 0,83$$

$$I_A = 17\beta\gamma = 17 \cdot 0,83 \cdot 1,78 = 25 \text{ кА}$$



Отсюда максимальный ток пучка ускорителя ГИН-600:  $I \approx 2 \text{ кА} \ll I_{\text{кр}} \ll I_{\text{А}}$

$$\frac{F_{\text{М}}}{F_{\text{е}}} = \frac{4 eUR}{9 mc^2 d} = \frac{4 R U[\text{МВ}]}{9 d \cdot 0,511} = \frac{4 \cdot 3 \cdot 0,4[\text{МВ}]}{9 \cdot 3 \cdot 0,511} \approx 0,35$$

Таким образом, условие  $F_{\text{М}} \geq F_{\text{е}}$  для ускорителя ГИН-600 не выполняется и для выяснения причин самофокусировки требуется проведение дополнительных исследований.

### 3.2 Влияние геометрических параметров вакуумного диода на самофокусировку сильноточного электронного пучка

Известно, что геометрические параметры вакуумного диода сильно влияют на самофокусировку РЭП. Так в экспериментах с РЭП, предназначенными для решения проблемы инерциального термоядерного синтеза, было установлено, что при использовании катодов с конической полостью можно сфокусировать пучок в пятно диаметром (1,5–2) мм. В связи с этим мы провели серию экспериментов по выяснению влияния геометрических параметров вакуумного диода ускорителя ГИН-600 на самофокусировку СЭП.

Максимальная энергия электронов в спектре пучка достигала 400 кэВ, длительность импульса тока СЭП на полувысоте  $\tau_{1/2}$  изменялась от 2 до 15 нс. В экспериментах использовались цилиндрические полые катоды, изготовленные из латунных трубок с диаметрами от 3 до 8 мм. Аспектное отношение  $g = R/d$  (где  $R$  – радиус катода,  $d$  – межэлектродный зазор) варьировалось в диапазоне (0,3–1,2). Процесс фокусировки исследовался по следам эрозии на анодных пластинах из различных металлов («автографам» электронного пучка) с помощью оптической микроскопии с пространственным разрешением  $\sim (1–10)$  мкм. В качестве анодов использовались алюминиевые и медные фольги различной толщины (10–500) мкм. В отдельных экспериментах использовались полимерные образцы с нанесенной на их поверхность алюминиевой фольги, толщиной 10 мкм.

**Влияние полости в катоде.** Рассмотрим формирования электронного пучка в вакуумном диоде с взрывоэмиссионным цилиндрическим катодом с плоской

эмиссионной поверхностью (катод без полости). Для изучения пространственного распределения СЭП применялись две схемы облучения (рис.3.1 и рис. 3.2).

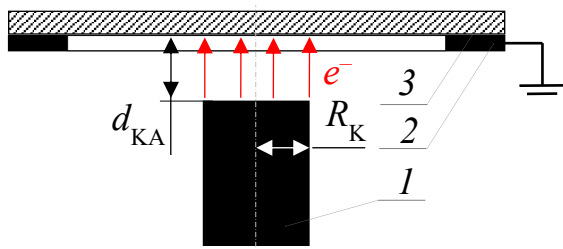


Рис. 3.1

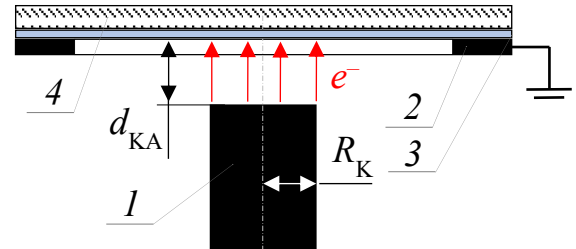


Рис. 3.2

Рисунок 3.1 – Конструкция вакуумного диода для облучения металлов: 1 – катод без полости; 2 – держатель; 3 – металлический анод

Рисунок 3.2 – Конструкция вакуумного диода для облучения диэлектриков: 1 – катод без полости; 2 – держатель; 3 – алюминиевая фольга 10 мкм; 4 – диэлектрик

В схеме рис. 3.1. в качестве анодов были использованы металлические пластинки из Al, Cu и латуни, толщина которых составляла (0,5–1) мм и превышала длину пробега электронного пучка. В схеме рис. 3.2 облучались полимерные образцы (ПММА, ПК, ВП) на поверхность которых наносилась тонкая, прозрачная для электронного пучка алюминиевая фольга толщиной 10 мкм. В качестве катода применялся цилиндрический стержень диаметром 6 мм из стали с отполированным плоским торцом. Длительность тока электронного пучка составляла 15 нс.

На рис. 3.3 приведены фотографии «автографов», образованных в различных материалах. Видно, что на поверхности алюминиевого анода «автографы» представляют собой локальные эрозионные пятна, которые в основном сосредоточены по окружности, диаметр которой несколько превышал диаметр катода. В некоторых экспериментах эрозионные пятна располагались не только на периферии, но и внутри окружности, что может быть обусловлено пространственным распределением центров взрывной электронной эмиссии по поверхности плоского катода.

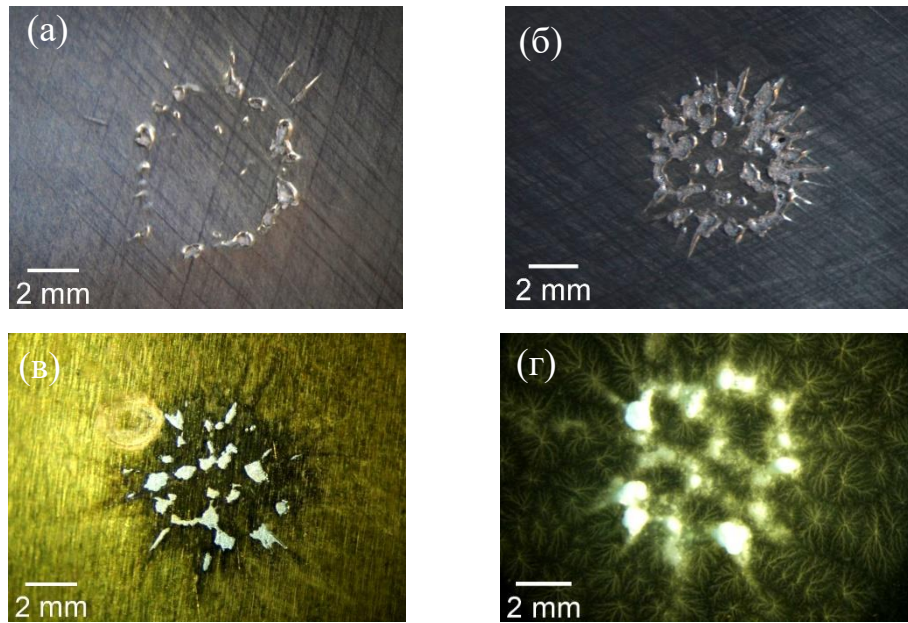


Рисунок 3.3 – Автографы электронного пучка, оставленные на анодах из алюминия (а, б), латуни (в) и в винипрозе (г) при использовании цилиндрического катода с плоской эмиссионной поверхностью (катод без полости)

Анализ микроразрушений, формируемых СЭП в разных материалах, при использовании катода без полости, позволяет сделать заключение о том, что они образуются в результате действия филаментированных электронных микропучков с плотностью энергии, превышающей теплоту сублимации исследованных материалов. По-видимому, эрозионные пятна формируются электронными микропучками, генерируемыми катодными факелами, образующимися вблизи центров взрывной электронной эмиссии.

Рассмотрим особенности формирования электронного пучка в вакуумном диоде с полым катодом. Для изучения пространственного распределения СЭП также применялись две схемы облучения (рис. 3.4 и рис. 3.5), позволяющие изучать пространственную структуру электронного пучка с помощью автографов, образующихся на поверхности металлов и диэлектриков.

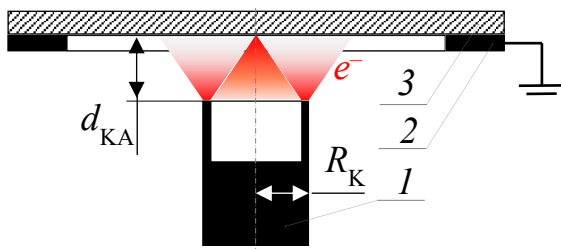


Рис. 3.4

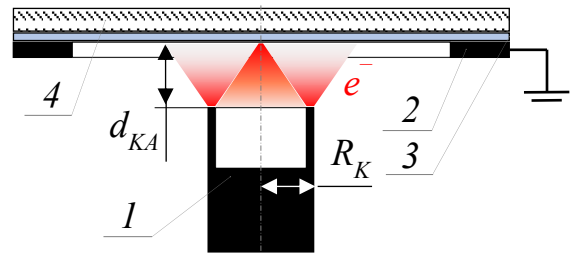


Рис. 3.5

Рисунок 3.4 – Конструкция вакуумного диода для облучения металлов: 1 – полый катод; 2 – держатель; 3 – металлический анод

Рисунок 3.5 – Конструкция вакуумного диода для облучения диэлектриков: 1 – полый катод; 2 – держатель; 3 – алюминиевая фольга 10 мкм; 4 – диэлектрик

Результаты исследования автографов электронного пучка на анодах из различных металлов при использовании полого цилиндрического катода, приведены на рис. 3.6.

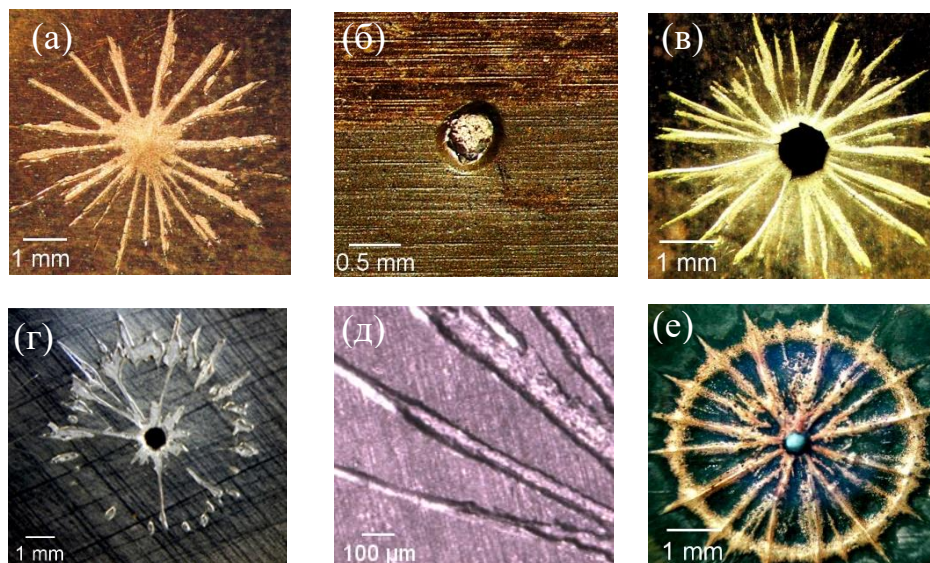


Рисунок 3.6 – Автографы самофокусирующегося электронного пучка, оставленные на поверхности анодов из различных металлов: фотографии облучаемой (а) и тыльной (б) поверхностей медной фольги, толщиной 180 мкм, полученные за один импульс облучения; фотографии латунной (в) и алюминиевой (г, д) фольги после однократного импульса и медной мишени (е) после 20 импульсов облучения. Толщина образцов: в) – 60, г) – 100, е) – 2000 мкм

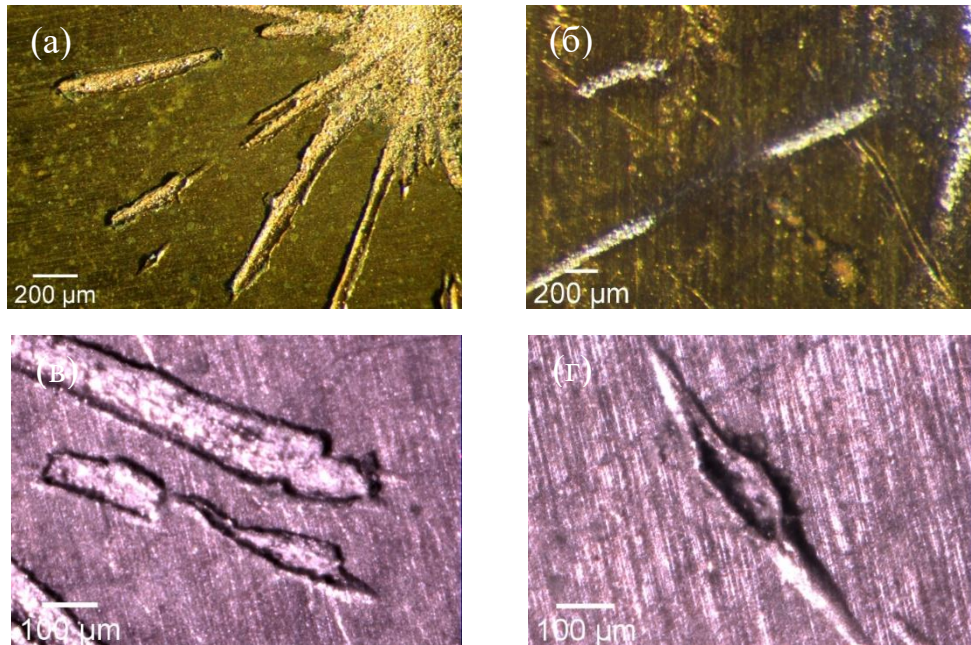


Рисунок 3.7 – Автографы незавершенных лучей (а – г), вытянутых в направлении от периферии к центральному пятну самофокусировки, образующихся на поверхности мишеней из меди (а, б) и алюминии (в, г) при однократном облучении самофокусирующимся электронным пучком

Видно, что в результате единичного импульса воздействия на поверхности анодов формируется геометрическая фигура, напоминающая «звезду», среднее число «лучей» в которой составляет  $\sim 20$  при диаметре фигуры  $\sim (7-8)$  мм. Более детальное изучение «автографа», полученного на медной фольге толщиной 180 мкм, позволило определить геометрические параметры отдельных «лучей»: ширина эрозионного следа изменялась в пределах  $\sim (70-150)$  мкм, глубина  $\sim (10-15)$  мкм, диаметр центрального кратера  $\sim (1-1,5)$  мм. При этом на тыльной стороне медной мишени наблюдался откол (рис. 3.6, б). В латунном аноде толщиной 60 мкм за один импульс образовывалось отверстие диаметром  $\sim 1,3$  мм. Многоимпульсное облучение медного анода толщиной в 2 мм приводило к появлению на периферии «лучей» эрозионного кольца (рис. 3.6, е). На отдельных photographиях «автографов» наблюдалось слияние двух близкорасположенных «лучей» в один. Одновременно с «лучами» на облучаемой поверхности мишеней часто формируются локальные эрозионные следы (незавершенные «лучи»),

вытянутые в направлении от периферии к центру пятна самофокусировки (рис. 3.7).

В экспериментах с алюминиевым анодом, толщиной 100 мкм, в пятне самофокусировки за один импульс наблюдались отколы на тыльной и на облучаемой поверхности с формированием сквозного отверстия (рис. 3.8).

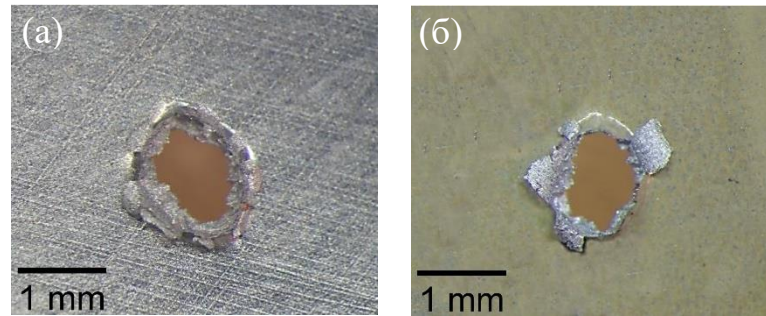


Рисунок 3.8 – Морфология разрушений, образовавшихся на облучаемой (а) и тыльной (б) поверхности алюминиевой мишени за один импульс возбуждения

При этом «розетка» разрыва, расположенная на тыльной поверхности мишени, раскрывалась в направлении распространения электронного пучка, а «розетка», расположенная на облучаемой поверхности, – навстречу электронному пучку. Следовательно, максимум энерговыделения самосфокусированного сильноточного электронного пучка (ССЭП) был расположен близко к центру облучаемой мишени (т. е. на глубине  $\sim (40-50)$  мкм), что и приводит к одновременному отколу как облучаемой, так и тыльной поверхности мишени с формированием сквозного отверстия. Из экспериментально определенных величин (максимума энерговыделения в алюминиевой мишени и откольной прочности меди) были оценены средняя энергия электронов и объемная плотность энергии в пятне самофокусировки, которые составили  $(50-100)$  кэВ и  $1,2 \cdot 10^9$  Дж/м<sup>3</sup> соответственно. С другой стороны, объемную плотность энергии ССЭП в зоне самофокусировки можно рассчитать, зная теплоту сублимации облучаемых мишеней. Для алюминия,  $\Delta H_{\text{субл}} \approx 1,1 \cdot 10^4$  (Дж/г), для меди –  $\Delta H_{\text{субл}} \approx 0,47 \cdot 10^4$  (Дж/г), что соответствует плотности мощности электронного пучка  $(1,26 \cdot 10^{10}$  и  $0,55 \cdot 10^{10})$  Вт/см<sup>2</sup> (таблица 2 в приложении 1), соответственно. При этом давление в ударной

волне, образующейся вблизи зоны самофокусировки в этих материалах, составит, соответственно  $2,9 \cdot 10^{10}$  и  $4,2 \cdot 10^{10}$  Па.

Автографы самофокусирующегося электронного пучка, полученные при облучении полимерных образцов (ВП и ПММА) в геометрии рис. 3.5 приведены на рис. 3.9.

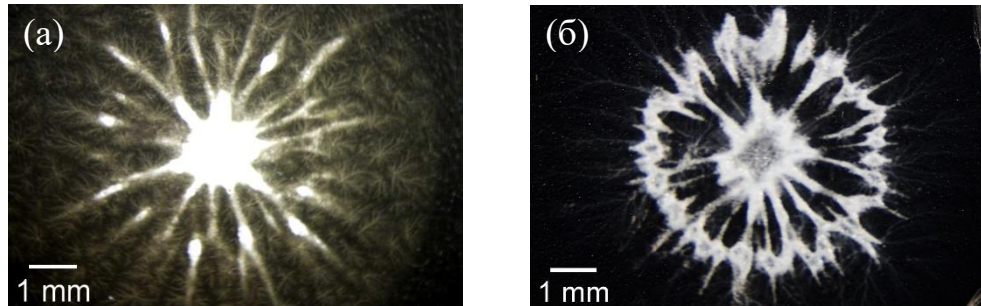


Рисунок 3.9 – Автографы самофокусирующегося электронного пучка (эрозионные следы), оставленные на поверхности виниро́за (а) и полиметилметакрилата (б) при облучении в геометрии рис. 3.5

Видно, что фигуры разрушения, формируемые ССЭП в полимерах, мало отличаются от структур, полученных на металлах. Действительно, автограф пучка в ПММА представляет собой «звезду» с лучами, кольцом на периферии и с пятном самофокусировки, в центре которого расположен глубокий кратер.

На рис. 3.10 приведены автографы ССЭП, оставленные на поверхности винипро́за и монокристалла КСl. Особенность представленных результатов заключается в том, что диагностика самофокусирующегося электронного пучка осуществлялась не по эрозионным следам, а по центрам окраски и электрическим разрядам, формируемых самофокусирующимися микропучками в зоне локализации «лучей».

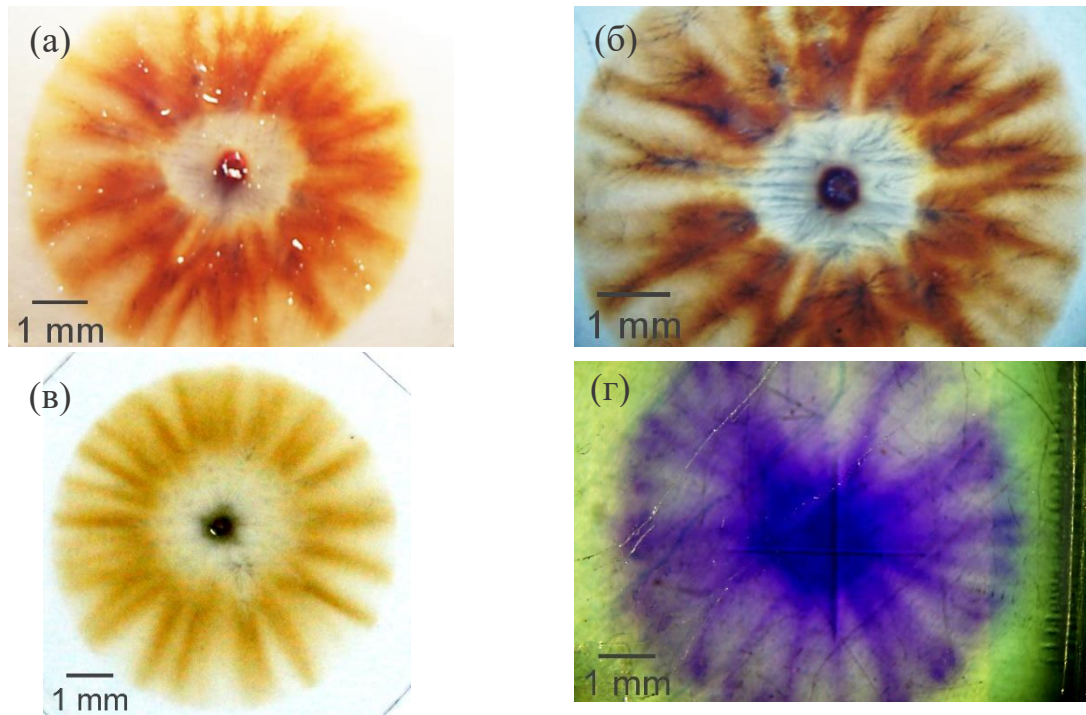


Рисунок 3.10 – Автографы самофокусирующегося электронного пучка в виде центров окраски и каналов электрического пробоя, оставленные на поверхности винилпроза (а-в) и кристалла KCl (г) при облучении в геометрии рис. 3.5

Реализуемая в данном случае плотность энергии ССЭП в области «лучей» составляла  $H \sim (0,2-0,5)$  Дж/см<sup>2</sup> (плотность мощности  $(2-5) \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>), что было недостаточным для испарения облучаемых мишеней. Только в пятне самофокусировки в образцах винилпроза регистрировались микрократеры, вследствие сжатия пучка и достижения плотности мощности, превышающей теплоту сублимации данного материала. Следует отметить, что в винилпрозе вдоль окрашенных «лучей» формировались каналы электрического пробоя (рис. 3.10, б), порог формирования которых составляет  $H \sim 0,2$  Дж/см<sup>2</sup>.

**Влияние величины межэлектродного промежутка.** Одним из основных геометрических параметров вакуумного диода со взрывоэмиссионным катодом, влияющих на явления филаментации и самофокусировки СЭП, является величина катод–анодного зазора ( $d_{КА}$ ). Цель настоящего раздела – определить оптимальную величину межэлектродного зазора, при которой возможна генерация ССЭП с плотностью мощности  $(10^9-10^{10})$  Вт/см<sup>2</sup>, превышающей пороги сублимации исследуемых материалов.



В экспериментах, радиус катода составлял  $R_K = 3$  мм. Расстояние между электродами  $d_{КА}$  варьировалось в диапазоне от 3 до 9 мм. Длительность импульса также была постоянной, равной  $\sim 12$  нс. В качестве мишеней использовались алюминиевая и медная фольги, толщиной 100 и 180 мкм, и пластики винипроза, толщиной 940 мкм. Регистрация автографов проводилась после однократного импульса возбуждения. На рисунках 3.11 и 3.12 приведены фотографии разрушений, образующихся на облучаемой поверхности алюминиевого анода, толщиной 100 мкм и винипроза за один импульс облучения ССЭП при разных катод – анодных зазорах.

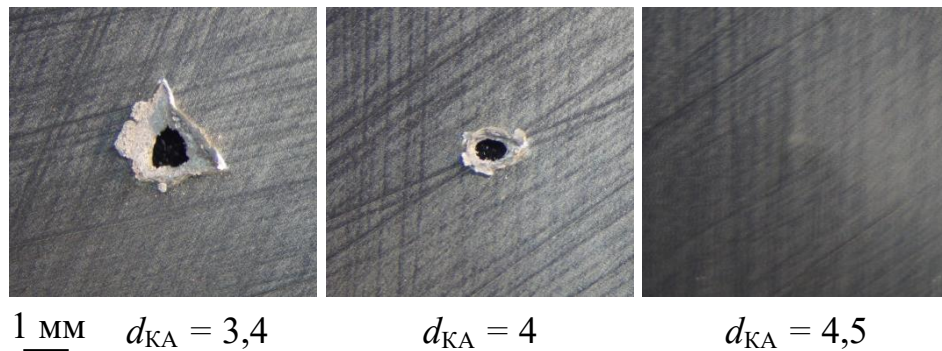


Рисунок 3.11 – Фотографии разрушений, образующихся в алюминиевой фольге за один импульс облучения ССЭП при разных  $d_{КА}$

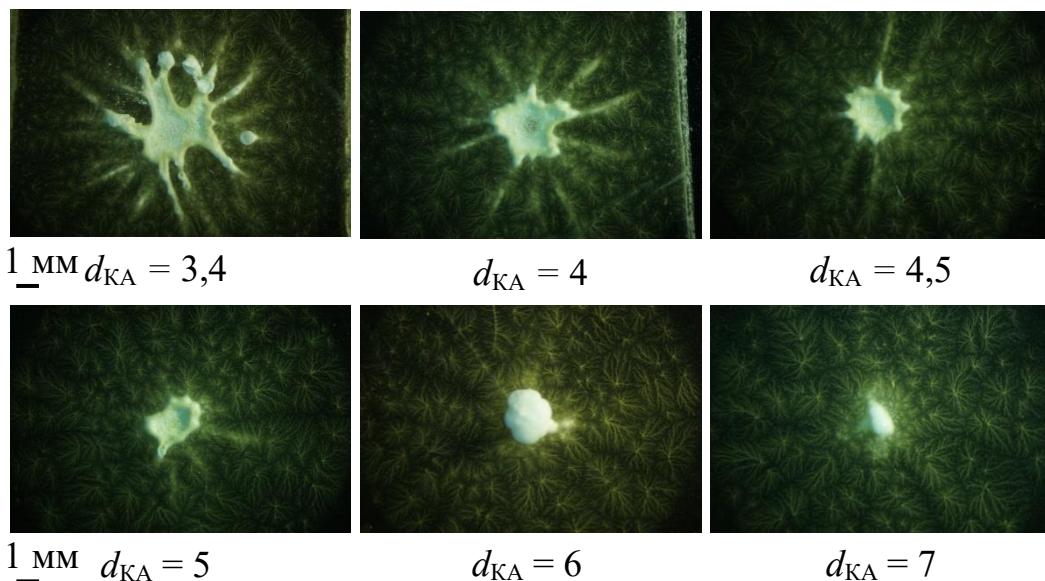


Рисунок 3.12 – Фотографии разрушений, образующихся в винипрозе за один импульс облучения ССЭП при разных  $d_{КА}$

На рисунке 3.13 приведены зависимости усредненного по пятну самофокусировки диаметра центрального кратера  $D_{\text{цк}}$ , образующегося при облучении винипроза (1), меди (2) и алюминия (3) от величины межэлектродного зазора  $d_{\text{КА}}$ .

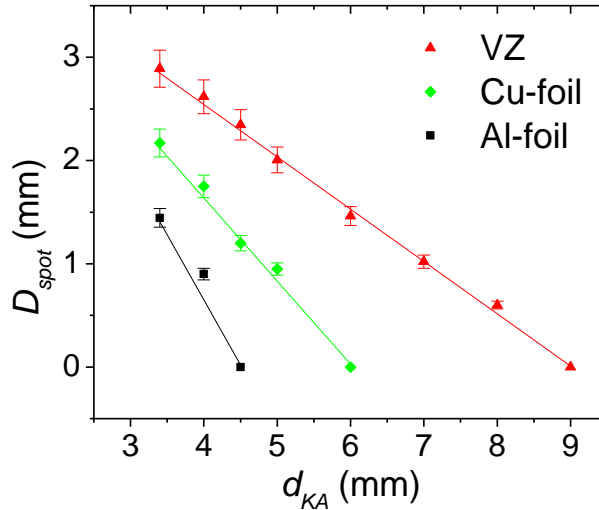


Рисунок 3.13 – Зависимости среднего диаметра центрального кратера  $D_{\text{цк}}$ , образующегося при облучении винипроза (1), меди (2) и алюминия (3) от величины межэлектродного зазора  $d_{\text{КА}}$

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующее заключение. Уменьшение величины катод - анодного зазора приводит к увеличению размеров центрального кратера (диаметра и глубины), а, следовательно, и массы испаренного материала. Винипроз является наиболее чувствительным материалом (по сравнению с металлами), который позволяет проводить диагностику явлений филаментации и самофокусировки электронного пучка в вакуумном диоде со взрывоэмиссионным катодом.

**Влияние радиуса катода.** В экспериментах межэлектродный зазор сохранялся равным 3 мм, а радиус катода варьировался от 1,5 до 4 мм. Длительность импульса не изменялась и составляла 12 нс. Исследовались образцы из алюминия, меди и винипроза, толщины которых указаны в разделе 3.2.2. Автографы самофокусирующегося электронного пучка регистрировались после однократного импульса облучения.

На рисунке 3.14 приведены фотографии разрушений, образующихся в алюминиевой фольге при разных радиусах полого катода  $R_K$ .

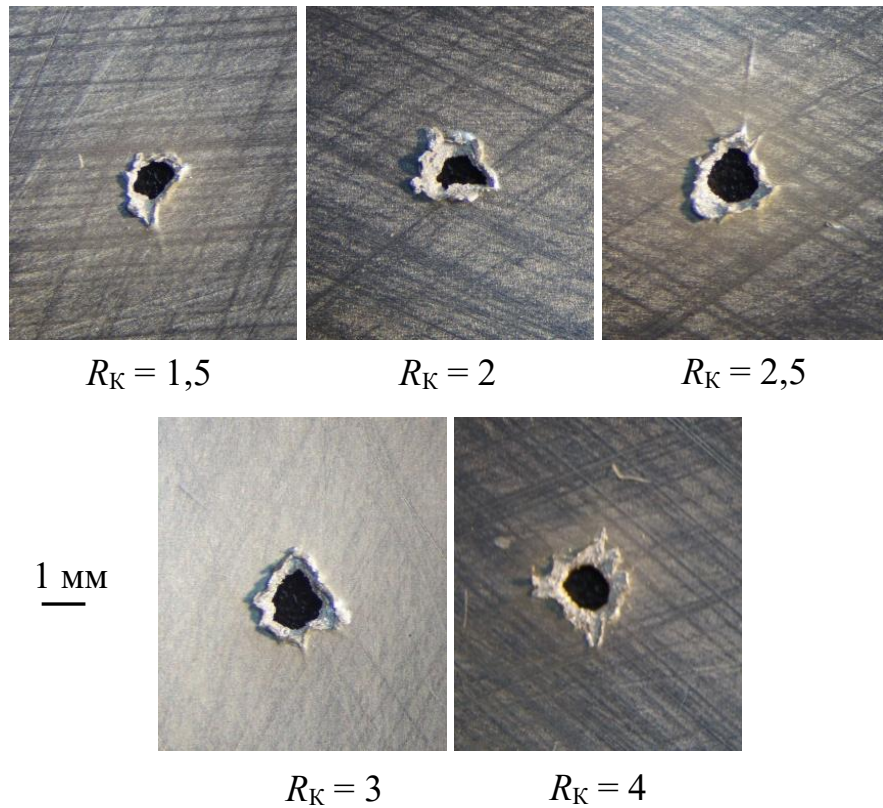


Рисунок 3.14 – Фотографии разрушений, образующихся в алюминиевом аноде за один импульс облучения ССЭП при разных  $R_K$

На рисунке 3.15 приведены зависимости диаметра центрального кратера  $D_{цк}$  от радиуса катода  $R_K$  при  $d_{КА} = 3$  мм.

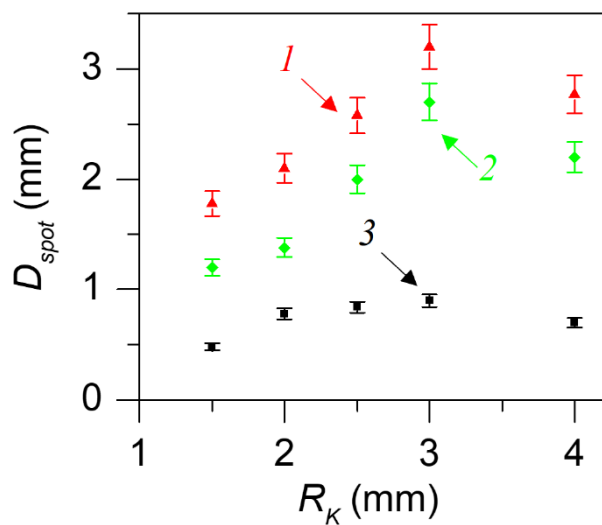


Рисунок 3.15 – Зависимость среднего диаметра центрального кратера  $D_{цк}$  от радиуса катода  $R_K$  при  $d_{КА} = 3$  мм. 1 – винипроз, 2 – медь, 3 – алюминий

Видно, что в изученном диапазоне изменения радиуса катода оптимальные условия реализуются при радиусе катода равным 3 мм.

### 3.3 Влияние длительности импульса тока на явление самофокусировки электронного пучка

Как следует из литературного обзора, исследования явления самофокусировки РЭП проводились при длительностях импульса тока электронного пучка (50–100) нс. В экспериментах на ускорителе ГИН-600 впервые появляется возможность изучить влияние длительности импульса тока электронного пучка на самофокусировку в диапазоне от 2 до 12 нс. Регулировку длительности импульса тока СЭП проводили с использованием срезающего разрядника. Примеры осциллограмм тока СЭП приведены на рис. 3.16.

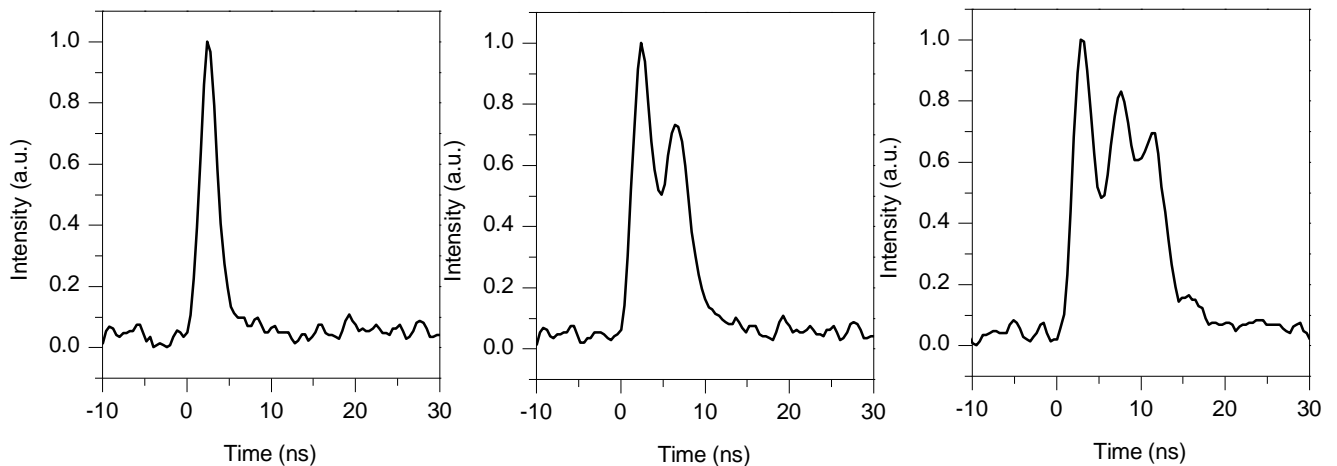


Рисунок 3.16 – Осциллограммы импульсов тока электронного пучка, формируемых с помощью срезающего разрядника.

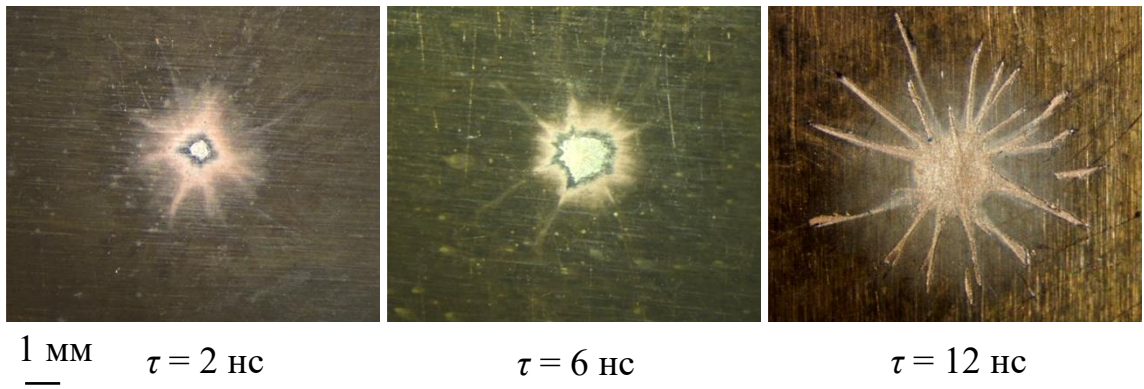


Рисунок 3.17 – Автографы ССЭП, образующиеся на поверхности медной фольги за один импульс обучения при длительностях импульса тока ( $\tau$ ) электронного пучка: а)  $\tau = 2$ , б)  $\tau = 6$ , в)  $\tau = 12$  нс.  $R_K = 3$  мм

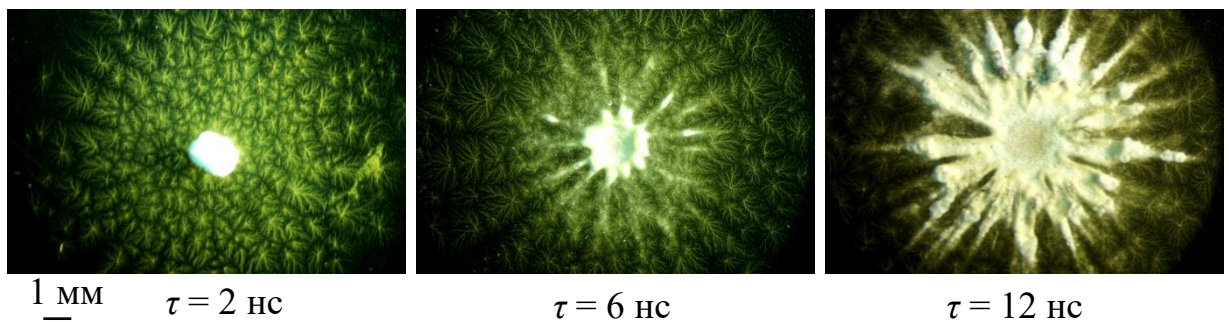


Рисунок 3.18 – Автографы ССЭП, образующиеся на поверхности винипроза за один импульс обучения при длительностях импульса тока ( $\tau$ ) электронного пучка: а)  $\tau = 2$ , б)  $\tau = 6$ , в)  $\tau = 12$  нс.  $R_K = 3$  мм

На рисунке 3.19 приведены зависимости среднего диаметра центрального кратера, образующегося в винипрозе, медной и алюминиевой фольгах от длительности импульса тока электронного пучка ( $\tau$ ).

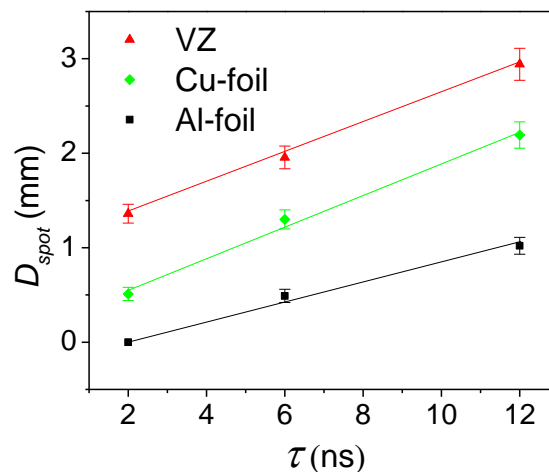


Рисунок 3.19 – Зависимости среднего диаметра центрального кратера, образующегося в винипрозе (1), медной (2) и алюминиевой (3) фольгах от длительности импульса тока электронного пучка ( $\tau$ ).  $R_K = 3$  мм

Из приведенных рис. 3.17 и 3.18 данных видно, что центральное пятно самофокусировки образуется при минимально возможной в наших экспериментах длительности импульса тока электронного пучка. Зная из эксперимента минимальную длительность импульса тока пучка и радиус катода, при которых наблюдается самофокусировка, можно оценить минимальную скорость схлопывания ССЭП, которая составила  $\sim 1,5$  мм/нс. С увеличением длительности импульса тока вначале наблюдается увеличение диаметра эрозионного пятна, а затем появляются эрозионные лучи.

Следует отметить еще один немаловажный для анализа экспериментальных результатов факт - на фотографиях рис. 3.18 видно, что кроме эрозионных лучей и центрального пятна самофокусировки, в винипрозе регистрируются каналы электрического пробоя, которые занимают весь объем зоны облучения. Этот факт можно объяснить тем, что в вакуумном диоде в данных условиях облучения, формируется электронные пучки с различными параметрами – филаментированный, с высокой локальной плотностью энергии и однородный по облучаемому объему с плотностью энергии, превышающей пороговую для инициирования электрического пробоя в винипрозе.

### **3.4 Влияние давления в диоде на амплитуду и длительность импульса тока электронного пучка**

Одна из особенностей данной работы заключается в том, что эксперименты по филаментации и самофокусировке электронного пучка проводились в форвакуумной области давлений в диапазоне (0,05–0,3) Торр. Эта область давлений является переходной, отделяющей работу вакуумных диодов от газовых и плазменных диодов. Термины «вакуумный диод» и «вакуумный пробой» не означают, что процессы в диоде протекают в идеальном вакууме, понятие которого не имеет отношения к технической физике. Технический вакуум может иметь

различные давления и степень чистоты. Кроме того, нагрев электродов (катода и анода) при подаче импульса высокого напряжения приводит к интенсивной десорбции газов и их ионизации, что накладывает свой отпечаток на протекание электроразрядных процессов в вакуумном диоде. В связи с этим возникают вопросы о влиянии давления в вакуумном диоде на протекание электроразрядных процессов и параметры электронного пучка, генерируемого в диоде.

К настоящему времени хорошо изученными являются физические процессы, протекающие в высоковольтных газовых диодах в области давлений (1–760) Торр. В основном это работы, касающиеся генерации пучков убегающих электронов (УЭ) при использовании наносекундных импульсов высокого напряжения при пробое различных газов повышенного и атмосферного давления. При этом использовались различные генераторы с длительностью фронта импульса от 0,1 до 500 нс и амплитудой импульса напряжения, изменяющейся от 1 до 200 кВ. Применялись катоды различной формы, расстояние между катодом и анодом изменялось от 2 до 30 мм.

Что касается экспериментальных данных о влиянии и давления на параметры электронного пучка, генерируемого в диоде ускорителя ГИН-600 в форвакуумной области давлений, то они практически отсутствуют, что требует проведения специальных исследований.

В связи с этим, нами были проведены исследования влияния остаточного давления воздуха в вакуумном диоде на амплитуду пучка электронов и его длительность. Эксперименты проводились в области давлений (0,05–0,3) Торр при межэлектродном зазоре  $d_{КА} = 3$  мм. Отдельные эксперименты проведены при давлении (10 - 760) Торр. Зависимости амплитуды и длительности импульса тока пучка на полувысоте от остаточного давления воздуха в диоде для  $d_{КА} = 3$  мм приведены на рис. 3.20.

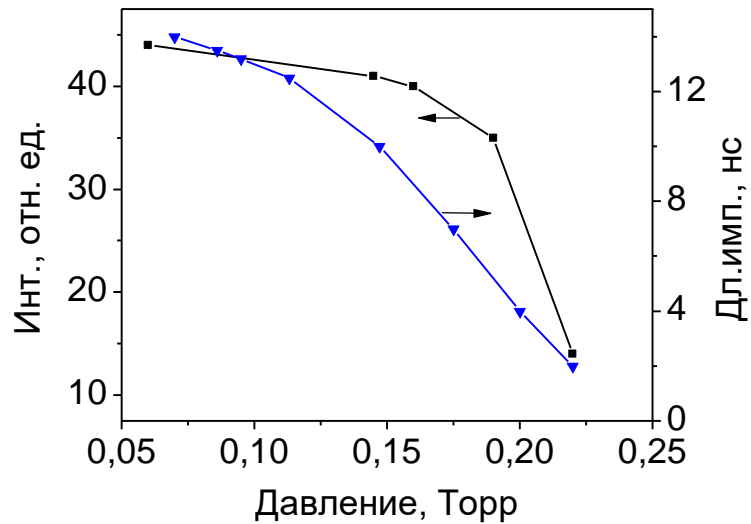


Рисунок 3.20 – Зависимость амплитуды и длительности импульса тока пучка на полувысоте от остаточного давления воздуха в диоде при  $d_{КА} = 3$  мм

Видно, что максимальные амплитуды и длительности тока пучка наблюдаются при откачке диода до давления 0,05 Торр. С увеличением давления в диоде наблюдается уменьшение длительности и амплитуды тока пучка. При этом для  $d_{КА} = 3$  мм амплитуда импульса тока пучка имеет две области давлений (0,05–0,17) и (0,17–0,23) Торр, при которых регистрируются вначале слабая, а затем сильная зависимость от давления. Длительность импульса тока пучка в этом случае уменьшается во всем диапазоне изменения давления практически монотонно.

На рис. 3.21 представлены интегральные фотографии свечения плазмы, образующейся в диоде с межэлектродным зазором  $d_{КА} = 3$  мм и сетчатым анодом с размерами ячейки  $\sim 350$  мкм, полученные при различных давлениях. Измерения проводились со стороны анода через кварцевое окно, установленное с тыльной стороны анода перпендикулярно оси диода. Увеличение размера ячейки до  $\sim 1$  мм приводило к интенсивному возбуждению катодлюминесценции кварца, вследствие его бомбардировки самосфокусированным СЭП и разрушению окна, что препятствовало проведению исследований.



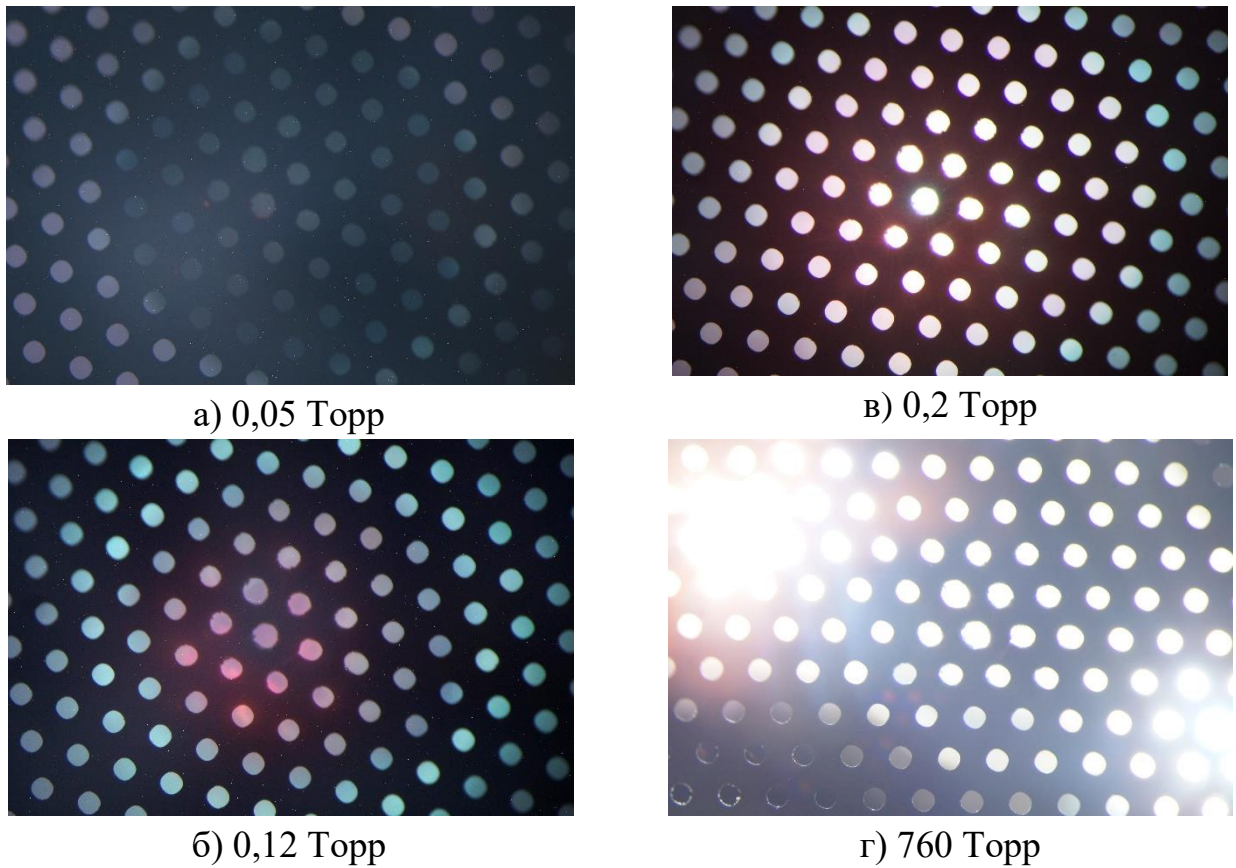


Рисунок 3.21 – Фотографии интегрального свечения плазмы, образующейся в катод – анодном зазоре при различных давлениях в диоде.

Видно, что с увеличением давления в диоде в диапазоне от 0,05 до 0,2 Торр интенсивность свечения плазмы в катод - анодном зазоре увеличивается. При атмосферном давлении интенсивность плазменного свечения увеличивается более, чем на порядок. Одновременно наблюдаются неоднородности пространственного распределения свечения.

Для более детального изучения пространственного распределения свечения плазмы, образующейся в межэлектродном зазоре, мы, подобно авторам работ [112,113] использовали открытый диод. В данном случае сетчатый анод убирался, а вместо него использовали часть поверхности корпуса диода, выполненной в виде кольца диаметром  $\sim 20$  мм. Диаметр полого цилиндрического катода составлял 6 мм (рис. 3.22, а).

На рис. 3.22, *a - г* приведены фотографии полого цилиндрического катода (*a*) и интегрального излучения объемных разрядов, генерируемых в открытом диоде (*б - г*), полученные за один импульс возбуждения при давлении 0,26 Торр.

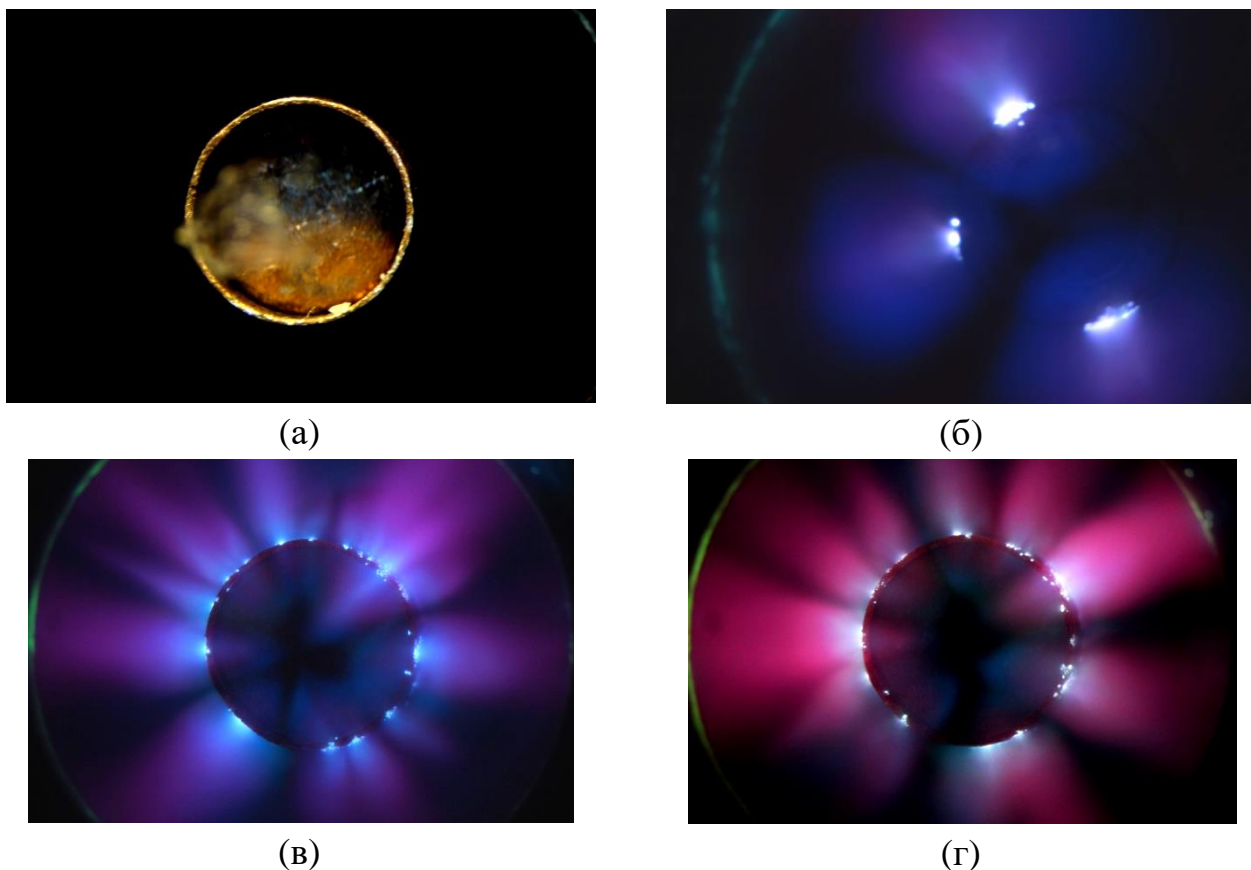


Рисунок 3.22 – Фотографии полого цилиндрического катода (*a*) и интегрального излучения объемных разрядов, генерируемых в открытом диоде (*б - г*), полученные в серии, следующих друг за другом импульсов возбуждения при давлении 0,26 Торр

Видно, что разряды являются объемными, развиваются в виде диффузных струй синего или красного цвета, истекающих из катодной плазмы, формирующейся вблизи центров взрывной электронной эмиссии, в направлении анода. На отдельных фотографиях (см. рис. 3.22, *в, г*) плазма достигает анода. Интегральные спектры свечения объемных разрядов приведены на рис. 3.23. В первом импульсе возбуждения в спектрах свечения плазмы регистрируются полосы второй положительной системы молекулы  $N_2$  на электронном переходе

( $C^3P_u$ )  $\rightarrow$  ( $B^3P_g$ ). В последующих импульсах, как на цветных фотографиях, так и в спектрах плазмы наблюдается формирование свечения в красной области спектра, связанного с излучением атомов водорода (656,2 нм) и кислорода (777,3 нм), что, по-видимому, и приводит к изменению цвета диффузных плазменных струй, приведенных на фотографиях рис. 3.22. Поскольку диод не откачивается в процессе измерений спектра свечения диффузных разрядов, то появление и рост интенсивности молекул водорода и кислорода, по нашему мнению, может быть объяснено поступлением атомов водорода и кислорода из плазмы поверхностных разрядов, развивающихся на внутренней поверхности проходного изолятора, изготовленного из ПММА.

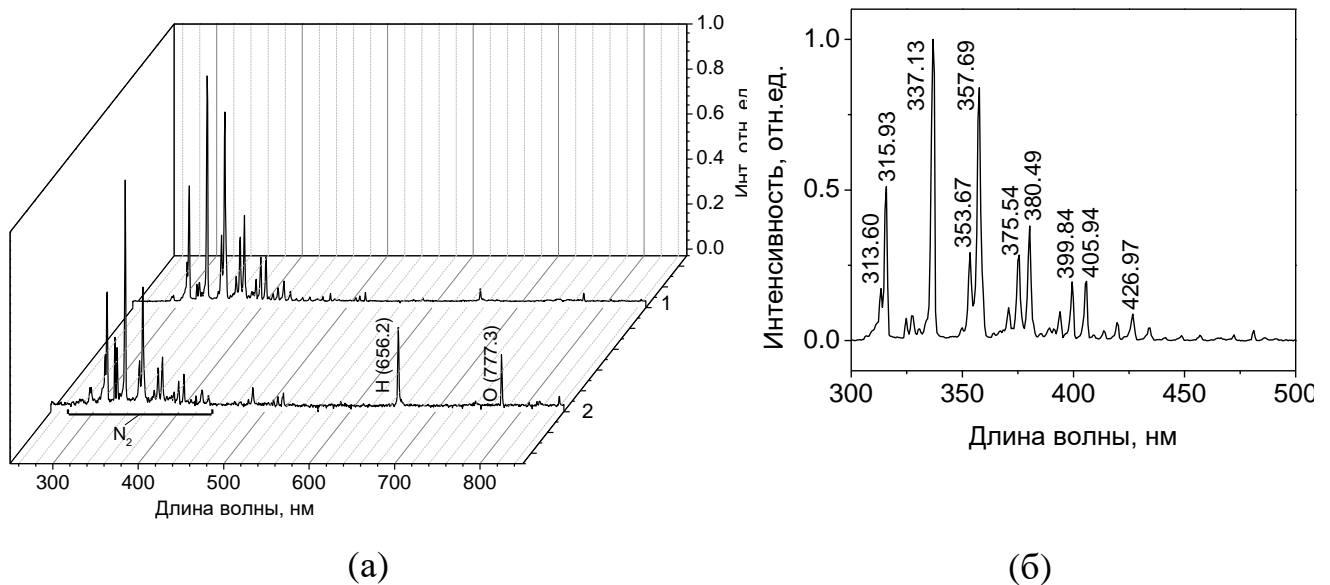
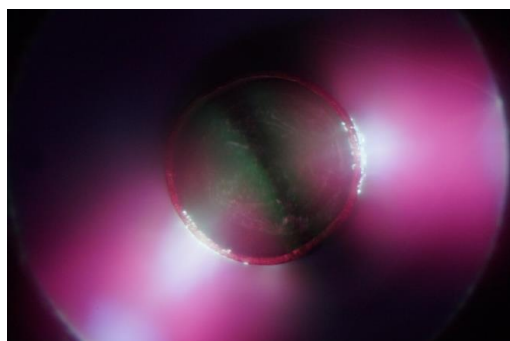


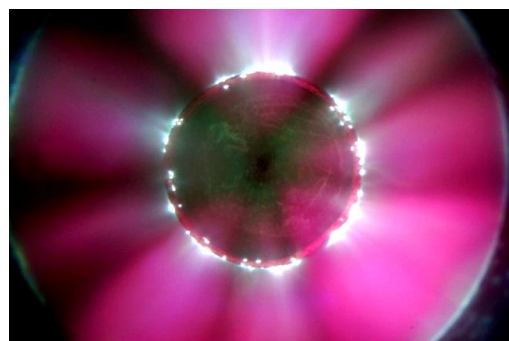
Рисунок 3.23 – Спектры излучения объемных разрядов, полученных в открытом диоде в первом и втором импульсе возбуждения (а) разряда при давлении  $\sim 0,26$  Торр; б – фрагмент идентифицированных полос электронно-колебательного спектра излучения молекулы азота (электронный переход ( $C^3P_u$ )  $\rightarrow$  ( $B^3P_g$ ), полученного в первом импульсе возбуждения

Особый интерес вызывает фотография разряда, приведенная на рис. 3.22, в. Видно, что по мере продвижения разряда от катода к аноду, цвет плазменного свечения изменяется от синего к красному, а на кольцевом аноде наблюдается люминесценция люминофора, предварительно нанесенного на кольцевой анод.

Объяснить наблюдаемые закономерности, можно предположив, что в диффузных разрядах генерируются пучки убегающих (высокоэнергетических) электронов, набирающих энергию на фронте волны ионизации при ее распространении от катода к аноду. Увеличение энергии и плотности тока убегающих электронов приводит к росту температуры плазмы, что сопровождается уменьшением интенсивности люминесценции молекул азота в результате их диссоциации и увеличением интенсивности свечения атомов водорода, азота и кислорода. Результаты изучения влияния давления в диоде в диапазоне (0,26 – 0,14) Торр на пространственную структуру плазмы и результаты воздействия электронного пучка, формирующегося в катод- анодном зазоре, на ПММА и CdS приведены на рис. 3.24 – 3.25.



а) 0,26 Торр



б) 0,23 Торр

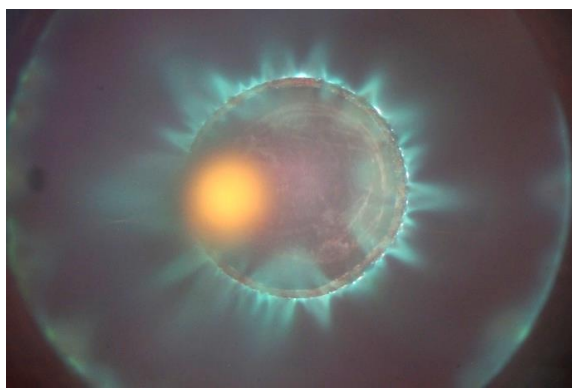


в) 0,2 Торр

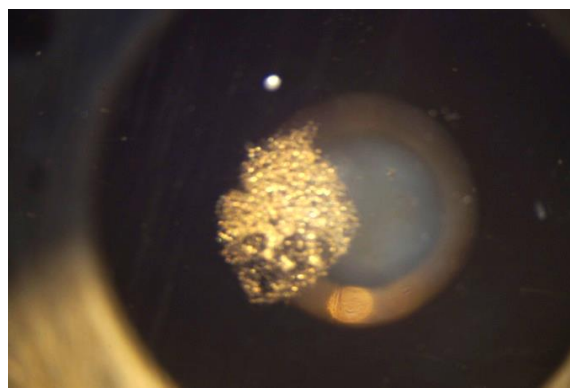


г) 0,17 Торр

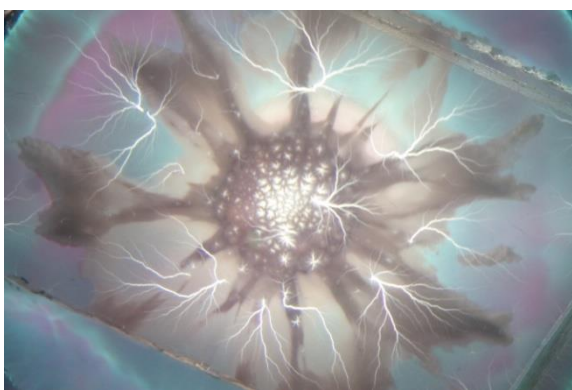
Рисунок 3.24 – Фотографии интегрального излучения плазмы объемного разряда (а-д), полученные при различных давлениях в открытом диоде ускорителя ГИН-600



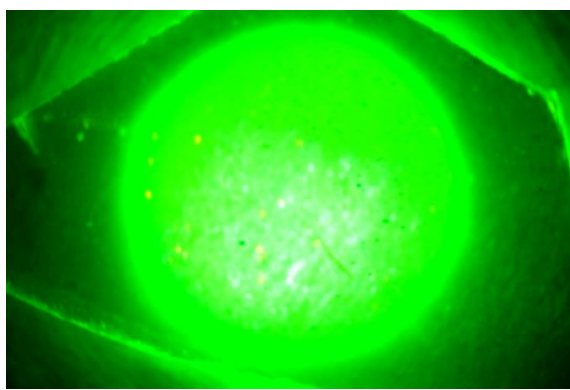
а) 0,14 Торр



б) 0,14 Торр



в) 0,14 Торр



г) 0,2 Торр

Рисунок 3.25 – Фотографии свечения (а) и разрушения (б) выходного окна и свечение образцов ПММА (в) и CdS (г) установленных за анодом открытого диода перед окном вакуумной камеры

Анализ приведенных выше фотографий позволяет сделать следующие выводы. С уменьшением давления в диоде от 0,26 до 0,2 Торр наблюдается увеличение центров взрывной электронной эмиссии, которые заполняют практически всю эмитирующую поверхность полого катода. Это приводит к изменению пространственной структуры плазмы, образующейся в межэлектродном зазоре – плазма заполняет все пространство между катодом и анодом, при этом однородность свечения плазмы возрастает (рис. 3.24, а - в).

При давлении в диоде 0,2 Торр в плазме пробоя генерируется электронный пучок, который регистрируется по катодолюминесценции кристалла CdS, установленного за анодом открытого диода перед окном вакуумной камеры.

При достижении давления в диоде  $\sim 0,14$  Торр формируется мощный самофокусирующийся сильноточный электронный пучок (ССЭП), о чем свидетельствуют катодолюминесценция и разрушение выходного окна (рис. 3.25, а, б), отделяющего вакуумный диод от атмосферы, а также свечение электрических разрядов, инициируемых ССЭП в ПММА (рис. 3.25, в). Осциллограмма импульса тока электронного пучка, полученная при давлении 0,14 Торр, приведена на рис. 3.26. Электронный пучок, выводился через тонкую  $\sim 30$  мкм алюминиевую фольгу, отделяющую диод от атмосферного воздуха, и регистрировался коллектором. Алюминиевая фольга устанавливалась вместо кварцевого окна, через которое фотографировали разряд и измеряли спектры его свечения.

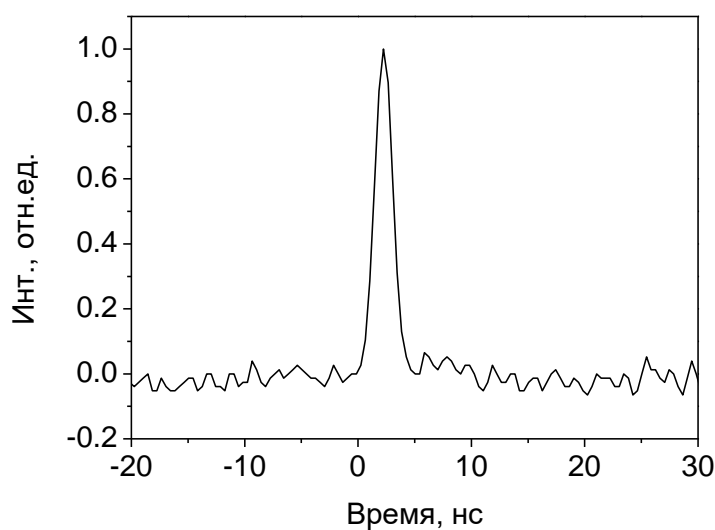


Рисунок 3.26 – Осциллограмма импульса тока электронного пучка, полученная при выводе пучка из диода в атмосферу при давлении 0,14 Торр

Фотографии интегрального свечения разряда, инициированного в газовом диоде при давлении 760 Торр, приведены на рис. 3.27. Видно, что разряд состоит из отдельных плазменных струй (лучей), диаметром от 0,5 до 2 мм, расположенных между катодом и анодом. При этом часть лучей замыкается на острой кромке катода, а часть входит в полость катода (рис. 3.27, б, г).

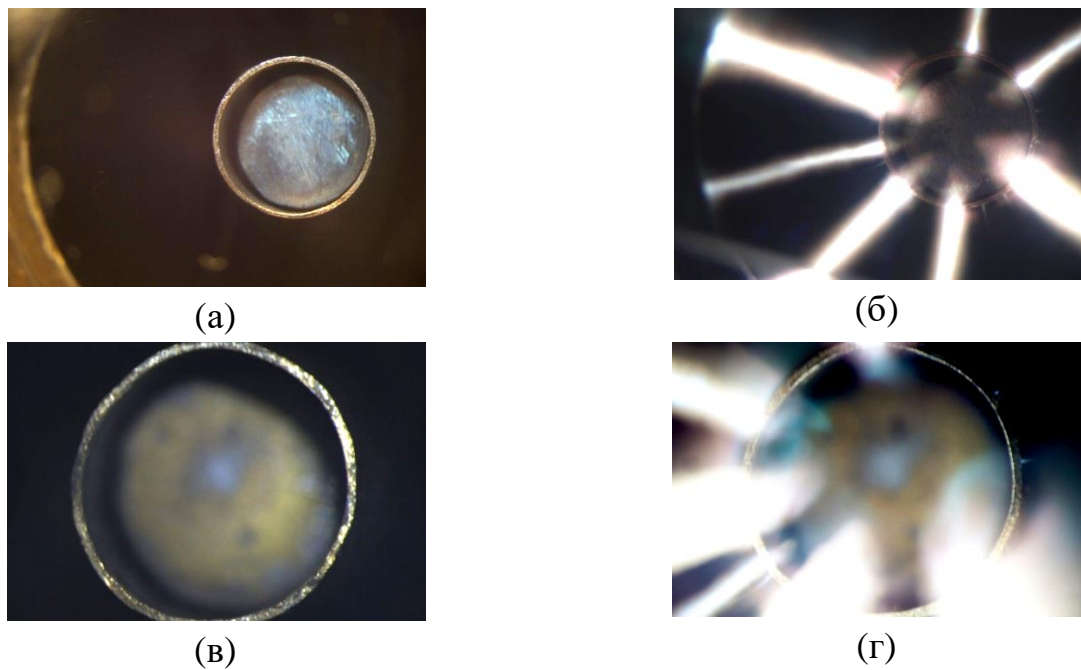


Рисунок 3.27 – Фотографии открытого газового диода с полым цилиндрическим катодом (а) и излучение разряда (б) при давлении 760 Торр за один импульс возбуждения при  $d_{КА} = 8$  мм и диаметре полого катода 6 мм; в, г – фотографии полого катода и излучения плазмы разряда, образующейся в межэлектродном зазоре при большем увеличении микроскопа МБС-10

Спектр свечения плазмы, образующейся в диоде, при 760 Торр приведен на рис. 3.28.

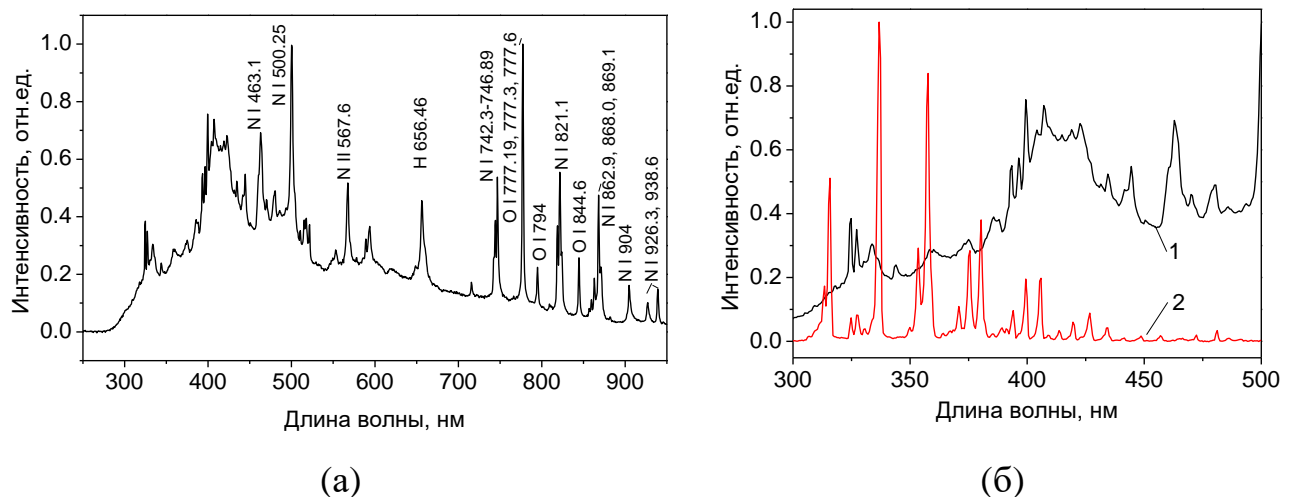


Рисунок 3.28 – Спектр излучения разряда в открытом газовом диоде за один импульс возбуждения при давлении 760 Торр (а) и фрагменты спектров, полученных при давлениях 0,26 (2) и 760 (1) Торр (б)

Сравнение спектров излучения плазмы, формирующихся при давлениях (0,26; 10; 45 и 75) Торр (см. рис. 3.29), свидетельствует о том, что при увеличении давления воздуха в диоде наблюдается рост интенсивности свечения сплошного спектра, свечения атомов азота, кислорода и водорода по отношению к интенсивности свечения молекул азота. Длинноволновая часть спектра разряда в атмосферном воздухе полностью повторяет спектр лазерной искры в воздухе [114], что свидетельствует о высокой температуре и давлении атмосферной плазмы. Зарегистрировать ток пучка при давлении воздуха в диоде более 0,14 Торр за алюминиевой фольгой, толщиной 30 мкм не удалось.

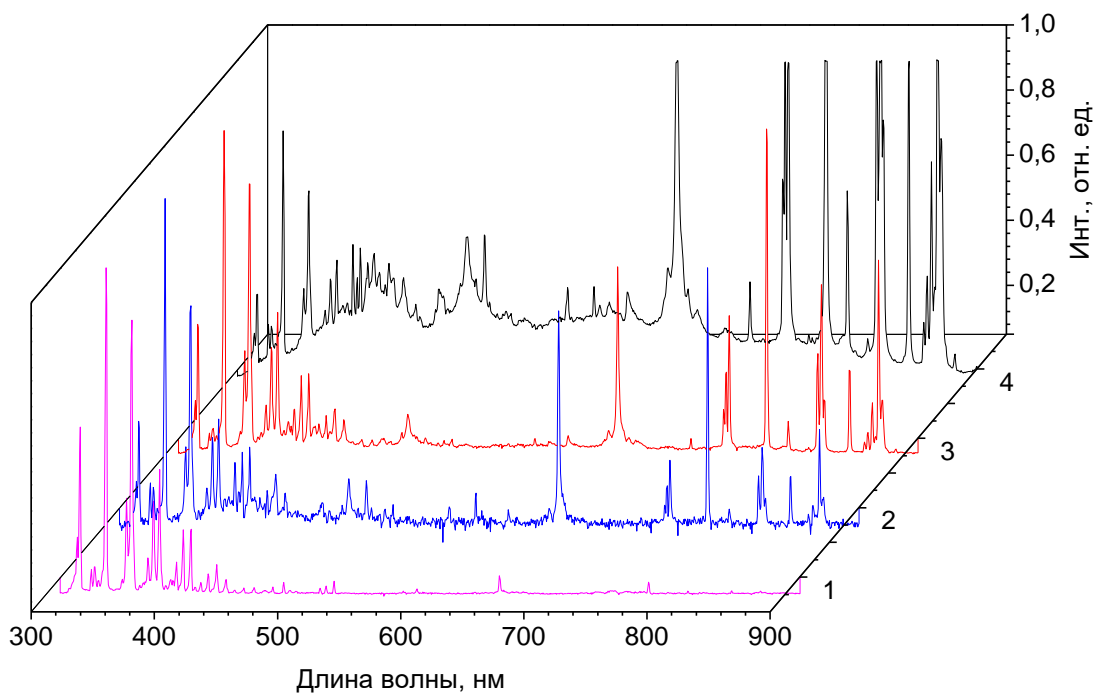


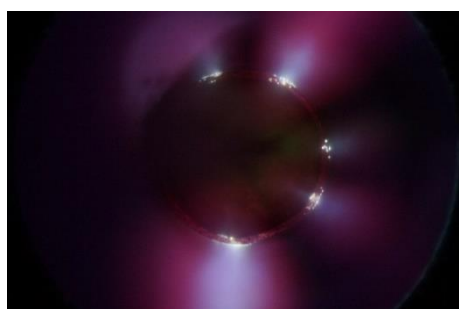
Рисунок 3.29 – Спектры излучения разрядов в диоде ускорителя ГИН-600 при различных давлениях: 0,26 (1), 10 (2), 45 (3) и 75 (4) Торр

Возможно, что причиной этого является недостаточное временное разрешение применяемого нами осциллографа (300 МГц), поскольку согласно известным литературным данным [114] длительность электронных пучков, генерируемых в газовых диодах при атмосферном давлении, составляет десятки – сотни пикосекунд.

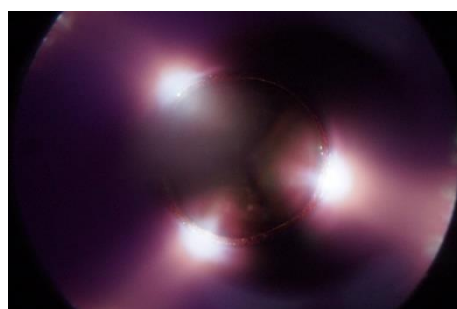
При увеличении давления в диоде от 0,26 до 75 Торр на фотографиях газовых разрядов, развивающихся в межэлектродном пространстве, регистрируются



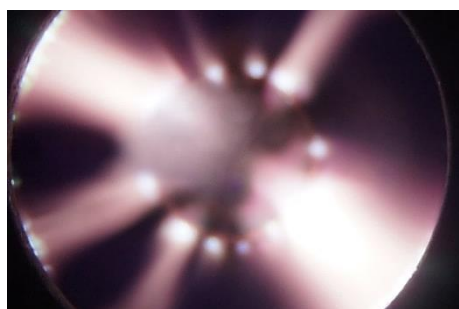
неоднородные плазменные области: на фоне красного свечения вблизи катода, а затем и анода наблюдаются «белые» плазменные образования (катодная и анодная) плазма (рис. 3.30).



а) 0,26 Торр



б) 10 Торр



в) 45 Торр



г) 75 Торр

Рисунок 3.30 – Фотографии интегрального (по времени) излучения разряда, развивающегося в открытом газовом диоде в диапазоне давлений (0,26–75) Торр

Следует отметить, что близкие, к полученным нами зависимостям длительности импульса на полувысоте и амплитуды тока пучка от остаточного давления воздуха в диоде были получены в работах авторов [115,116]. Эксперименты проводились при давлениях от 0,1 до 760 Торр, на генераторах СЛЭП-150, РАДАН-150 и РАДАН-220 с амплитудой импульса напряжения  $\sim 150$  кВ и длительностью импульса на полувысоте – 1,4 нс.

Было показано, что увеличение давления воздуха в диоде с генератором СЛЭП-150 от 0,1 до 6 Торр, приводит к уменьшению длительности импульса тока на полувысоте от 1 до 0,18 нс. Установлено, что сокращение длительности импульса с ростом давления обусловлено пробоем в диоде за время не более 200 пс. Авторами сделано предположение о том, что пробой промежутка происходит на фронте волны ионизации, скорость которой должна быть не менее  $1,5 \cdot 10^9$  см/с.

Генерация основного числа убегающих электронов (тока сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП)) обусловлена ускорением электронов между фронтом волны ионизации и анодом [116-119]. При достижении фронта волны ионизации анода распределение электрического поля в промежутке становится более равномерным и генерация электронного пучка прекращается.

Авторами работ [112,113,116,120] также были проведены исследования высоковольтных диффузных (объемных) наносекундных разрядов в открытом газовом диоде с коаксиальными электродами при атмосферном давлении воздуха. Установлено, что за AlBe фольгой, толщиной 45 мкм регистрируется высокоэнергетический СЛЭП с амплитудой тока более 100 А при длительности импульса на полувысоте  $\sim 0,2$  нс. Получено жесткое рентгеновское излучение с энергией квантов более 60 кэВ. Фотографии интегрального свечения в газовом диоде, полученные при однократном импульсе, показали, что разряд является объемным и сконцентрирован у катода в местах с наибольшим усилением электрического поля. При малой частоте импульсов возбуждения регистрировались объемные разряды в виде плазменных струй с яркими точками на катоде.

Полученные результаты авторы объясняют следующим образом. При подаче напряжения с субнаносекундной длительностью переднего фронта в области у анода при приближении фронта плазмы, который движется от катода, достигается критическое поле и формируется сверхкороткий лавинный электронный пучок (СЛЭП). Амплитуда и энергия СЛЭП зависит от многих факторов. Рентгеновское излучение с энергией квантов  $> 60$  кэВ в основном генерируется при торможении электронного пучка на аноде.

Анализ полученных нами результатов по изучению влияния давления (в области 0,05 – 0,3 Торр) в диоде ускорителя ГИН-600 на пространственные и спектральные характеристики свечения высоковольтных наносекундных разрядов и параметры электронных пучков, генерируемых в этих условиях, дают основание утверждать, что в наших условиях эксперимента формируется плазменно-пучковый разряд (ППР). Электронные пучки, регистрируемые при давлении 0,05 –

0,2 Торр представляют собой убегающие электроны, которые формируются в результате ускорения между фронтом волны ионизации и анодом.

Результаты исследования влияния геометрических характеристик диода и давления остаточных газов в диоде на параметры генерируемого электронного пучка опубликованы нами в [121].

### **3.5 О возможных механизмах микроструктурирования и самофокусировки электронного пучка в диоде ускорителя ГИН-600**

Выше было отмечено, что самофокусировка реализуется только при использовании полого цилиндрического катода. При отсутствии полости в катоде наблюдается только филаментация электронного пучка, что подтверждается пространственным распределением и формой автографа, полученного на плоском аноде (см. рис. 3.3).

Объяснить самофокусировку СЭП (ток которого составляет 2 кА, что значительно меньше тока Альфвена), действием магнитного поля пучка не представляется возможным. Возникает также вопрос о механизме микроструктурирования электронного пучка и формирования самоорганизованных структур в виде кольца, лучей и центрального пятна.

Явление микроструктурирования электрических разрядов не редкое. Физические модели, объясняющие микроструктурирование импульсных высоковольтных разрядов в области давлений 200-760 Торр и ускорения (убегания) электронов в микроканалах с пониженной плотностью газа, рассматривались в экспериментальных и теоретических работах [122-125]. Было установлено, что разряды сопровождаются потоками высокоэнергетических электронов и рентгеновского излучения. Автографы токовых каналов, возникающие при этом на поверхности электродов, представляли собой скопления микроканалов диаметрами (1–10) мкм. На основании полученных данных авторами предложена физическая модель формирования микроканалов и генерации высокоэнергетических электронов, позволяющая объяснить экспериментальные результаты.

Физическая модель включает следующие фазы:

- формирование микроструктуры каналов;
- ввод энергии и разогрев газа в микроканалах;
- тепловое расширение микроканалов и снижение плотности газа;
- убегание электронов в микроканалах с пониженной плотностью газа.

Согласно сложившимся представлениям, микроканальная структура формируется в начальной фазе пробоя за счет неустойчивости фронта волны ионизации, обладает высокой скоростью  $\sim 10^9$  см/с и сложной пространственной формой. Протекание тока в микроканалах вызывает их омический нагрев, расширение и снижение концентрации газа в микроканалах. Данный эффект обеспечивает рост отношения напряженности электрического поля к концентрации газа в микроканалах до значений, достаточных для генерации в них пучков высокоэнергетических электронов и тормозного рентгеновского излучения [126].

Физические процессы, развивающихся в импульсных высоковольтных (1–5) кВ электрических разрядах с применением полого катода при давлениях (1–100) Торр рассмотрены в литературном обзоре п. 1.3.4.

Сравнение полученных нами результатов с данными работ [122-125], где было обнаружено формирование множества нитевидных каналов диаметром (60–100) мкм в диффузных газовых разрядах при давлениях (200–760) Торр и амплитуде импульса напряжения на выходе ГИН  $\sim 25$  кВ, а также с данными по генерации и фокусировке пучков высокоэнергетических (убегающих) электронов в разрядах с полым катодом, позволяет предположить, что подобные физические процессы (микроструктурирование пучков убегающих электронов и их самофокусировка в полой катодной области) развиваются и в диоде ускорителя ГИН-600 в форвакуумной области давлений (0,05 – 0,3) Торр при напряжениях на диоде (200–300) кВ и длительности импульса тока (2–15) нс.

В наших условиях эксперимента ускоренные электроны появляются на стадии распространения волны пробоя по промежутку. Их возникновение можно объяснить механизмом поляризационного ускорения на фронте стримера [106], который развивается в прикатодной области во время резкого нарастания

напряжения. При достаточной напряженности внешнего поля этот стример с сильным локальным полем на головке прорастает в режиме микроструктурирования токовых каналов по ионизованной дорожке, созданной в газе потоком быстрых электронов. Плотность мощности микроструктурированных электронных пучков в наших условиях эксперимента достигает значений  $(10^9-10^{10})$  Вт/см<sup>2</sup> при энергии электронов (50–100) кэВ, что приводит, как показано выше, к локальному испарению анодов из различных металлов.

### **3.6 Исследование параметров самосфокусированного электронного пучка, выведенного за анод вакуумного диода**

В предыдущих разделах были исследованы явления филаментации и самофокусировки электронного пучка с помощью автографов, получаемых на поверхности непрозрачных для электронного пучка анодов или полимеров, расположенных за анодом, прозрачным для высокоэнергетичных электронов. В качестве анода использовалась тонкая  $\sim 10$  мкм алюминиевая фольга.

Для фундаментальных и прикладных исследований процесса взаимодействия мощных электронных пучков с конденсированными средами представляется важным вывести самосфокусированный электронный пучок за анод вакуумного диода и получить максимальную плотность энергии на заданном расстоянии от анода. Цель данного раздела – получить информацию о пространственных, временных и энергетических параметрах самосфокусированного сильнооточного электронного пучка (ССЭП), выведенного за анод вакуумного диода.

Эксперименты были проведены на импульсном ускорителе электронов с генератором ГИН-600, к которому подключался вакуумный диод при давлении  $\sim 10^{-2}$  Торр. Максимальная энергия электронов в спектре пучка достигала  $\sim 400$  кэВ, длительность импульса тока пучка на полувысоте варьировалась в диапазоне от 2 до 15 нс. Наибольший ток пучка составлял  $I_{\text{мак}} \approx 2$  кА. Вакуумный диод был образован трубчатым латунным катодом с радиусом  $R_K = 3$  мм и плоским медным анодом толщиной  $\sim 0,5$  мм. Аспектное отношение  $g = R_K/d_{\text{КА}}$  (где  $R_K$  – радиус катода,  $d_{\text{КА}}$  – катод-анодный зазор) варьировалось в диапазоне (0,8–1,2).

Электронный пучок выводился из области самосфокусировки через отверстие диаметром  $\sim (2-1,5)$  мм в медном или алюминиевом аноде и распространялся в цилиндрической вакуумной камере диаметром 23 мм и длиной 15 мм.

Параметры электронного пучка, распространяющегося за анодом вакуумного диода, регистрировались с помощью методик, описанных в главе 2 (рис. 2.7, 2.11). В качестве основного материала для исследований был выбран полиметилметакрилат (ПММА). Выбор ПММА для диагностики электронного пучка по его свечению и морфологии разрушений, определялся тем, что этот диэлектрик имеет низкую плотность, высокую прозрачность и известную морфологию разрушений в виде фигур Лихтенберга (электрического дерева разряда), образующихся при облучении электронными пучками различной плотности, длительности и энергий. Энергия электронов в пучке измерялась двумя методами – по глубине залегания микроразрушений, формируемых электронным пучком в ПММА и по поглощению электронов в тонких алюминиевых фольгах. Переход в режим испарения регистрировался по следам эрозии, образующимся на поверхности облучаемых мишеней и по спектрам свечения эрозионной плазмы.

На рис. 3.32, а приведены автографы, сформированные электронным пучком в ПММА, полученные на различных расстояниях  $L$  от анода при  $d_{\text{КА}} = 3,5$  мм и диаметре отверстия в аноде  $\varnothing_A = 1,5$  мм. Видно, что неоднородное по диаметру распределение плотности тока пучка приводит к формированию двух типов разрушений. В центральной области облучаемых мишеней образуется совокупность микропузырьков диаметром от 10 до 50 мкм, которые возникали из-за взрывного вскипания полимера при его нагреве самофокусирующимся сильноточным электронным пучком. Пространственная структура, размеры и форма микропузырьков, образующихся в ПММА при облучении сильноточным электронным пучком в режиме филаментации и самофокусировки при использовании в качестве анода тонкой ( $\sim 10$  мкм) алюминиевой фольги, будет рассмотрена в следующей главе.

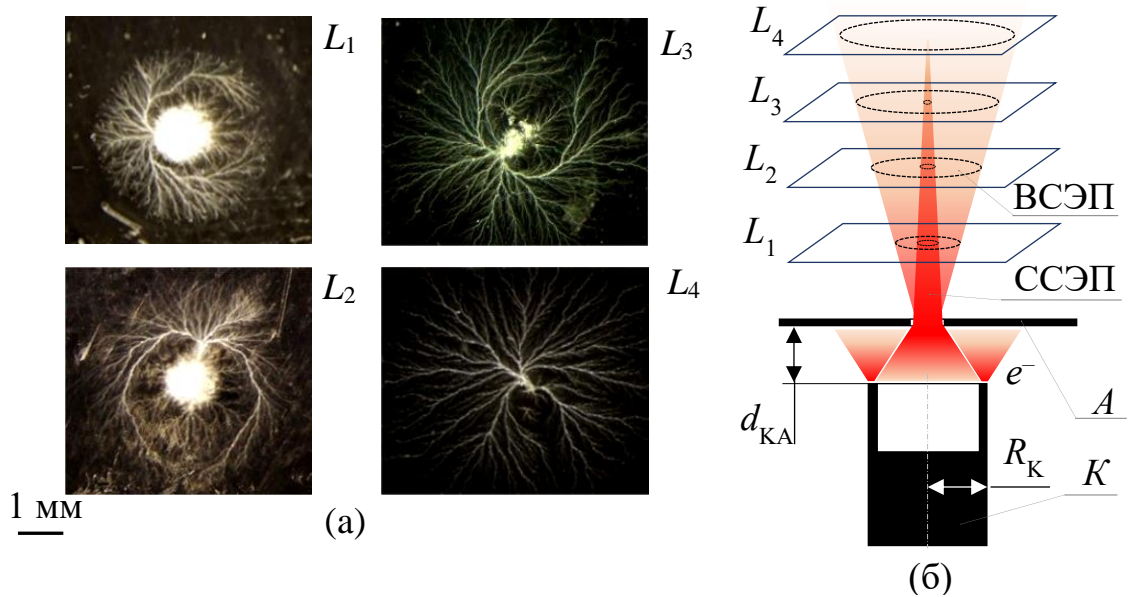


Рисунок 3.32 – Фотографии разрушений, формируемых в ПММА электронным пучком, выведенным за анод вакуумного диода, на различных расстояниях от анода (а):  $L_1 = 4$  мм,  $L_2 = 6$  мм,  $L_3 = 9$  мм,  $L_4 = 13$  мм; (б) – пространственная структура электронного пучка, выведенных за анод вакуумного диода.  $d_{KA} = 3,5$  мм,  $\varnothing_A = 1,5$  мм,  $\varnothing_K = 6$  мм.

Видно, что вокруг зоны вскипания полимера наблюдаются объемные электрические разряды, которые регистрировались за однократный импульс возбуждения в виде кольцевой структуры как по разрушению (рис. 3.32, а), так по свечению. По мере увеличения  $L$  диаметр центральной зоны разрушения уменьшается и при  $L_4 = 13$  мм наблюдается только один тип разрушений – каналы электрического пробоя (рис. 3.32, а).

Обращает на себя внимание тот факт, что после рассеяния ССЭП разрядная кольцевая структура не наблюдается, а вместо нее формируется однородная фигура Лихтенберга, что можно объяснить кулоновским отталкиванием заряженных частиц периферийного электронного пучка и их движением в радиальном направлении. Сравнение фотографий разрушения и свечения ПММА показывает идентичность фигур электрического разряда, зарегистрированных по свечению и разрушению. Отличие фотографий заключается только в том, что объемные разрушения в виде микропузырьков по свечению не регистрируются. Это можно

объяснить более низкой температурой ПММА в центральной зоне воздействия ССЭП по сравнению с температурой плазмы в каналах электрического пробоя. Глубина залегания микропузырьков от облучаемой поверхности составляет (20–70) мкм, а каналов электрического пробоя – (350–450) мкм, что соответствует средней энергии электронов в ССЭП и периферийном электронном пучке ~ 70 и ~ 220 кэВ соответственно.

Уменьшение величины катод-анодного зазора до  $d_{КА} = 3$  мм приводит к увеличению плотности энергии центрального ССЭП, что подтверждается образованием эрозионных пятен на медных мишенях (рис. 3.33) и глубоких кратеров в ПММА с выбросом продуктов абляции навстречу электронному пучку.

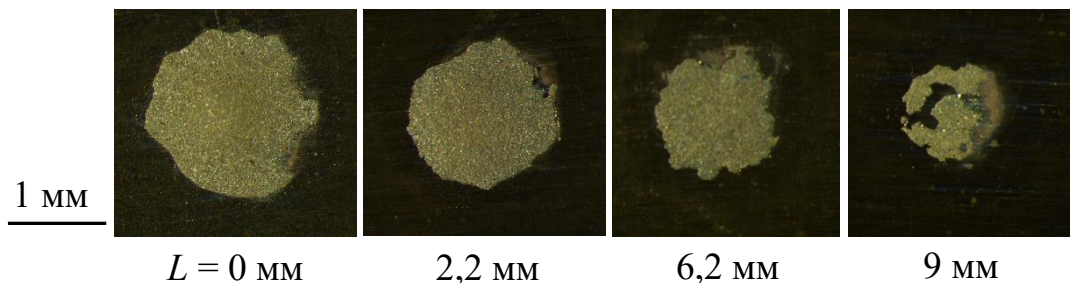


Рисунок 3.33 – Эрозионные следы, образованные на облучаемой поверхности медной пластины толщиной 180 мкм после облучения ССЭП в вакуумном диоде:  $\varnothing_K = 6$  мм,  $d_{КА} = 3$  мм,  $\varnothing_A = 2$  мм при разных расстояниях  $L$  от анода до образца

При этом периферийный высокоэнергетический (~ 220 кэВ) сильноточный электронный пучок (ВСЭП), регистрируемый по каналам электрического пробоя в ПММА и по свечению различных сцинтилляторов, никак не проявляет себя на металлических мишенях, что связано с низкой плотностью энергии ВСЭП, недостаточной для испарения металлов. Пространственная структура электронного пучка, выведенного за анод вакуумного диода и восстановленная по результатам изучения морфологии разрушений в ПММА, представлена на рис. 3.32, б.

Информация о временных и энергетических параметрах ССЭП и ВСЭП была получена из измерений осциллограмм тока. Для разделения электронных пучков на расстоянии  $L$  устанавливались диафрагмы с отверстиями, которые выделяли



центральный самосфокусированный или периферийный электронные пучки. Схема эксперимента приведена в гл. 2 (см. рис. 2.7).

На осциллограммах тока ССЭП (рис. 3.34, а) и ВСЭП (рис. 3.34, б), прошедшего поглощающие алюминиевые фольги различной толщины, хорошо видны несколько максимумов, которые образуются из-за рассогласования диода с формирующей линией.

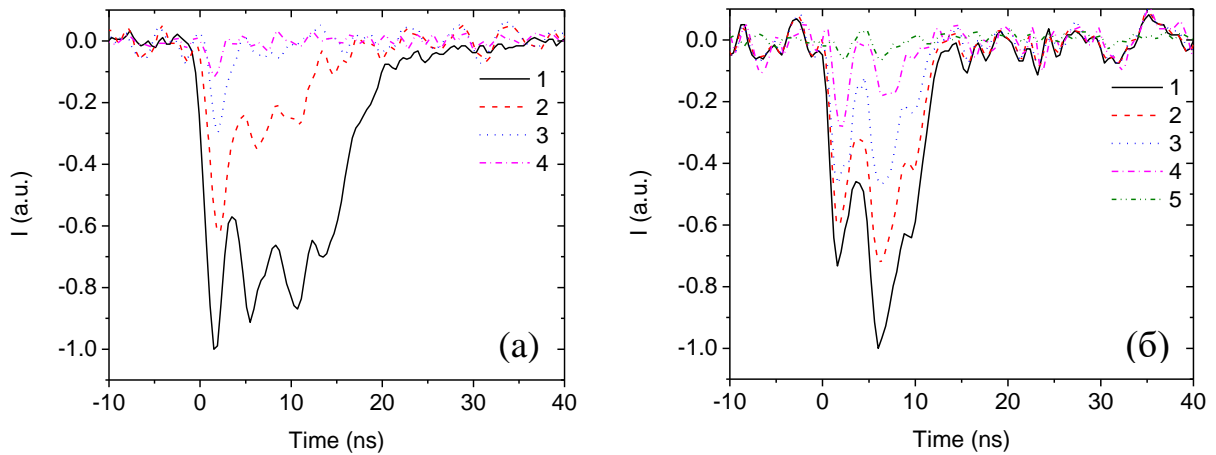


Рисунок 3.34 – Осциллограммы тока электронного пучка, выведенного за анод вакуумного диода после прохождения поглощающих алюминиевых фольг различной толщины: 1 - 30; 2 – 80; 3 – 130; 4 – 230; 5 – 280 мкм; а) – ток ССЭП; б) – ток ВСЭП.  $d_{КА} = 3,5$  мм;  $\varnothing_A = 1,5$  мм;  $\varnothing_K = 6$  мм

Сравнение двух осциллограмм (рис. 3.34, а и б) показывает, что длительность импульса тока ССЭП превышает длительность тока ВСЭП. Энергии электронов ССЭП и ВСЭП также различаются. Видно, что четвертый пик тока ССЭП (рис. 3.34, а) практически полностью поглощается алюминиевой фольгой толщиной  $\sim 80$  мкм, а амплитуды второго и третьего импульсов тока уменьшаются более чем в 2 раза. Это означает, что в ССЭП основная доля электронов имеет энергию  $\leq 100$  кэВ. Что касается ВСЭП, то, как видно из осциллограмм, приведенных на рис. 3.34, б, все три импульса тока присутствуют при суммарной толщине поглощающих алюминиевых фольг  $\sim 280$  мкм, что соответствует максимальной энергии электронов  $\sim 290$  кэВ. Таким образом, в пространстве за анодом регистрируются электронные пучки с различными параметрами и отличающиеся

пространственным распределением. Один из них – ССЭП с плотностью энергии, достаточной для испарения металлических и диэлектрических мишеней и энергией электронов в спектре  $\sim (50-100)$  кэВ распространяется в конусе, обращенном основанием к аноду (рис. 3.32, б), с углом при вершине  $\sim 7^\circ$ . Второй – ВСЭП с плотностью энергии, превышающей пороговую для инициирования электрического пробоя в ПММА ( $H > 0.2$  Дж/см<sup>2</sup>), и максимальной энергией электронов в спектре до 290 кэВ – распространяется центрально - симметрично относительно ССЭП в полном усеченном конусе с углом при вершине  $\sim 22^\circ$ , обращенной к аноду, (рис. 3.24, б). Длина транспортировки ССЭП в вакуумной камере длиной 15 мм и диаметром 23 мм при  $d_{КА} = 2,5$  мм и диаметре отверстия в аноде  $\varnothing_A = 1,5$  мм составляет  $L \sim (10-13)$  мм. Приведенная на рис. 3.32, б пространственная структура ССЭП и ВСЭП, по-видимому, формируется в результате взаимодействия электромагнитных полей двух пучков между собой и со стенками вакуумной камеры. Одна из причин распада ССЭП может быть связана с развитием различного рода неустойчивостей.

### **3.7 Основные результаты, полученные при изучении филаментации и самофокусировки СЭП в диоде ускорителя ГИН-600**

В результате исследований автографов самофокусирующегося сильноточного электронного пучка (ССЭП), образующихся на поверхностях металлов и полимеров, нами в [126,127] установлены важные закономерности процессов филаментации и самофокусировки ССЭП, приводящие к формированию электронных микропучков с высокой плотностью мощности и особенностей их взаимодействия с конденсированными средами.

1. Филаментация СЭП наблюдается для различных форм взрывоэмиссионных катодов и регистрируется с помощью автографов на металлах при малых катод - анодных зазорах ( $d_{КА} = 2,5 - 4$  мм) и в полимерах при больших ( $d_{КА} = 4 - 6$  мм) межэлектродных зазорах.
2. Самофокусировка СЭП реализуется только при использовании полых катодов.

3. В режиме филаментации и самофокусировки электронного пучка в диоде формируются две группы электронов, отличающихся энергией, плотностью мощности и пространственным распределением. *Высокоэнергетические*, с энергией до 280 кэВ, однородным распределением по облучаемой поверхности образцов с плотностью мощности  $\sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> и *низкоэнергетические* (50-100) кэВ, филаментированные с плотностью мощности до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, не однородным пространственным распределением по облучаемой поверхности мишени в виде «кольца», «лучей» и центрального «кратера». Этот вывод следует из результатов измерения энергии электронов из периферийной и центральной зон ССЭП, выведенного за анод вакуумного диода. Дополнительным подтверждением вышесказанного является формирование двух типов каналов электрического пробоя (КЭП), регистрируемых в винипрозе. Первый тип КЭП характеризуется однородным распределением по облучаемой поверхности полимера и глубиной локализации 500-700 мкм, что соответствует энергии электронов (250-280) кэВ. Второй тип КЭП локализован вдоль направления «лучей» и расположен в приповерхностной области полимера на глубине (20-50) мкм, что соответствует энергии электронов (40-80) кэВ.
4. Минимальная плотность мощности филаментированных электронных микропучков, на начальной стадии стягивания ССЭП, оцененная по формированию центров окраски и каналов электрического пробоя в винипрозе при больших ( $d_{КА} = 4 - 6$  мм) катод – анодных зазорах составляет  $\sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, а максимальная, оцененная по следам эрозии на поверхности металлов, достигает  $\sim 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>.
5. С увеличением давления остаточного газа (воздуха) в диоде в области (0,05–0,14) Торр наблюдается уменьшение амплитуды и длительности импульса тока электронного пучка. Пороговая (максимальная) величина давления в диоде ускорителя ГИН-600, при котором регистрируется ток электронного пучка, выведенного через алюминиевую фольгу, толщиной 30 мкм в атмосферу, составляет 0,14 Торр. Длительность импульса тока на полувысоте

при этом составляет  $\approx 2$  нс, что соответствует временному разрешению применяемого осциллографа.

6. В спектрах излучения высоковольтных наносекундных разрядов, генерируемых в открытом диоде при давлении воздуха  $\sim 0,26$  Торр регистрируется спектр молекулы азота (вторая положительная система молекулы  $N_2$  на электронном переходе ( $C^3\Pi_u$ )  $\rightarrow$  ( $B^3\Pi_g$ )). По мере увеличения давления воздуха в диапазоне от 0,26 до 75 Торр, наблюдается рост интенсивности атомов азота, водорода и кислорода по отношению к интенсивности люминесценции молекул  $N_2$ .
7. При атмосферном давлении формируется разряд в виде плазменных струй, в излучении которого регистрируется сплошной спектр, интенсивные линии атомов азота, водорода, кислорода при отсутствии полос люминесценции молекул азота. Зарегистрировать ток электронного пучка с помощью коллектора, установленного за алюминиевой фольгой, толщиной 30 мкм, при давлении воздуха в газовом диоде превышающим 0,14 Торр не удалось, что может быть связано с недостаточным временным разрешением осциллографа. Пороговое значение давления воздуха, установленное по катодолюминесценции кристалла CdS, ниже которого регистрируется электронные пучки, составляет  $\approx 0,2$  Торр.

### **3.8 Физическая модель генерации самосфокусирующихся электронных микропучков с высокой плотностью мощности в диоде ускорителя ГИН-600**

На основании полученных в настоящей работе экспериментальных результатов и известных из литературы данных о процессах, развивающихся в вакуумных и газовых диодах в сильных электрических полях наносекундной длительности, нами предложена физическая модель развития процессов филаментации и самофокусировки электронного пучка в диоде ускорителя с генератором ГИН-600 в форвакуумной области давлений.

Модель базируется на результатах исследования электрического пробоя газов, пониженного и повышенного давления (0,001–760) Торр при субнаносекундном и

наносекундном фронте импульса напряжения в геометрии промежутка полый катод - плоский анод [105]. Для объяснения явлений филаментации и самофокусировки электронных микропучков в диоде ГИН-600 привлекаются данные о микроструктурировании стримерных разрядов и формировании убегающих электронов в микроканалах [123], а также результаты исследований фокусировки убегающих электронов в разрядах с полым катодом [107-109].

При генерации самофокусирующихся электронных микропучков следует выделить несколько стадий развития процессов в диоде. На первой стадии под действием высоковольтного импульса напряжения с наносекундным фронтом развивается взрывная электронная эмиссия с генерацией плотной катодной плазмы и потока ускоренных электронов с энергией, соответствующей приложенному напряжению и с пространственным распределением, близким к однородному, вследствие уширения пучка под действием собственных электрических полей.

Одновременно происходит ионизация остаточного воздуха и газа, десорбируемого с катода вакуумного диода. Дополнительное увеличение давления в диоде происходит в результате электронной бомбардировки анода и десорбции газов с поверхности анода с последующей их ионизацией, что также приводит к увеличению давления в диоде и может оказать определенное влияние как на самофокусировку электронного пучка, так и на развитие высоковольтных наносекундных разрядов, развивающихся в режиме генерации убегающих электронов.

В условиях наших экспериментов, пробой катод – анодного промежутка инициируется в диапазоне давлений (0,05 - 0,14) Торр и развивается в режиме микроструктурирования стримерных разрядов, на фронте которых генерируются микропучки убегающих электронов с энергией (50-100) кэВ.

Явление самофокусировки (кумуляции) электронного пучка в высоковольтном диоде импульсного сильноточного ускорителя электронов ГИН-600 с полым катодом и током пучка менее тока Альфвена развивается в результате формирования в катод – анодном зазоре не скомпенсированного положительного

заряда, который играет роль виртуального анода, фокусирующего электронные микропучки по центру полости цилиндрического катода.

### Выводы

Экспериментально изучены явления филаментации и самофокусировки электронного пучка в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600. Анализ результатов экспериментов по изучению влияния геометрических параметров диода и давления остаточного воздуха на филаментацию и самофокусировку СЭП, позволяет сделать следующие выводы.

- Самофокусировка СЭП наблюдается только для полых цилиндрических катодов с глубиной полости, превышающей 2 мм. Применение цилиндрического катода с плоской торцевой поверхностью (катод без полости) приводит только к филаментации СЭП.
- Определены оптимальные величины катод - анодного зазора ( $d_{КА} = 3$  мм) и радиус взрывоэмиссионного катода ( $R_K = 3$  мм), при которых плотность мощности ССЭП в зоне самофокусировки достигает  $\sim 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, что превышает теплоту сублимации исследованных металлов (Al, Cu, латунь, W) и приводит к формированию эрозионных кратеров на поверхности облучаемых мишеней.
- Определена минимальная скорость схлопывания ССЭП, которая составила  $\sim 1,5$  мм/нс.
- Диаметры образующихся в различных материалах кратеров в пятне самофокусировки линейно увеличиваются с 0,5 до 1 мм с ростом длительности импульса тока электронного пучка в диапазоне от 2 до 15 нс.
- Обнаружено, что за анодом вакуумного диода регистрируются электронные пучки с различными параметрами – самософокусированный сильноточный электронный пучок (ССЭП) с энергией электронов в спектре  $\sim (50-100)$  кэВ и плотностью мощности  $\sim 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, распространяющийся в вакуумной камере на расстояние  $\sim (10-13)$  мм и высокоэнергетический сильноточный электронный пучок (ВСЭП) со средней энергией электронов в спектре  $\sim 290$

кэВ, и плотностью мощности превышающей пороговую для инициирования электрического пробоя в ПММА ( $> 2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>), который распространяется на периферии ССЭП.

- Предложена качественная модель явления филаментации и самофокусировки электронного пучка в диоде ускорителя ГИН-600 в форвакуумной области давлений.

#### **ГЛАВА 4. Особенности морфологии разрушения полимеров при облучении сильноточными электронными пучками с плотностью мощности, варьируемой в диапазоне $P \sim (10^7-10^9)$ Вт/см<sup>2</sup>**

В связи с широким применением полимерных материалов в различных устройствах (космическая и ускорительная техника; материалы для диагностики потока убегающих электронов; световоды, передающие излучение в сцинтилляционных дозиметрах, работающих в условиях мощного радиационного воздействия), поведение этих материалов при импульсном воздействии мощными концентрированными потоками энергии представляет особый интерес [126-130].

Одним из наиболее изученных в этом плане полимеров является полиметилметакрилат (ПММА). Установлено, что воздействие сильноточных электронных пучков (СЭП) наносекундной длительности с плотностью мощности  $(10^7-10^8)$  Вт/см<sup>2</sup> на ПММА сопровождается множеством взаимосвязанных процессов.

Одновременно с ионизацией вещества происходит формирование сильных электрических полей, связанных с инжекцией в образец отрицательного объемного заряда электронного пучка. Нагрев образца в области торможения СЭП приводит к возбуждению волн сжатия и разрежения. С увеличением плотности мощности СЭП в ПММА инициируются такие явления как электрический пробой и механическое разрушение, вследствие взаимодействия волн сжатия и разрежения со свободными поверхностями образца. Имеющаяся в данной области исследований информация изложена в работах [129-133]. Что касается данных по исследованию взаимодействия электронных пучков с плотностью мощности  $(10^9-10^{10})$  Вт/см<sup>2</sup> с полимерами, то такая информация в литературе практически отсутствует. В данном разделе рассмотрены пороговые процессы, инициируемые СЭП в ПММА, при облучении электронными пучками низкой и умеренной плотности мощности. Основное внимание уделено явлению вскипания ПММА, которое реализуется при плотности мощности пучка вблизи (ниже) порога абляции полимера. Процессы, развивающиеся в полимерах при плотности мощности, превышающей порог абляции, рассматриваются в гл. 5.



#### 4.1 Свечение и разрушение полиметилметакрилата при облучении СЭП с плотностью мощности $P \sim 10^7$ Вт/см<sup>2</sup>

Для более ясного понимания процессов, инициируемых электронными пучками высокой интенсивности в полиметилметакрилате (ПММА), рассмотрим пороговые явления, которые развиваются в материале по мере увеличения плотности мощности СЭП. Эксперименты по взаимодействию электронных пучков с варьируемой плотностью мощности проводились при температуре 300 К на ускорителе ГИН–600. Методики измерения пространственных, спектрально-кинетических характеристик свечения и морфологии разрушений образцов, приведены в главе 2. На рисунке 4.1, а приведена фотография свечения образца при облучении СЭП низкой плотности  $H \sim 0,1$  Дж/см<sup>2</sup> ( $P \sim 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>).

Характеристики наблюдаемого свечения, а именно, однородность по облучаемому объему, неизменный спектральный состав и кинетика свечения в каждом последующем импульсе возбуждения, свидетельствует о том, что регистрируется импульсная катодолюминесценция (ИКЛ) ПММА.

При увеличении плотности энергии СЭП до  $H = 0,2$  Дж/см<sup>2</sup> инициируется электрический пробой ПММА и на фоне однородной ИКЛ регистрируется одна фигура Лихтенберга (рис. 4.2, а). При этом, спектр и кинетика излучения изменяются. Спектр свечения сдвигается в длинноволновую область (рис. 4.3), а на кинетической кривой в первом импульсе возбуждения появляется второй пик (рис. 4.4 а), связанный со свечением плазмы электрического пробоя, который запаздывает относительно импульса ИКЛ и имеет большую длительность. Если образец облучить второй раз, то при неизменном спектральном составе изменяется кинетика свечения. Вместо двугорбой кривой регистрируется интенсивный моноимпульс свечения (рис. 4.4 б). Этот эффект объясняется тем, что электрический пробой, при повторном облучении развивается по готовым каналам электрического пробоя (КЭП) [99].

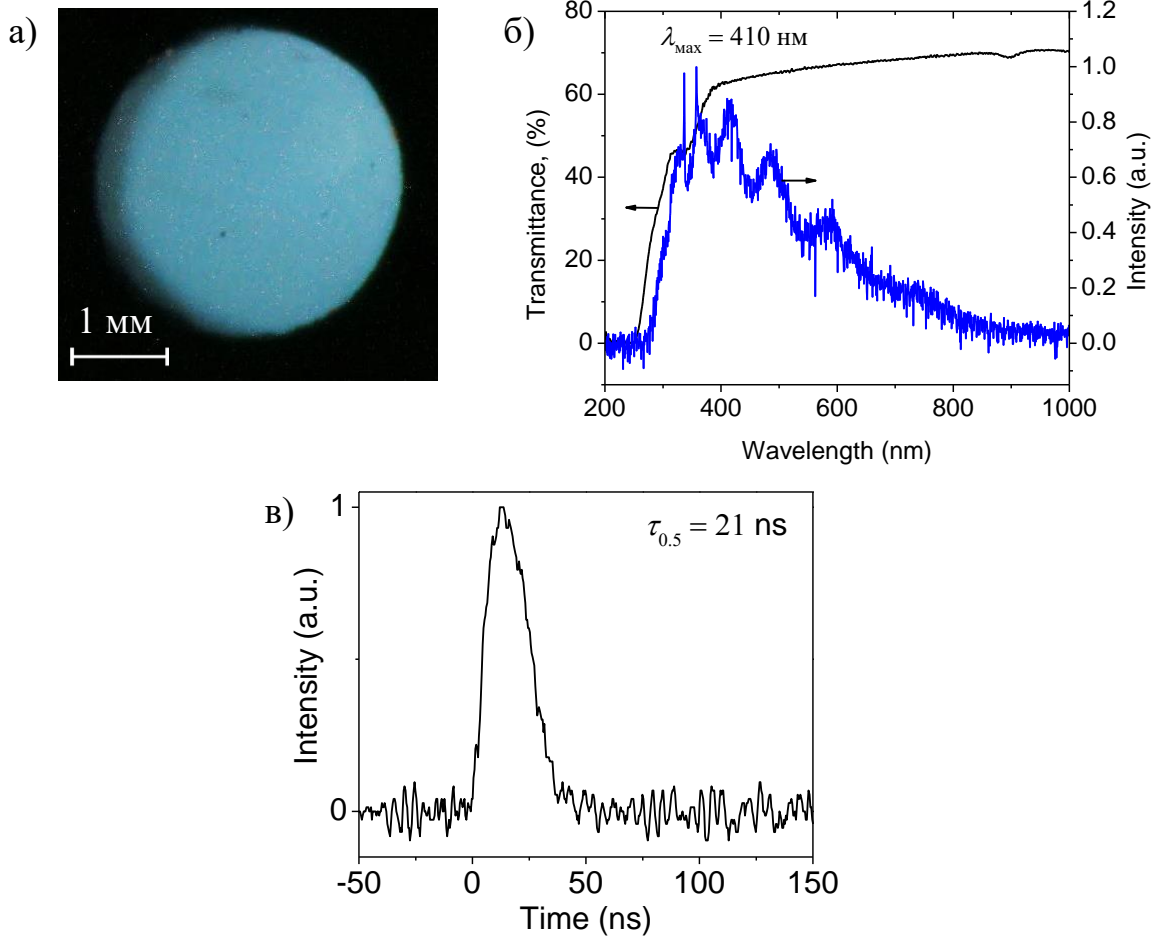


Рисунок 4.1 – Фотография импульсной катодолюминесценции ПММА (а), спектр (б) и кинетика свечения (в) на длине волны  $\lambda = 410 \text{ nm}$ .  $H = 0,1 \text{ Дж/см}^2$

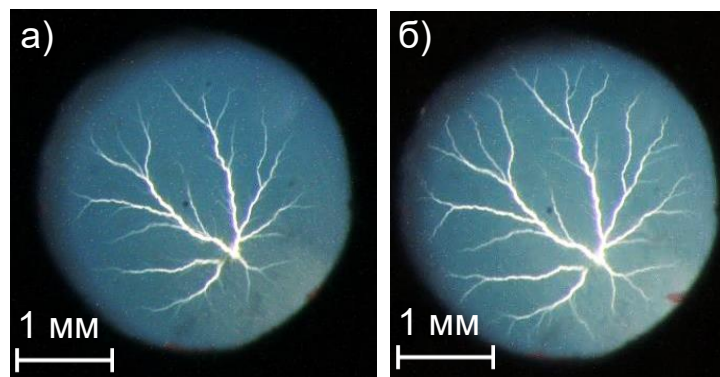


Рисунок 4.2 – Фотография свечения ПММА при облучении СЭП с плотностью энергии  $\sim 0,2 \text{ Дж/см}^2$  (а) – первый импульс, (б) - второй импульс

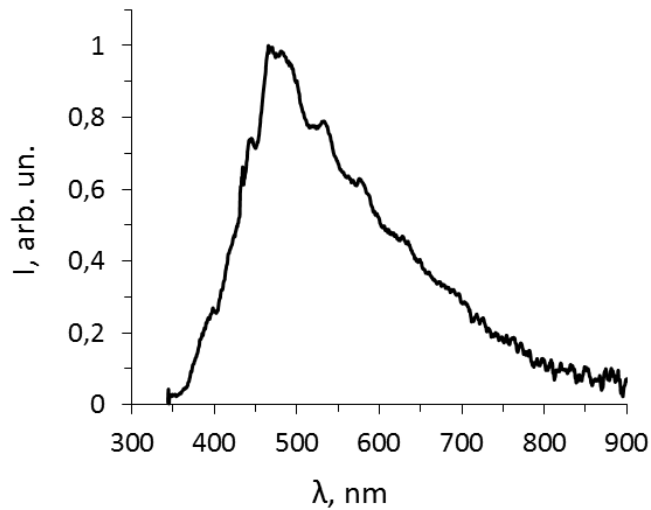


Рисунок 4.3 – Спектр свечения ПММА при возбуждении СЭП с плотностью энергии  $\sim 0,2$  Дж/см<sup>2</sup>.

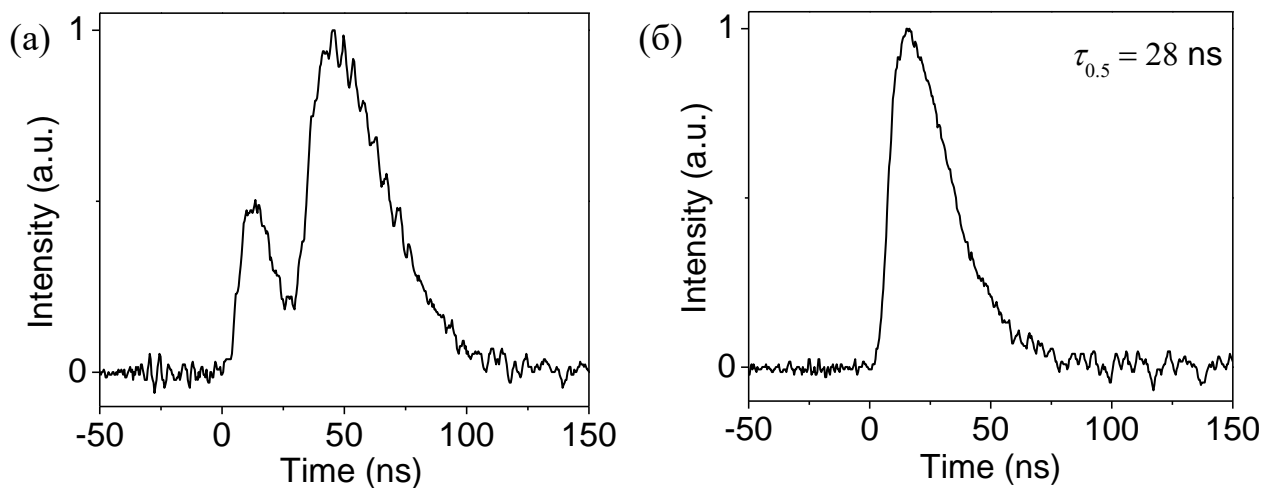


Рисунок 4.4 – Кинетика свечения ПММА при возбуждении СЭП плотностью энергии  $\sim 0,2$  Дж/см<sup>2</sup>: (а) – первый импульс, (б) – второй импульс.  $\lambda = 470$  нм

Увеличение плотности энергии СЭП приводит к увеличению количества фигур Лихтенберга (деревьев электрических разрядов) до десяти и более, которые равномерно распределяются по облучаемому объему.

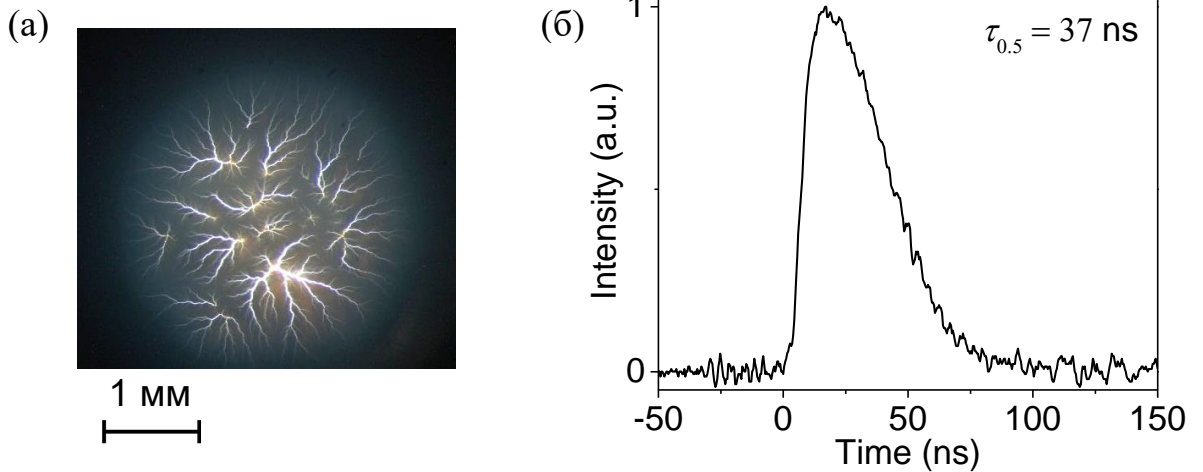


Рисунок 4.5 – Фотография свечения ПММА при возбуждении СЭП плотностью энергии  $\sim 0,6 \text{ Дж/см}^2$  (а) и кинетика свечения образца (б).  $\lambda = 470 \text{ мкм}$

На рис. 4.6 показаны фотографии пространственного распределения каналов электрического пробоя по облучаемой поверхности (а) и по глубине (б). Видно, что максимальная глубина залегания КЭП в ПММА составляет  $R_e \approx 760 \text{ мкм}$ , что соответствует энергии электронов  $\sim 290 \text{ кэВ}$ .

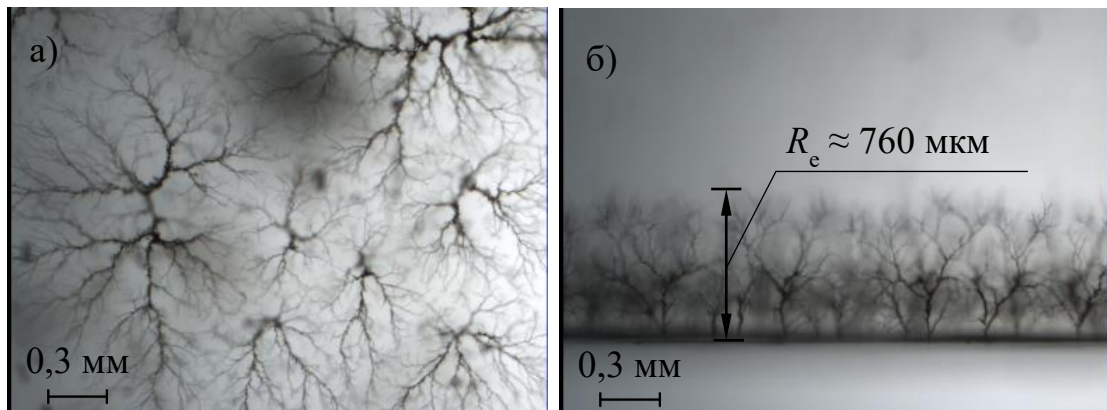


Рисунок 4.6 – Морфология остаточных разрушений ПММА после однократного облучения СЭП с плотностью энергии  $\sim 0,6 \text{ Дж/см}^2$ . а) – пространственное распределение КЭП по облучаемому объему, б) – по глубине пробега пучка

Полученные в разделе 4.1. экспериментальные данные подтверждают результаты работы [99], посвященные исследованию электрического пробоя ПММА при облучении плотными электронными пучками. Воздействие

самофокусирующихся СЭП с высокой плотностью мощности на ПММА и винипроз приводит к формированию ряда особенностей в морфологии разрушений, которые проявляются с увеличением плотности мощности электронного пучка.

#### **4.2 Два типа электрических разрядов, инициируемых самофокусирующимся сильноточным электронным пучком в винипрозе**

В главе 3 было отмечено, что винипроз (ВП) является наиболее чувствительным материалом для диагностики явления самофокусировки электронного пучка. Плотность энергии электронных микропучков, формирующих периферийную часть «лучей», составляет  $H \sim (0,2-0,6) \text{ Дж/см}^2$  ( $P \sim (2-6) \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ ), что превышает пороговую плотность энергии пучка для инициирования электрического пробоя. Это приводит к развитию электрических разрядов, которые распространяются вдоль направления распространения «лучей» (рис. 4.6,  $(A_2-C_2)$ ). Одновременно с неоднородной «лучевой» структурой в центрах окраски ВП регистрируются каналы электрического пробоя (КЭП), равномерно распределенные по облучаемой поверхности образца (рис. 4.6,  $C_1$ ). Цель настоящего раздела – выяснить причину формирования двух типов разрядов, отличающихся пространственным распределением по облучаемому объему. Для этого была исследована морфология разрушений образцов ВП с высоким ( $\sim 1 \text{ мкм}$ ) пространственным разрешением на микровизоре проходящего света  $\mu\text{Vizo-101}$ .

На рис. 4.7 представлены серии фотографии КЭП двух типов. Фотографии ( $A_1-C_1$ ) получены в условиях отсутствия самофокусировки СЭП; фотографии ( $A_2-C_2$ ) и ( $A_3-C_3$ ) при облучении образцов винипроза самофокусирующимся электронным пучком. Серия ( $A_3-C_3$ ) – представляет увеличенное изображение КЭП двух типов. Фотографии, представленные в одной серии ( $A-C$ ), отличаются тем, что в случае ( $A$ ) поле резкости объектива лежит на поверхности пластинки ПММА, ( $B$ ) – на глубине 40 мкм и ( $C$ ) на глубине 240 мкм. Анализ представленных фотографий позволяет сделать следующее заключение. В условиях отсутствия самофокусировки СЭП регистрируется один тип КЭП, расположенных равномерно

по облучаемой поверхности на глубине (200–300) мкм, длина которых может превышать единицы миллиметров (рис. 4.6,  $C_1$ ).

В режиме самофокусировки дополнительно к КЭП первого типа регистрируются КЭП второго типа, отличающиеся тем, что формируются они вдоль «лучей», направленных от периферии к центральному пятну самофокусировки и расположены на глубине (40–50) мкм. Этот тип разрядов отличается размером отдельных фигур Лихтенберга (диаметром кроны электрического дерева разряда), которая составляет ~100 мкм (рис. 4.7,  $B_3$ ).

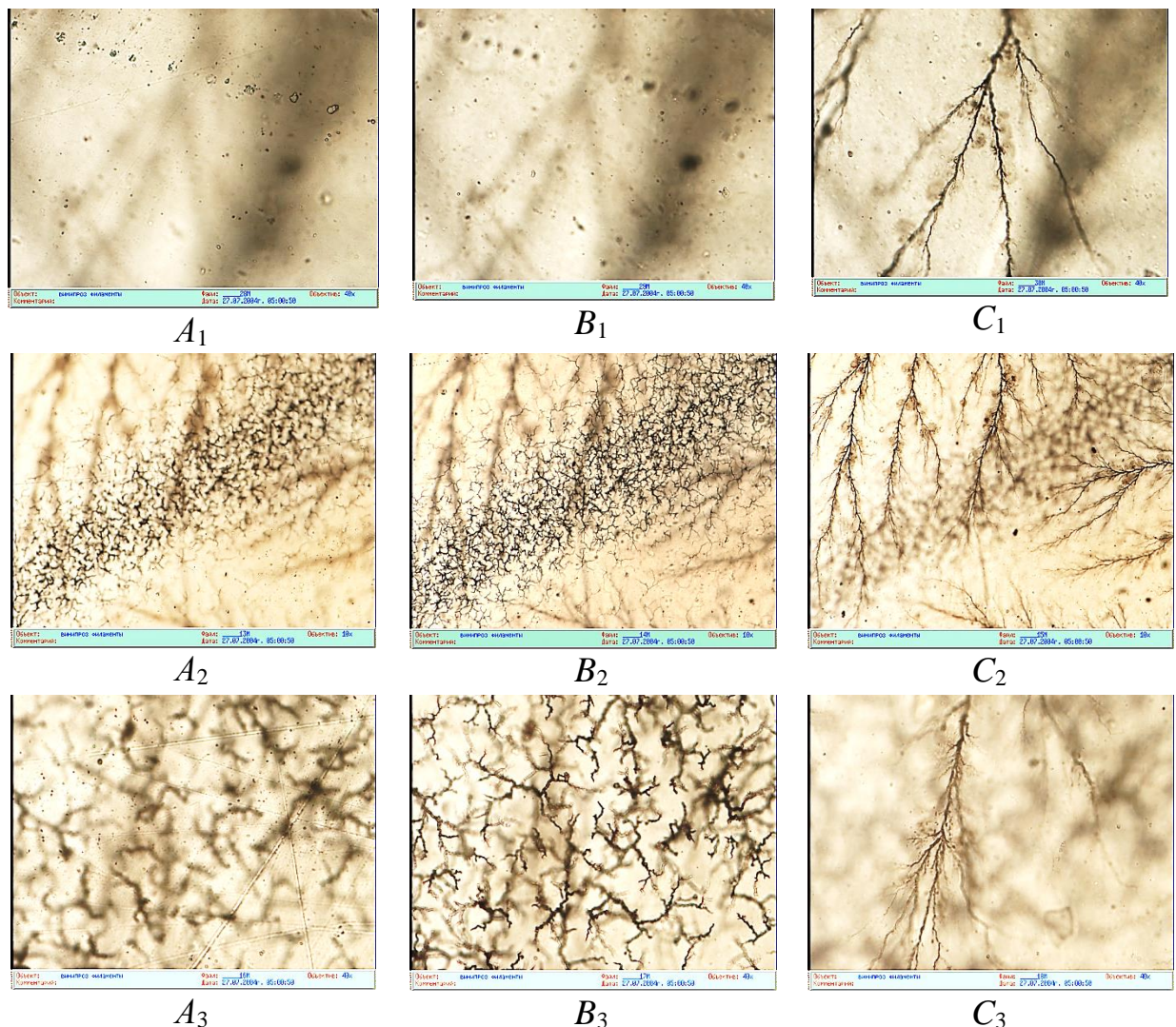


Рисунок 4.7 – Фотографии КЭП, формируемых в винипрозе в двух режимах облучения: при отсутствии ( $A_1$ – $C_1$ ) и при наличии ( $A_2$ – $C_2$ ) и ( $A_3$ – $C_3$ ) эффекта самофокусировки СЭП. Серия ( $A_3$ – $C_3$ ) – представляет увеличенное изображение КЭП двух типов. Изображения КЭП ( $A$ ,  $B$  и  $C$ ) получены на глубинах: 0; 40 и 240 мкм от облучаемой поверхности образца

Каналы электрического пробоя второго типа, образующиеся в ПММА в момент импульса облучения самофокусирующимся электронным пучком и локализованных вдоль «лучей», удалось зарегистрировать в работе [3] в свечении (рис. 4.8).



Рисунок 4.8 – Свечение каналов электрического пробоя, развивающихся в ПММА в режиме филаментации и самофокусировки электронного пучка [3]

Объяснить приведенные выше результаты можно следующим образом. При низкой плотности энергии СЭП ( $H \sim (0,2-0,5) \text{ Дж/см}^2$ ) и больших  $d_{\text{КА}}$  явление самофокусировки отсутствует (плотность тока электронного пучка однородна по облучаемой поверхности). В этом случае формируются КЭП, глубина которых, соответствует средней энергии электронов в пучке. В режиме самофокусировки дополнительно к высокоэнергетическому пучку формируются филаментированные электронные микропучки с более высокой плотностью энергии, которые распространяются вдоль «лучей», вытянутых от периферии к центральному пятну самофокусировки, подобно тому, как это происходит в металлах. Взаимодействие филаментированных микропучков с винипрозом и ПММА приводит к формированию каналов электрического пробоя (КЭП) второго типа, отличающихся пространственным распределением по облучаемому объему и глубиной залегания.

### 4.3 Морфология разрушений полиметилметакрилата при облучении самофокусирующимся электронным пучком с плотностью мощности вблизи порога абляции материала ( $P \sim 1 \cdot 10^9$ Вт/см<sup>2</sup>)

Увеличение плотности мощности самофокусирующегося сильноточного электронного пучка (ССЭП), которое осуществляется путем уменьшения величины катод – анодного зазора  $d_{КА}$ , приводит к формированию нового вида разрушений – микропузырьков (микропор) или их скоплений с диаметрами (10–50) мкм. Микропузырьки расположены под облучаемой поверхностью на глубине (40–80) мкм. Этот вид разрушений характерен для большинства исследованных полимеров (полиметилметакрилат, полиэтилен, поликарбонат), но наиболее четко этот вид разрушений проявляется в ПММА. Выбор ПММА в качестве материала для диагностики самофокусирующегося электронного пучка, как отмечалось выше, определялся тем, что этот диэлектрик имеет низкую (по сравнению с металлами) плотность, высокую прозрачность и известную морфологию разрушений в виде фигур Лихтенберга, которые формируются при облучении образцов электронными пучками низкой плотности.

Цель настоящего раздела – получить информацию о физико-химических процессах, развивающихся в ПММА при взаимодействии с ССЭП с высокой плотностью мощности  $\sim 1 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> (до порога абляции) и дополнительную информацию о пространственной микроструктуре и энергии самофокусирующегося электронного пучка, генерируемого в диоде ускорителя ГИН–600.

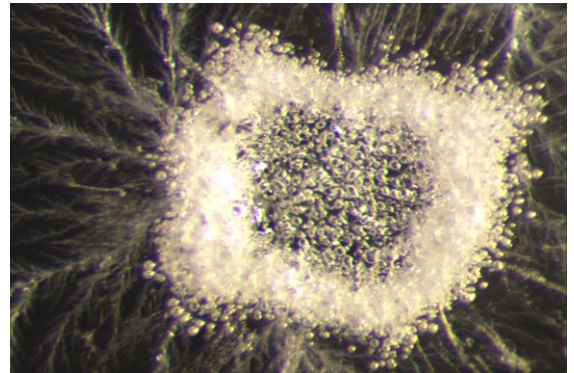
Общий вид автографа ССЭП на поверхности ПММА приведен на рис. 4.9, а. Автограф представляет собой «звезду» с «лучами», «кольцом» на периферии, центральным пятном самофокусировки и мало отличается от полученных структур на металлах. Плотность мощности электронного пучка в этом случае подбиралась таким образом, чтобы в областях расположения «кольца» и «лучей» она была недостаточной для испарения образца, и только в зоне самофокусировки пучка наблюдалась абляция ПММА с формированием кратера, диаметром  $\sim 1$  мм. На рис. 4.9, б, в приведены увеличенные микрофотографии кратера и «лучей»,



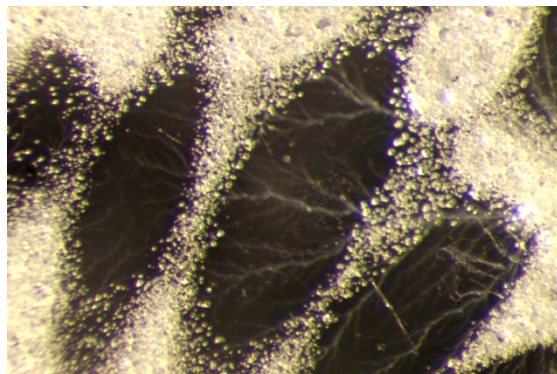
образующихся в процессе сжатия ССЭП. Фотография рис. 4.9, г получена при выводе ССЭП через отверстие в аноде. Расстояние от тыльной поверхности анода до образца при этом подбиралось таким образом, чтобы плотность мощности электронного пучка в зоне самофокусировки была недостаточной для абляции ПММА. Все фотографии рис. 4.9 получены с использованием микроскопа МПД - 10 при подсветке облучаемой поверхности со стороны зон разрушений.



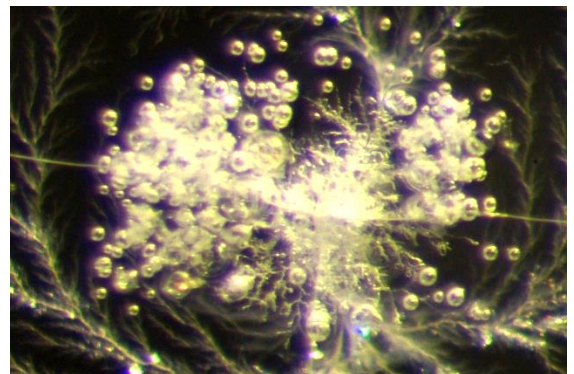
(а)



(б)



(в)



(г)

Рисунок 4.9 – Фотографии автографов ССЭП, образующихся на поверхности ПММА за один импульс облучения: а) – общий вид фигуры разрушений, в) – увеличенные фрагменты «кратера» и «лучей»; б, г) - морфология разрушений образца в зоне самофокусировки электронного пучка, выведенного за анод диода с плотностью мощности превышающей (б) и не достаточной для абляции полимера (г). Длительность импульса тока ССЭП  $\sim 12$  нс,  $d_{КА} \sim 3,5$  мм

Видно, что в данных условиях облучения и регистрации, микроразрушения представляют собой скопление микропузырьков с диаметрами 10 -50 мкм.

На рис. 4.10 приведены фотографии разрушений, полученных с помощью микровизора проходящего света  $\mu$ Vizo-101.

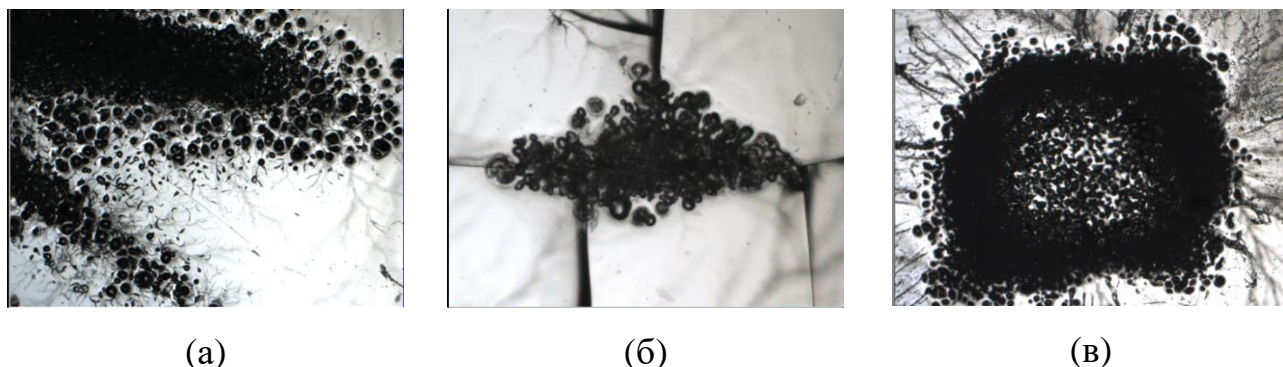


Рисунок 4.10 – Фотографии автографов ССЭП, образующихся на поверхности ПММА за один импульс облучения, полученные с помощью микровизора проходящего света  $\mu$ Vizo-101: а) – фрагменты разрушений в зонах локализации «лучей»; б) – «кольца»; г) – «кратера». Длительность импульса тока ССЭП  $\sim 12$  нс,  $d_{КА} \sim 3,5$  мм

Видно, что в данных условиях регистрации центральная часть «лучей» и периферия «кратера» непрозрачны для проходящего света и выглядят черными на фотографиях. Отдельные микропузырьки регистрируются только на периферии зон разрушений, где не наблюдается их перекрытия. Таким образом, при  $d_{КА} \sim 3,5$  мм и длительности импульса тока ССЭП  $\sim 12$  нс пространственная микроструктура разрушений проявляется только в отдельных областях «луча» - на его периферии. Получить информацию о морфологии разрушений в ПММА которые локализуются в зонах распространения «лучей», на периферийном «кольце» и в зоне самофокусировки можно при условии уменьшения длительности ССЭП до (6–2) нс и увеличения межэлектродного зазора  $d_{КА}$  вакуумного диода до (4–5) мм. Это приводит к уменьшению количества микропузырьков, что препятствует их объединению и перекрытию.

На рис. 4.11 приведена микроструктура разрушений, расположенных в зоне локализации «лучей» (а) и «кольца» (б) при длительности импульса тока пучка на полувысоте  $\tau_{0,5} \sim 6$  нс. «Лучи» и «кольцо» в этих условиях регистрируются в виде отдельных микропузырьков или их скоплений – близко расположенных микроразрушений округлой и более сложной формы, размерами от 10 до 50 мкм.

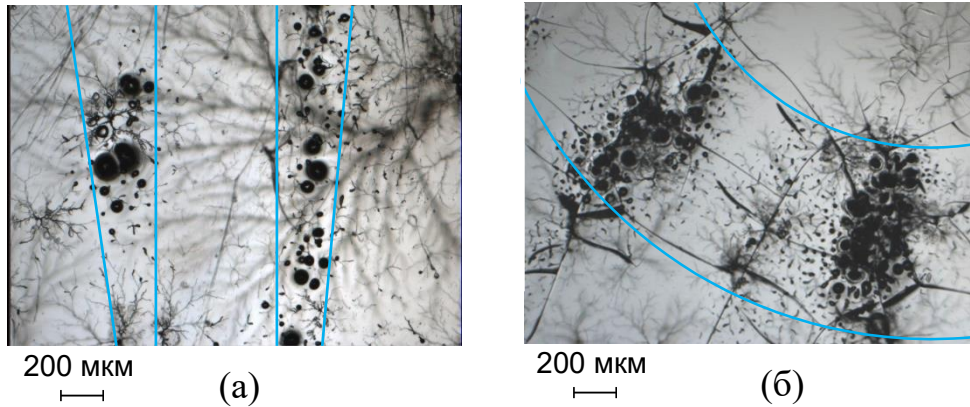


Рисунок 4.11 – Пространственная структура микроразрушений, образующихся в зоне локализации «лучей» (а) и расположенных на «кольце» (б) в виде отдельных микропузырьков.  $\varnothing_K = 6$  мм;  $d_{КА} \sim 3$  мм;  $\tau_{0,5} \sim 6$  нс

На рис. 4.12 приведены фотографии увеличенного изображения микроразрушений, образующихся в зоне расположения «лучей» в ПММА и регистрируемые на различной глубине от облучаемой поверхности. Изображение микроразрушений, приведенного на фотографии рис. 4.12, а, имеет нерезкие очертания. Это связано с тем, что поле резкости объектива лежит на поверхности пластинки ПММА. При этом видно, что поверхность образца не разрушена. На рис. 4.12, в видно, что отдельные микроразрушения округлой формы соединены каналами электрического пробоя.

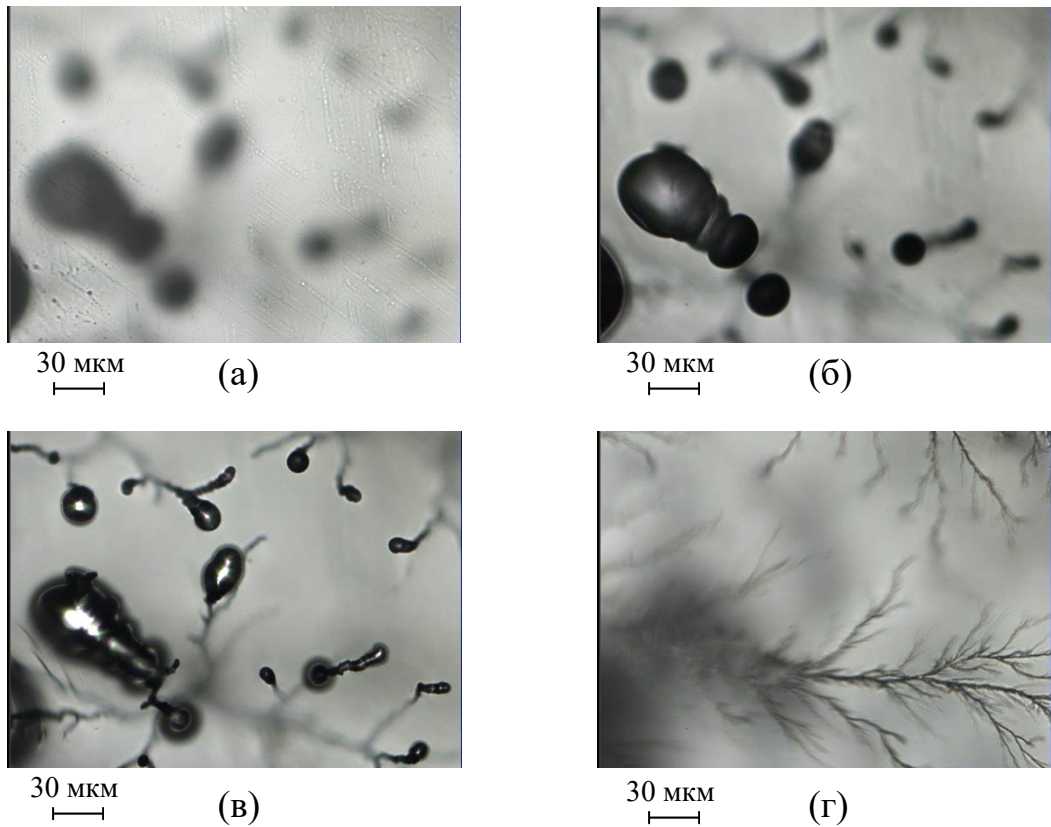


Рисунок 4.12 – Микрофотографии разрушений, образующихся в зоне расположения лучей в ПММА и регистрируемые на различной глубине от облучаемой поверхности: а – 0; б – 40; в – 80; г – 340 мкм.

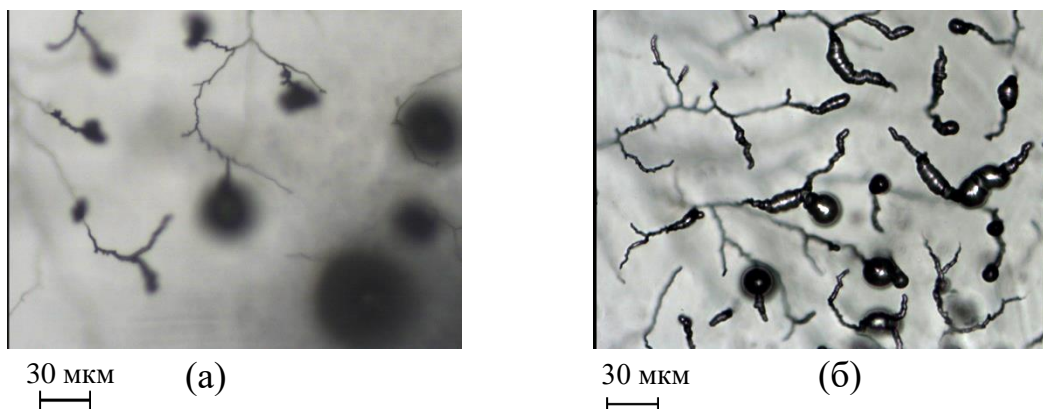


Рисунок 4.13 – Микрофотографии микропузырьков (а, б), локализованных на каналах электрического пробоя

Глубина залегания микропузырьков от облучаемой поверхности составляет (40–80) мкм, что соответствует энергии ССЭП ~ (50–100) кэВ.

Анализ микрофотографий, приведенных на рис. 4.11, в и рис. 4.13 свидетельствует о взаимосвязи двух физических процессов – электрического пробоя и вскипания полимера. Действительно, микропузырьки, как правило, располагаются на «ветвях дерева электрического пробоя». Объяснить наблюдаемое явление можно следующим образом. Электрический пробой является быстровременным процессом и развивается на фронте импульса тока ССЭП. Вскипание полимера и образование микропузырьков – процесс инерционный, и протекает с запаздыванием, т.е. после того, как сформировались КЭП. По-видимому, вскипание на микронеоднородностях, роль которых выполняют КЭП, происходит с меньшими затратами энергии, что и проявляется в эксперименте – микропузырьки локализуются на КЭП.

На рис. 4.14 приведена редкая фотография структуры незавершенного «луча», оставленного одной из токовых филамент в ПММА при движении электронного микропучка от периферии к центральному пятну в процессе самофокусировки при  $\tau_{0,5} \sim 2$  нс.

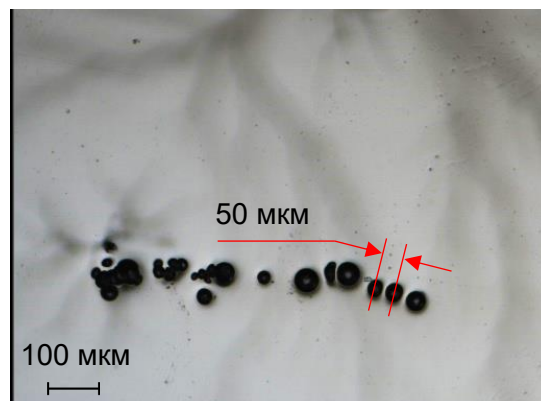


Рисунок 4.14 – Пространственная структура «луча», зарегистрированная в ПММА при  $\varnothing_K = 8$  мм;  $d_{KA} \sim 2,5$  мм;  $\tau_{0,5} \sim 2$  нс

Видно, что самофокусирующийся электронный микропучок формирует «луч», который состоит из отдельных микропузырьков, диаметром (10–50) мкм и отстоящих друг от друга на расстояния  $\sim$  (20–70) мкм. Можно предположить, что микроразрушения (микропузырьки) формируются в результате воздействия на образец серии электронных микропучков с плотностью энергии близкой к

удельной теплоте парообразования (для ПММА  $\Delta H_{\text{субл}} \approx 360$  Дж/г). Зная скорость схлопывания ССЭП ( $\sim 1,5 \cdot 10^8$  см/с), средний диаметр отдельных микроразрушений  $\sim 50$  мкм и среднее расстояние между ними  $\sim 50$  мкм, можно оценить длительность единичного импульса тока филаменты, формирующего одно микроразрушение  $\sim 25$  пс и среднюю частоту следования импульсов тока  $\sim 5$  ГГц.

В поликарбонате (ПК) в отличие от ПММА плотность расположения каналов электрического пробоя (КЭП) в приповерхностной области образца значительно меньше, что приводит к формированию микропузырьков вне зоны локализации КЭП. В этом случае микропузырьки, как правило, имеют округлую форму (рис. 4.15).

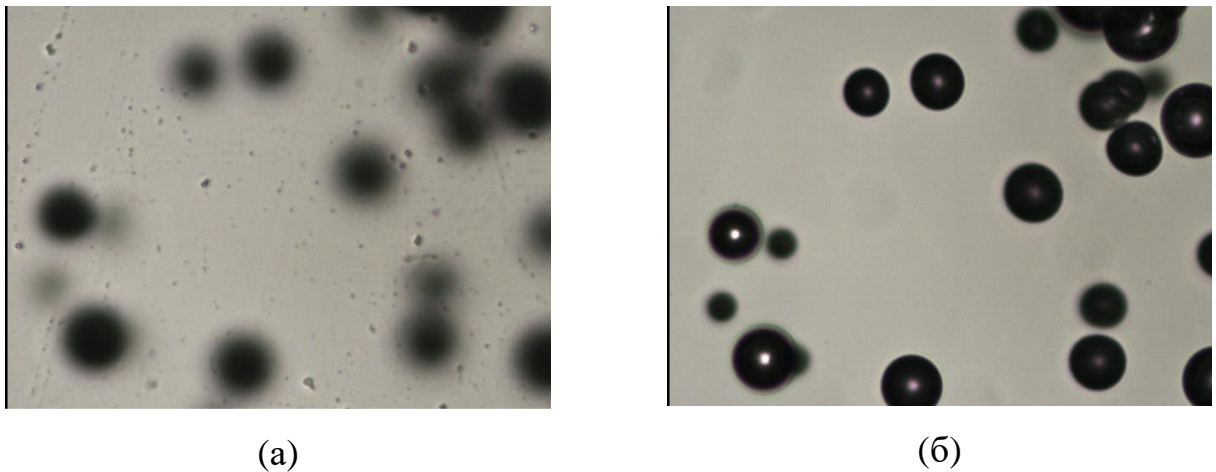


Рисунок 4.15 – Фотографии микропузырьков, образующихся в поликарбонате на глубине 40 мкм при облучении ССЭП:

а – поле резкости объектива лежит на поверхности пластинки ПК;

б – на глубине  $\sim 40$  мкм

#### 4.3.1 О возможных механизмах формирования микропузырьков в полимерах при облучении самосфокусирующимся сильноточным электронным пучком

Поскольку в доступной литературе отсутствует информация о процессах образования микропузырьков в полимерах при облучении импульсными сильноточными электронными пучками (СЭП), рассмотрим данные, полученные

различными авторами по формированию микропузырьков в полимерах при облучении лазерным излучением (ЛИ). Известно, что при воздействии ЛИ на полимерные материалы в допороговых по отношению к абляции режимах вместо абляционного кратера на поверхности наблюдается вспучивание образца (свеллинг). При превышении порога свеллинга под поверхностью полимера формируются микро- или нанопузырьки [134-137]. Терминология в этой области исследований еще окончательно не установилась. Для описания одного и того же (или близких) физических процессов, связанных с генерацией зародышей несплошностей в виде микропузырьков (пустот) в конденсированной среде, при различных видах энергетического воздействия, часто используются такие термины, как «свеллинг», «бампинг», «разбухание и вспучивание вещества», «формирование пор (или микропузырьков)», «фазовый взрыв», «нуклеация».

Интерес к лазерному свеллигу полимерных материалов связан с использованием этого эффекта в современных лазерных микротехнологиях [134-137]. Основными областями применения лазерного свеллинга полимеров является интегральная оптика, фотоника, микро- и наноструктурирование поверхности. Формирование выпуклых структур на поверхности полимеров при воздействии ЛИ с энергией ниже порога испарения изучалось в работах [138-140]. Установлено, что полимерный материал нагревается ЛИ до температуры выше температуры высокоэластичного состояния материала и поэтому может деформироваться как упруго, так и пластически под действием внутреннего давления в среде.

Возможные механизмы свеллинга рассмотрены в [138] и приводятся ниже.

- Первый механизм состоит в том, что при воздействии короткого (наносекундного) лазерного импульса возникает термоупругая волна напряжений, распространяющаяся вглубь среды. Взаимодействие термоупругих напряжений со свободной поверхностью облучаемого образца приводит к появлению достаточно больших растягивающих напряжений, которые вызывают упругопластическую деформацию среды в нагретой области материала. Суммарная пиковая деформация в этом случае состоит из деформации, обусловленной тепловым расширением, упругой и

пластической деформации среды. После релаксации упругой составляющей деформации и деформации, обусловленной тепловым расширением, остается необратимая пластическая деформация, которая и определяет размер образующейся полости.

- Второй механизм заключается в появлении внутреннего давления в среде, которое создается газообразными веществами, возникающими в результате воздействия ЛИ. Это давление газообразных веществ вызывает упругопластическую деформацию в нагретой ЛИ среде вследствие их расширения. Газообразные вещества могут возникать в результате термического разложения специальных добавок, деполимеризации полимерной матрицы или испарения растворителя.
- Третий механизм свеллинга состоит в плавлении полимера в нагретой при поглощении ЛИ области (с увеличением ее объема) и последующем быстром остывании и затвердевания материала за время, меньшее времени релаксации свободного объема в среде. Это приводит к уменьшению плотности материала и соответственно к увеличению объема облученной среды по сравнению с необлученной. В результате этого образуется выпуклая стационарная структура.

Сравнение экспериментальных результатов, по электронно-пучковой генерации микропузырьков в полимерах с литературными данными по лазерному свеллингу полимерных материалов, позволяет сделать вывод о том, что за формирование микропузырьков ответственны одни и те же физические процессы.

А именно, процессы, инициируемые СЭП в конденсированных средах, подобно лазерным пучкам, приводят к сжатиям и растяжениям вещества. С волной растяжения связано формирование растягивающих напряжений. При достаточной их амплитуде, превышающей предел прочности вещества на растяжение, начинается генерация зародышей несплошностей (нуклеация) в виде микропузырьков. Основное отличие заключается в том, что глубина проникновения самофокусирующегося сильнофокусированного электронного пучка (ССЭП)



в полимеры значительно превышает глубину проникновения УФ лазерного излучения, что приводит к объемному взрывному вскипанию полимеров и формированию микропузырьков под облучаемой поверхностью на глубине (40-80) мкм. Кроме того, при облучении полимеров электронным пучком наблюдается электрический пробой, что как показано выше на примере ПММА, приводит к локализации образующихся микропузырьков на каналах электрического пробоя, изменяя пространственное распределение и форму образующихся микропузырьков.

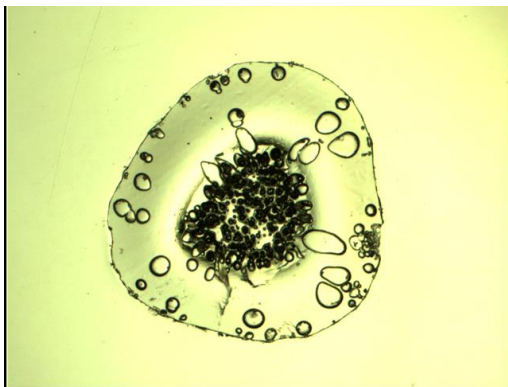
Таким образом, анализ результатов исследования морфологии разрушений, формируемых ССЭП в ПММА и ПК, свидетельствует о возможности реализации двух механизмов генерации микропузырьков в полимерах.

Первый, заключается в том, что воздействие наносекундного электронного пучка на полимер приводит к возникновению термоупругой волны напряжений, распространяющейся вглубь среды. Взаимодействие термоупругих напряжений со свободной (облучаемой) поверхностью образца приводит к появлению растягивающих напряжений, которые вызывают упругопластическую деформацию среды в нагретой области материала. Суммарная пиковая деформация в этом случае состоит из деформации, обусловленной тепловым расширением, упругой и пластической деформации среды. После релаксации упругой составляющей деформации и деформации, обусловленной тепловым расширением, остается необратимая пластическая деформация, которая и определяет размеры микропузырьков.

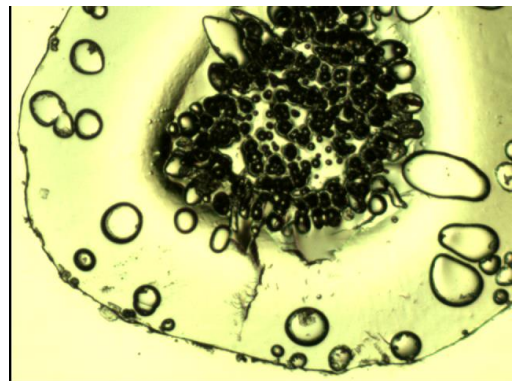
Второй механизм, реализация которого в наших условиях эксперимента более вероятна, связан с появлением внутреннего давления в веществе, которое создается газообразными продуктами, возникающими в результате воздействия микроструктурированного ССЭП на полимеры. Это давление газообразных веществ вызывает упругопластическую деформацию в нагретой электронными микропучками среде вследствие их расширения. После релаксации упругой и пластической деформации среды остается необратимая пластическая деформация, которая и определяет размер образующихся микропузырьков. Об этом, в

частности, свидетельствует пространственная структура одного из «лучей», приведенная на рис. 4.14, состоящая из отдельных, близко расположенных микропузырьков.

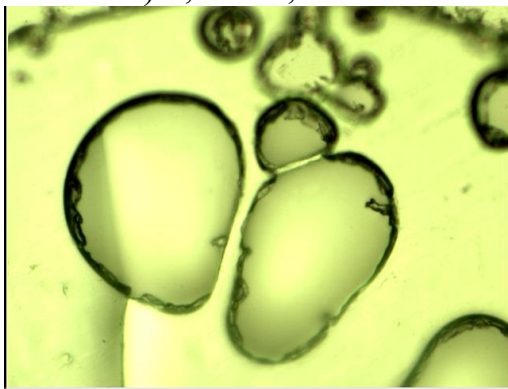
Следует отметить еще одну особенность ССЭП, определяющую параметры микропузырьков. В процессе стягивания ССЭП в центральное пятно, плотность энергии микропучков увеличивается, что приводит к изменению размеров, формы и глубины залегания микропузырьков, о чем свидетельствуют экспериментальные результаты, приведенные на рис. 4.16.



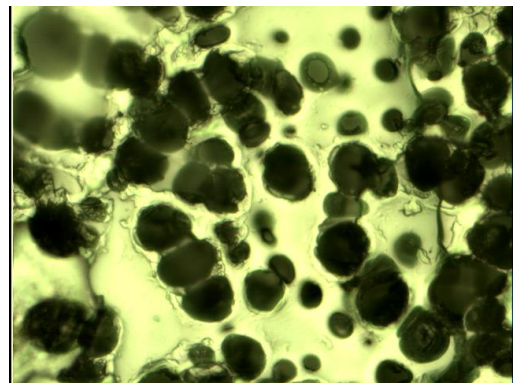
а) 1,96 x 1,47 мм



б) 0,98 x 0,73 мм



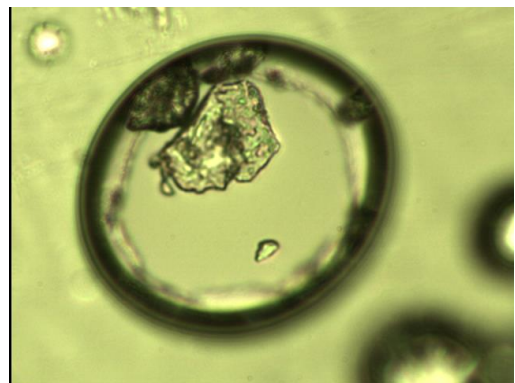
в) 132 x 98 мкм



г) 132 x 98 мкм



д) 132 x 98 мкм



е) 132 x 98 мкм

Рисунок 4.16 – Пространственная структура микропузырьков, образующихся в образце ПММА, установленном за анодом вакуумного диода после облучения ССЭП, прошедшего набор алюминиевых фольг, суммарной толщины 160 мкм.

*a, б, в, д* – поле резкости объектива лежит на поверхности ПММА; *з, е* – на глубине  $\sim 40$  мкм. Размеры поля фотографий указаны на рисунке.

Видно, что размеры микропузырьков, расположенных на периферии фигуры разрушения и в ее центре отличаются. Размер всей фигуры, приведенной на рис. 4.16 *a*, составляет 1 мм, а центральной ее части 0,5 мм. Диаметры больших микропузырьков, расположенных на периферии фигуры разрушения, изменяются в пределах от 90 до 30 мкм, при глубине залегания  $\sim 40$  мкм, а пузырьков, расположенных в центральном пятне самофокусировки  $\sim (8-15)$  мкм при глубине залегания  $\sim (40-50)$  мкм. Для больших пузырьков наблюдается откол верхней части. При этом осколки разрушенного слоя попадают на дно микропузырька (см. рис. 4.16 *д, е*). Каналы электрического пробоя при данных условиях эксперимента отсутствуют. Объяснить особенности морфологии разрушений, инициируемых ССЭП, прошедшим набор алюминиевых фольг толщиной 160 мкм можно следующим образом. Отсутствие каналов электрического пробоя связано, по-видимому, с низкой плотностью энергии электронного пучка ( $H < 0,2$  Дж/см<sup>2</sup>), что недостаточно для инициирования электрического пробоя в ПММА. Параметры микропузырьков, расположенных в центре фигуры разрушения, практически не отличаются от параметров микропузырьков, полученных ранее, в обычных условиях эксперимента (без применения частично поглощающих электронный пучок алюминиевых фольг). Что касается макропузырьков, размерами  $\sim 90$  мкм, с отколотой верхней поверхностью, то возможно, что особенности их формирования определяются реальной температурой полимера, которая изменяется (увеличивается) по мере приближения электронных микропучков к центральному пятну самофокусировки в процессе их стягивания. При более низкой температуре полимера микропузырьки образуются вблизи поверхности образца, что и приводит

к отколу верхней части пузырька. Результаты исследования морфологии разрушений, формируемых ССЭП, опубликованы нами в работе [141,142].

### Выводы

1. Воздействие сильноточного электронного пучка с варьируемой в диапазоне ( $10^7$ – $10^8$ ) Вт/см<sup>2</sup> плотностью мощности на винипроз и ПММА приводит к формированию двух типов каналов электрического пробоя (КЭП) с различным пространственным распределением в зоне торможения электронного пучка.

Первый тип КЭП формируется в отсутствии явления самофокусировки СЭП при больших ( $d_{КА} \sim (7-9)$  мм) межэлектродных зазорах. В этом случае КЭП расположены равномерно в зоне торможения пучка и распространяются на глубину  $\sim (300-700)$  мкм.

Второй тип КЭП формируется при малых катод - анодных зазорах ( $d_{КА} \sim (3-4)$  мм) в условиях самофокусировки микроструктурированного электронного пучка. В этом случае КЭП локализованы вдоль «лучей» с глубиной залегания  $\sim (40-80)$  мкм, по которым распространяются филаментированные самофокусирующиеся электронные микропучки. Каналы электрического пробоя первого и второго типа формируются в зоне торможения электронного пучка за однократный импульс облучения.

2. При увеличении плотности мощности ССЭП до  $\sim 1 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> (вблизи порога абляции) в полимерах формируются микропузырьки (микропоры) диаметром  $\sim (10-50)$  мкм в результате взрывного вскипания среды при нагреве филаментированными электронными микропучками. В ПММА микропузырьки локализуются в зонах распространения «лучей» на каналах электрического пробоя. При этом в пятне самофокусировки, формируется микрократер, вследствие испарения вещества.

3. Механизм формирования микропузырьков в облучаемых ССЭП полимерах связан с появлением внутреннего давления в веществе, которое создается газообразными продуктами, возникающими в результате воздействия микроструктурированного ССЭП на полимеры. Давление газообразных веществ вызывает упругопластическую деформацию в нагретой электронными

микроручками среде до температуры высокоэластичного состояния вследствие их расширения. После релаксации упругой и пластической деформации среды остается необратимая пластическая деформация, которая и определяет размер микропузырьков.

4. Особенности морфологии разрушения полимеров при их облучении ССЭП подтверждают выводы о том, что в режиме филаментации и самофокусировки электронного пучка в диоде ускорителя ГИН–600 формируются электронные пучки с отличающимися параметрами – однородный по облучаемой поверхности высокоэнергетический сильноточный электронный пучок (ВСЭП) со средней энергией электронов  $\sim 300$  кэВ с плотностью мощности  $(10^7 - 10^8)$  Вт/см<sup>2</sup> и микроструктурированный, самосфокусирующийся сильноточный электронный пучок (ССЭП) с плотностью мощности  $(10^9 - 10^{10})$  Вт/см<sup>2</sup> превышающей порог абляции полимеров.

## **ГЛАВА 5. Абляция твердых тел под воздействием самосфокусированного электронного пучка с плотностью мощности $P \sim (10^9-10^{10})$ Вт/см<sup>2</sup>**

Воздействие на твердые тела мощных направленных концентрированных потоков энергии (электронных и ионных пучков, лазерного излучения) приводит к инициированию в зоне облучения разнообразных физико-химических процессов, зависящих как от природы материала, так и от режима облучения. При высокой плотности мощности энергетического импульса наблюдается испарение облучаемой мишени и выброс продуктов термического разложения в виде плазмы и твердых частиц микронного и субмикронного размеров из зоны облучения с формированием кратера. Для обозначения процесса уноса вещества под действием потока энергии используют термин «абляция». Электронные пучки имеют ряд преимуществ по сравнению с лазерным излучением: больший КПД, меньшую стоимость на единицу энергии, независимость поглощения от оптических характеристик облучаемого материала.

В данном разделе рассматривается абляция твердых тел (металлов, полимеров и полупроводников) под действием самосфокусированного сильноточного электронного пучка (ССЭП), генерируемого в ускорителе ГИН-600. Для изучения абляции вещества применялись различные методы диагностики, приведенные в главе 2. Абляция вещества изучалась также посредством осаждения частиц на подложках с последующим анализом продуктов испарения с помощью методов растровой и просвечивающей электронной микроскопии.

### **5.1 Абляция металлов**

Одной из основных характеристик процесса абляции является масса, выброшенного из кратера вещества за один импульс облучения. Для ее определения мы использовали образцы меди и латуни. Образцы изготавливались в форме пластин, толщиной  $\sim 500$  мкм, которые устанавливались на пути ССЭП согласно схеме, приведенной на рис. 5.3. Затем исследуемый образец возбуждали серией импульсов облучения. Момент образования сквозного отверстия регистрировался по появлению свечения плазмы, выбрасываемой с тыльной

(обратной облучаемой) поверхности пластины. После этого образец извлекался из экспериментальной камеры и методом оптической микроскопии определялись форма и размеры образующегося кратера. По известным размерам и количеству импульсов облучения рассчитывалась масса вещества, выброшенного из кратера за один импульс воздействия. На рис. 5.1 приведены фотографии облучаемой поверхности образцов латуни и меди после облучения 13 импульсами, по которым восстанавливалась форма образующегося кратера рис. 5.2.

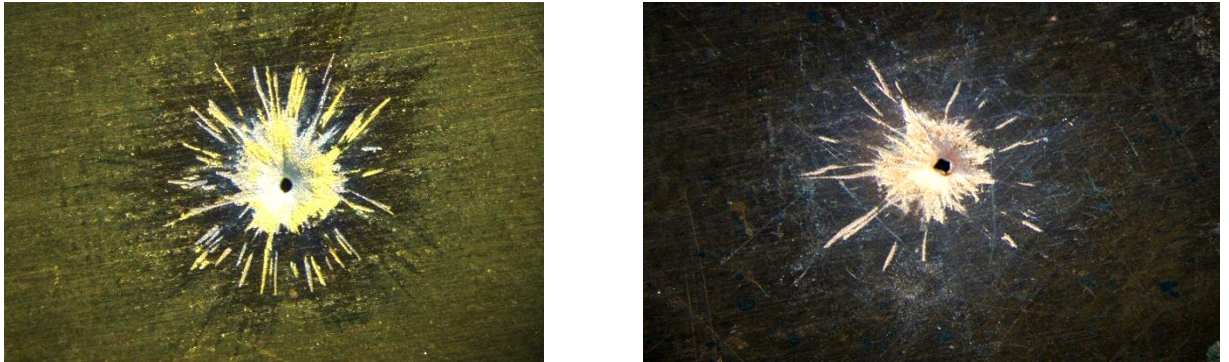
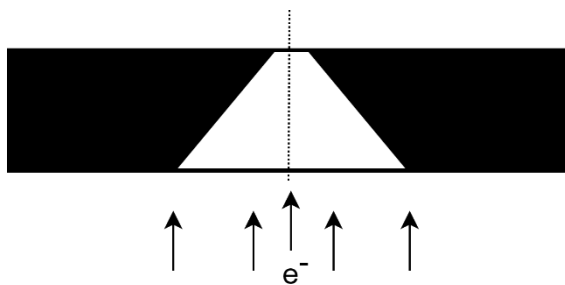


Рисунок 5.1 – Фотографии образцов латуни и меди после 13 импульсов облучения ССЭП



$$V = \frac{1}{3} \pi h (R^2 + r^2 + Rr)$$

$$\Delta m = \frac{8,96 \cdot 0,165 \cdot 10^{-3}}{13} = 1,14 \cdot 10^{-4} \text{ г}$$

Рисунок 5.2 – Восстановленная из эксперимента форма кратера (усеченный конус) и расчет массы меди, выброшенной из кратера.

Объяснить форму кратера можно, если учесть, что по мере сжатия пучка увеличивается плотность энергии, которая достигает максимального значения в центре пятна самофокусировки.

При плотности мощности ССЭП, превышающей порог режима абляции, образование кратера и выброс вещества сопровождаются интенсивным свечением эрозионной плазмы.

### 5.1.1 Спектральные и кинетические характеристики свечения абляционной плазмы металлов

Для измерения спектров и кинетики излучения абляционной плазмы различных металлов использовалась схема, приведенная на рис. 5.3.

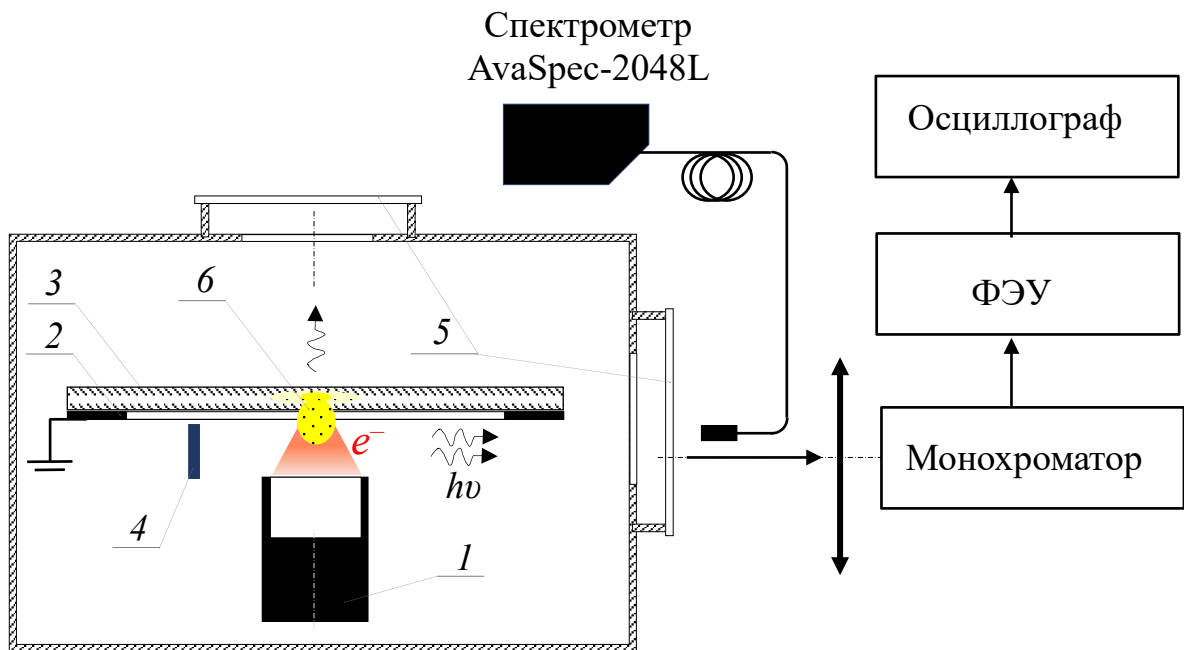


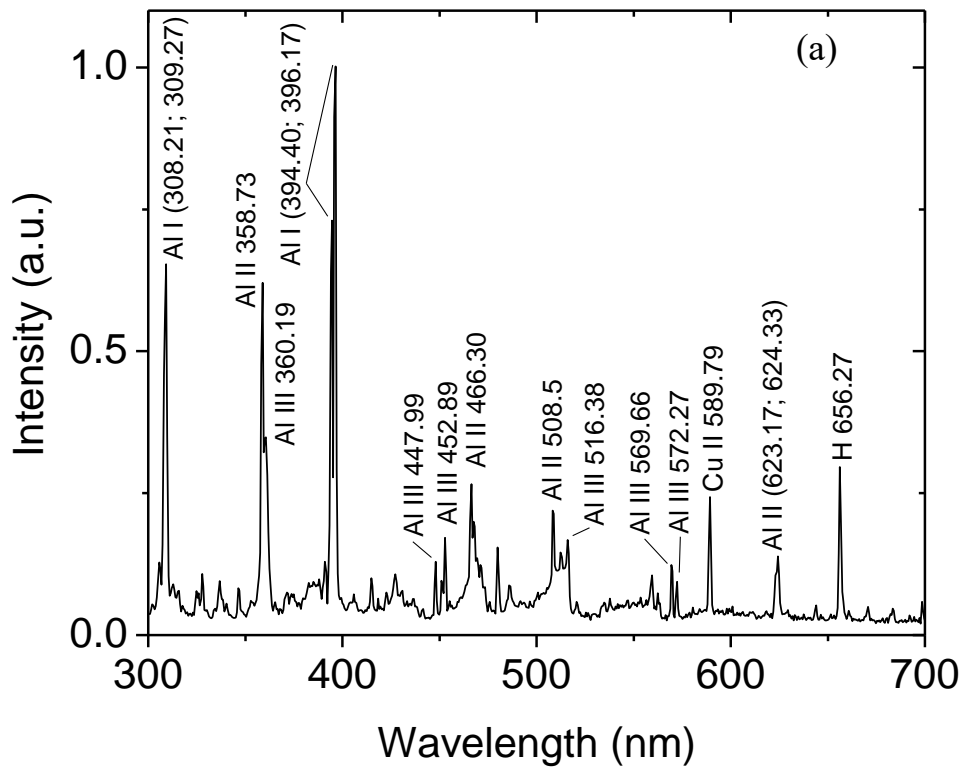
Рисунок 5.3 – Схема регистрации спектрально-кинетических характеристик свечения эрозионной плазмы испаряемых мишеней в режимах: «спектр за импульс» и «спектр по точкам» 1 – полый катод с радиусом  $R_K$ , 2 – держатель анода, 3 – анод, 4 – подложка, 5 – кварцевое окно вакуумной камеры, 6 – плазменный факел

Электронный пучок направлялся перпендикулярно поверхности мишени и поглощался. После этого возникал плазменный (анодный) факел, который распространялся в направлении катода и тормозился на нем. После взаимодействия с катодом плазменный факел разлетался в основном в направлении перпендикулярном оси вакуумного диода. Регистрация интегральных спектров



свечения плазменного факела осуществлялась с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-ULS2048CL-EVO, обеспечивающего возможность измерения спектра в диапазоне (200–1100) нм со спектральным разрешением ~1,5 нм.

На рис. 5.4 приведены спектры излучения эрозионной плазмы, образующейся при испарении различных металлических образцов, одновременно выполняющих роль анода вакуумного диода, ССЭП. Для каждого материала предварительно определялась оптимальная величина межэлектродного зазора  $d_{КА}$ , при котором линейчатое излучение атомов и ионов являлось преобладающим в спектре.



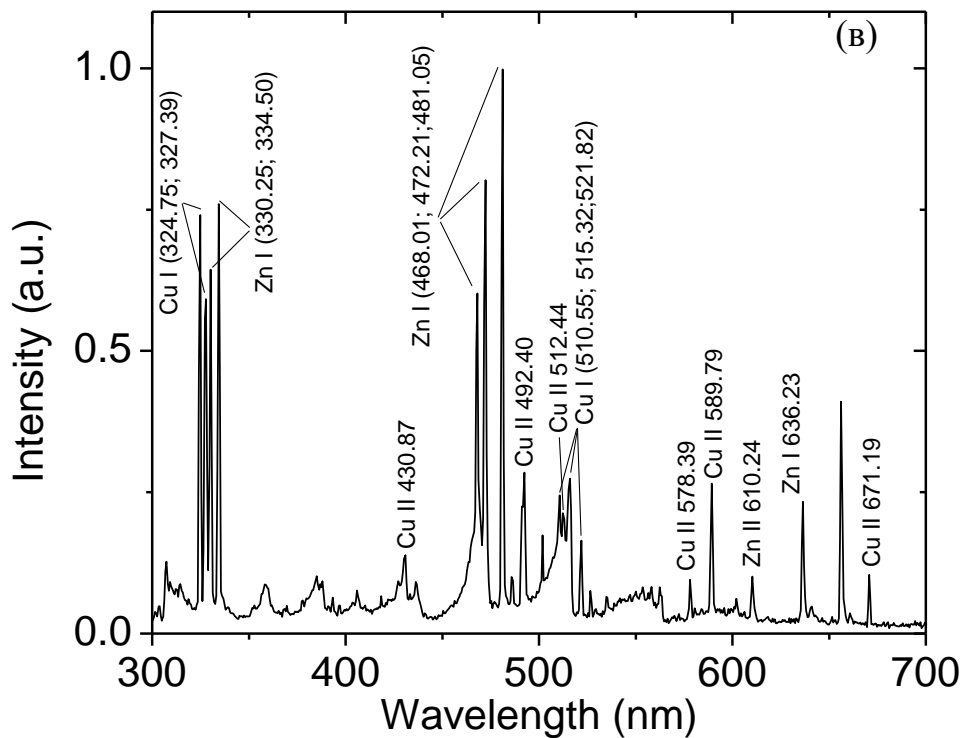
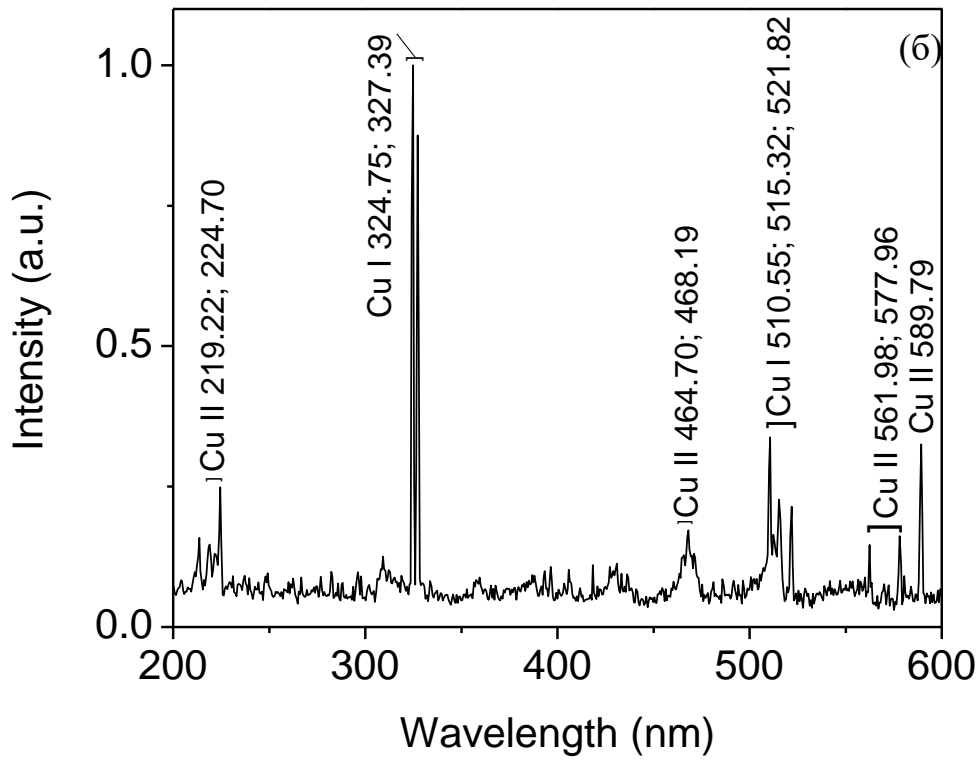


Рисунок 5.4 – Спектры излучения абляционной плазмы мишеней из алюминия (а), меди (б) и латуни (в), измеренные при давлении  $10^{-2}$  Торр

Наличие в спектре излучения алюминиевой плазмы двукратно ионизированных атомов алюминия Al III свидетельствует о высокой температуре плазменного факела  $\sim 3$  эВ ( $T \approx 34000$  К).

**Титан.** С целью изучения возможности определения водорода в металлах методом атомно-эмиссионной спектроскопии с испарением пробы ССЭП, были измерены спектры свечения эрозионного факела образцов титана, прошедших термоводородную обработку (рис. 5.5). Известно, что Ti и его соединения представляют интерес как один из материалов, которые можно использовать для накопления водорода.

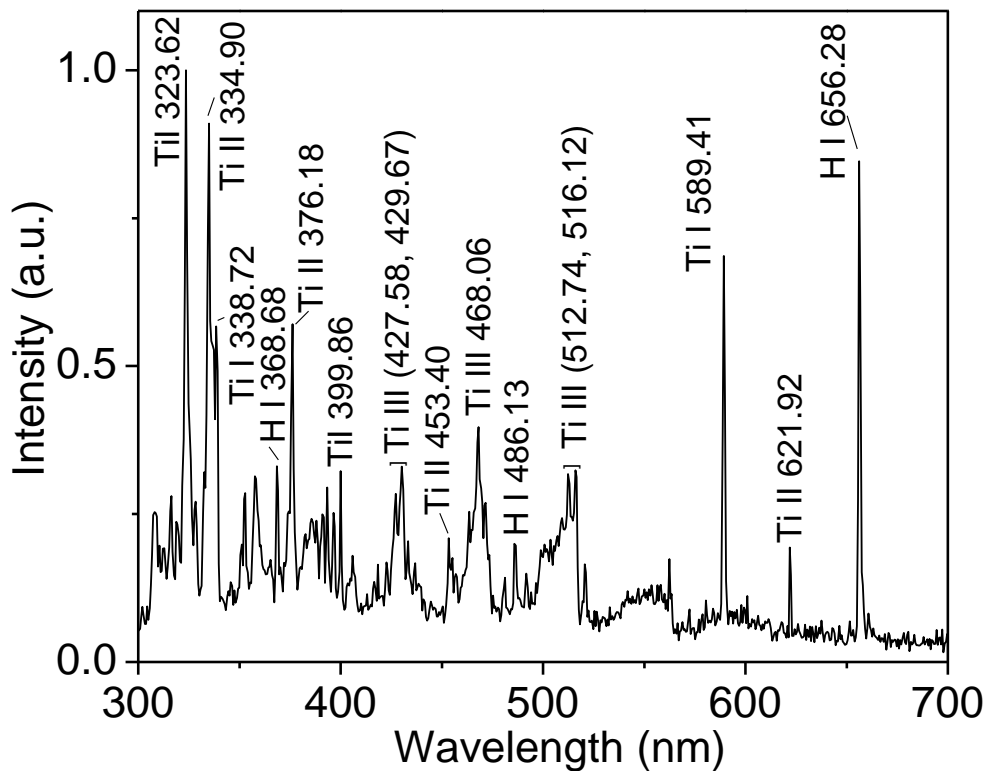


Рисунок 5.5 – Спектр излучения абляционной плазмы титана, прошедшего термоводородную обработку. Первый импульс облучения.

В процессе исследований было установлено, что при многоимпульсном облучении образцов титана (1–5 импульсов) и увеличении глубины образующегося кратера, наблюдается постепенное уменьшение интенсивности линии водорода H I = 656, 28 нм по сравнению с интенсивностью линии титана Ti I 323,62 и стабилизация интенсивности линии водорода после пяти импульсов облучения (рис. 5.6).

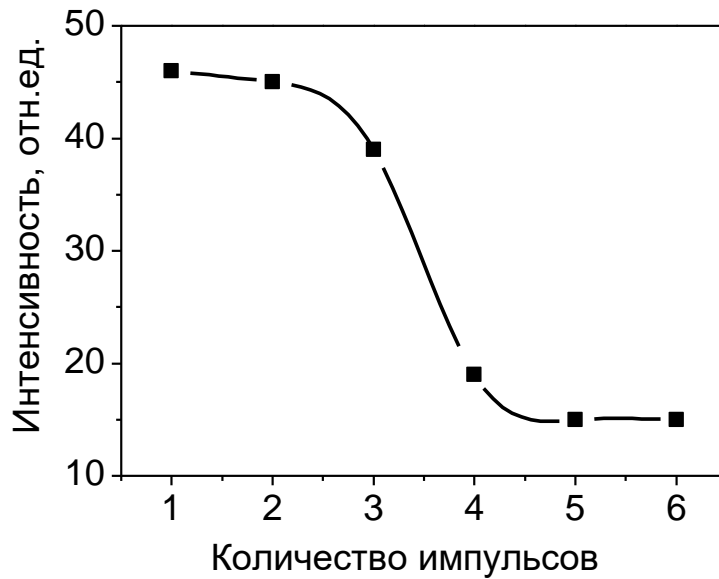
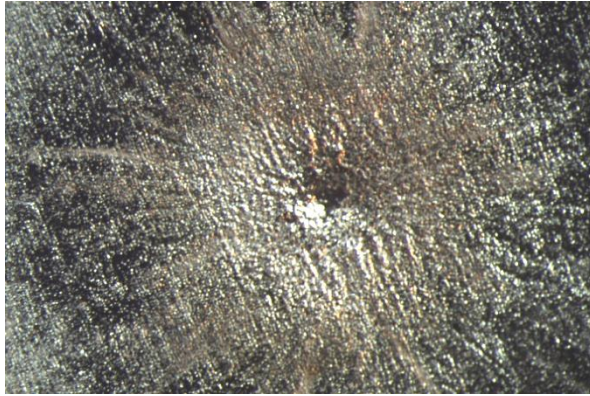


Рисунок 5.6 – Зависимость интенсивности свечения линии водорода H (656,28 нм) относительно линии титана Ti I 323,62 нм от количества импульсов облучения самосфокусированным сильноточным электронным пучком

Одной из причин уменьшения интенсивности линии водорода может быть изменение концентрации растворенного водорода по глубине образца, что представляет интерес для определения водорода в металлогидридах и его распределения по толщине образца. Однако для реализации этого экспрессного метода контроля необходимы стандартные образцы с известной концентрацией поглощенного водорода.

**Вольфрам.** Предполагается, что наиболее подходящим материалом в ближайшем будущем, для изготовления первой стенки термоядерных установок ТОКАМАК, является вольфрам - металл, устойчивый к термическим и радиационным нагрузкам. Но под воздействием плазмы и мощных пучков убегающих электронов, генерируемых при срывах разряда в ТОКАМАКе, вольфрам деформируется и подвергается эрозии. Поэтому для того, чтобы использовать его в экспериментальном термоядерном реакторе ИТЭР, необходимо понимать, какие процессы происходят с этим материалом при экстремальных нагрузках. В связи с этим нами была изучена возможность применения самосфокусированных сильноточных электронных пучков для исследования разрушения и испарения этого материала.

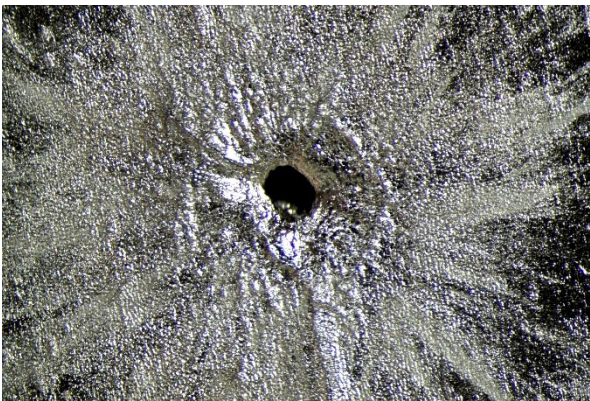
В экспериментах использовались пластины из прессованного вольфрама, толщиной 500 мкм. Облучение образцов проводили как в одноимпульсном, так многоимпульсном режимах.



(a)



(b)



(c)



(d)

Рисунок 5.6 – Разрушение (а, б, в) и свечение (г) образцов прессованного вольфрама при облучении ССЭП. (а), (б) – облучаемая поверхность после 15 и 30 импульсов облучения; (в) – тыльная поверхность после 30 импульсов облучения; (г) – свечение абляционной плазмы с тыльной поверхности образца после формирования сквозного отверстия в пластине

Спектр свечения абляционной плазмы вольфрама приведен на рис. 5.7.

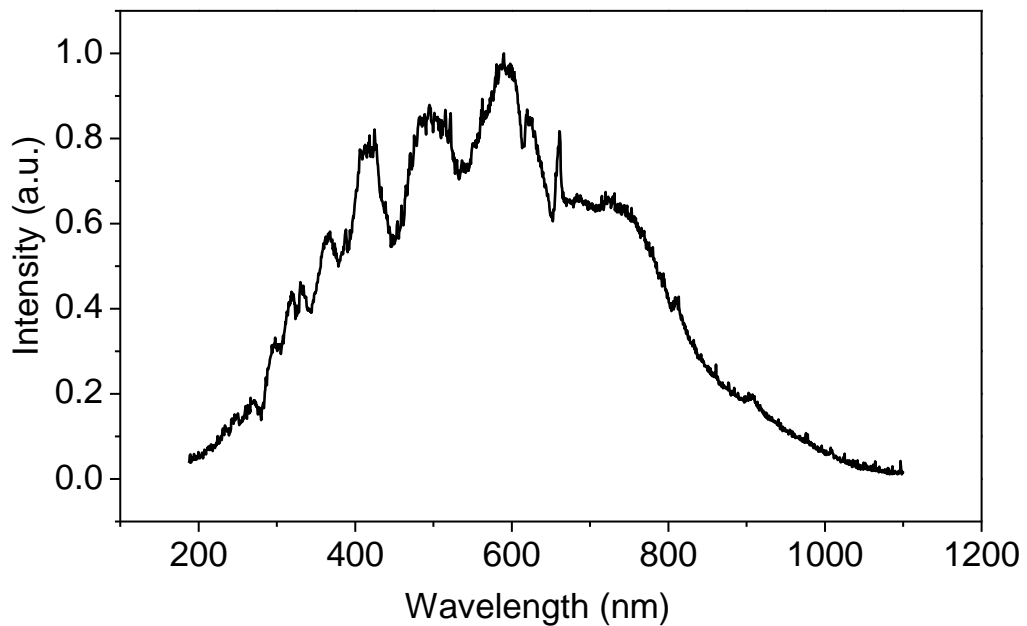


Рисунок 5.7 – Спектр излучения абляционной плазмы вольфрама, полученный за один импульс облучения ССЭП

Видно, что воздействие ССЭП на образцы вольфрама приводит к плавлению, испарению и разрушению материала. Наличие нитевидных следов свечения на фотографиях свидетельствует о том, что в продуктах абляции вольфрама формируются микрочастицы с высокой температурой, которые захватываются потоком плазмы и распространяются в заанодном пространстве в направлении движения электронного пучка при наличии отверстия в облучаемой пластине. На рисунке 5.6, в, можно наблюдать откол тыльной поверхности пластины в результате воздействия ударной волны, образующейся в результате испарения облучаемой поверхности пластины.

Анализ результатов исследования взаимодействия импульсного электронного пучка с образцами вольфрама позволяет сделать заключение о том, что плотность мощности ССЭП превышает теплоту сублимации вольфрама ( $\Delta H_{\text{субл}} = 4,2 \cdot 10^3$  Дж/г), что позволяет применять такие пучки для импульсных испытаний вольфрамовых пластин.

### Кинетика свечения абляционной плазмы металлов.

Исследование динамики формирования и разлета абляционной плазмы твердых тел и измерение его кинетических характеристик проводилось с помощью импульсного спектрометра с регистрацией ФЭУ-84 в схеме, приведенной на рис. 5.3.

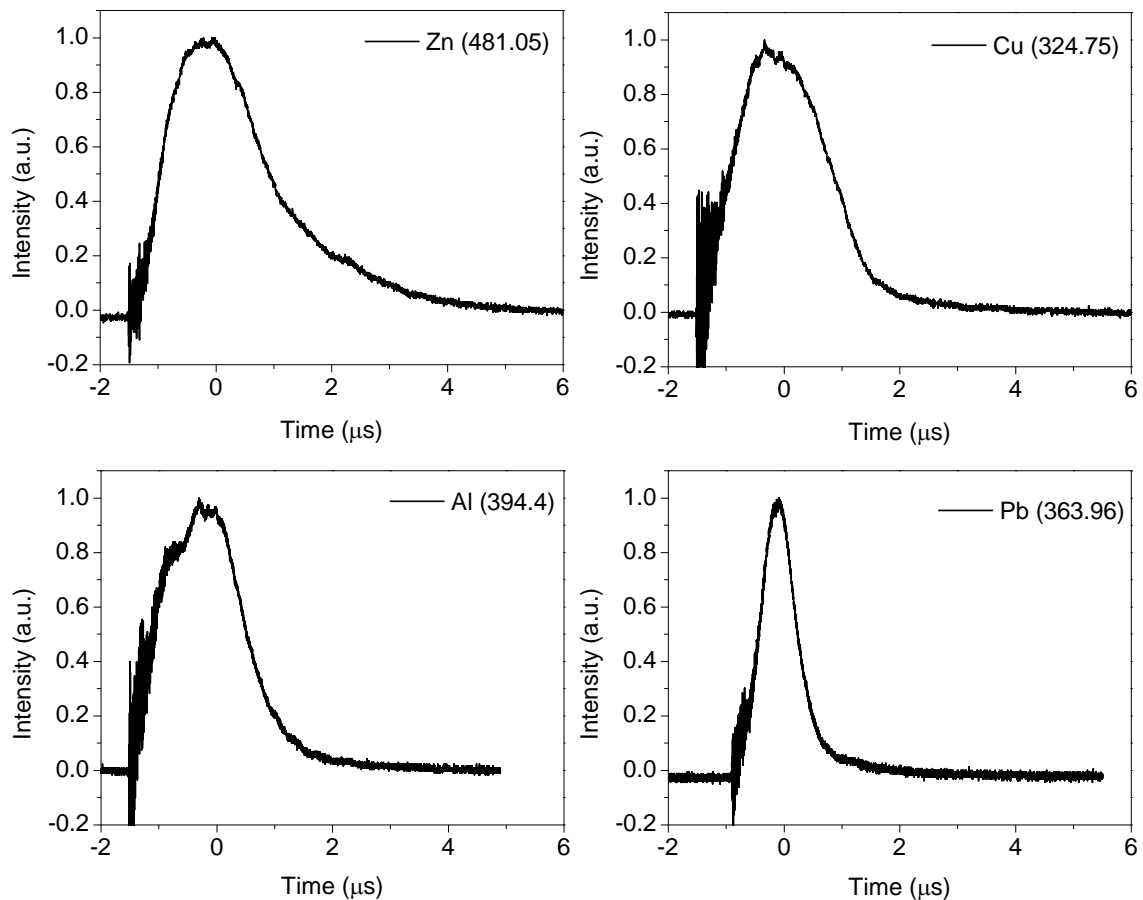


Рисунок 5.8 – Кинетики излучения абляционной плазмы металлов (Zn, Cu, Al, Pb)

Изображение плазменного факела проецировалось на входную щель монохроматора МДР-23. Сигнал с выходной щели монохроматора последовательно регистрировался ФЭУ-84 и запоминающим осциллографом Tektronix TDS 2022. В качестве анализируемых объектов использовались Zn, Cu, Pb и Al. Осциллограммы свечения абляционной плазмы металлов на различных длинах волн приведены на рис. 5.8. Видно, что длительность импульса свечения

абляционной плазмы на полувысоте различных металлов варьируется в пределах от 1,5 до 2 мкс при длительности импульса ССЭП 15 нс. Максимум интенсивности свечения достигается через (0,5–1) мкс после импульса возбуждения. С учетом скорости разлета анодного факела ( $5 \cdot 10^5$  см/с), измеренной в [57] и известной из эксперимента величине катод - анодного зазора можно объяснить кинетику свечения следующим образом. После импульса облучения формируется плазменный факел, который распространяется в сторону катода. При ударе сверхзвуковой плазменной струи о катод образуется ударная волна, что сопровождается резким увеличением интенсивности излучения и формирование максимума свечения на кинетической кривой через (0,5–1) мкс. Разлет ударно-сжатой плазмы в радиальном направлении приводит к уменьшению ее температуры и интенсивности свечения.

### **5.1.2 Акустическое излучение алюминия при облучении электронными пучками с плотностью мощности, варьируемой в диапазоне ( $10^8$ – $10^{10}$ ) Вт/см<sup>2</sup>**

В данном разделе описаны результаты исследований импульсов термоупругих напряжений, возбуждаемых в алюминиевом поглотителе пучками электронов плотность мощности которых варьируется в диапазоне от  $10^8$  до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>. В том случае, если плотность мощности электронного пучка недостаточна для испарения мишени, амплитуда акустической волны, согласно термоупругой модели, линейно увеличивается с ростом плотности энергии пучка, что подтверждается экспериментально (см. гл.2, п.2.2). Форма акустического импульса для этого случая приведена на рис. 5.9, кр.1.



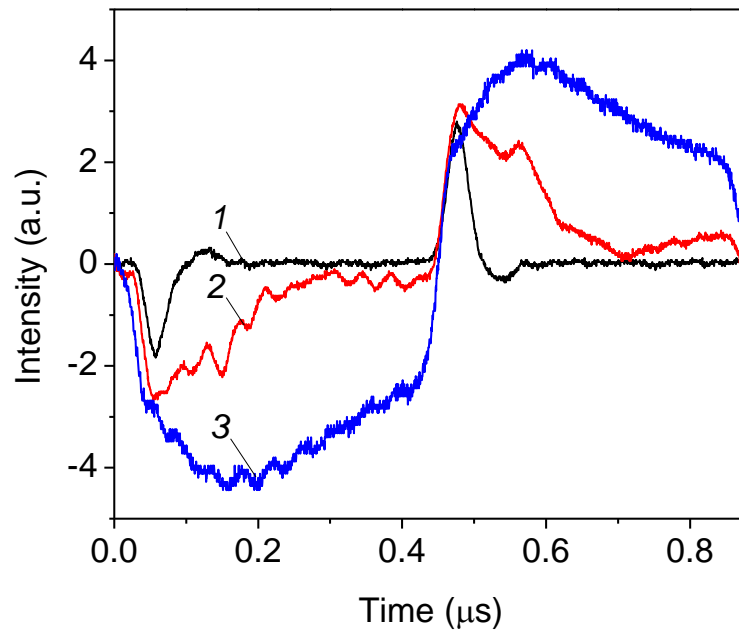


Рисунок 5.9 – Типичные осциллограммы акустических импульсов сжатия в алюминиевой мишени при различных плотностях мощности электронного пучка.

1 –  $0,5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>; 2, 3 ~  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>

При достижении плотности энергии электронного пучка, превышающую теплоту сублимации мишени (для алюминия  $\Delta H_{\text{субл.}} = 10,85 \cdot 10^3$  Дж/г) вещество в зоне энерговыведения начинает испаряться и механизм генерации акустического импульса изменяется. В результате давления плазменной струи на переднюю стенку мишени, облучаемая поверхность перестает быть свободной. Это приводит к уменьшению величины растягивающих напряжений и их полному исчезновению. При этом абляционная плазма генерирует только импульс сжатия рис. 5.9, кр. 2, 3. Увеличение длительности акустического импульса связано с формированием и разлетом плазменного факела. Об этом свидетельствуют следы эрозии, возникающие в пятне самофокусировки на алюминиевой пластине - приемнике ССЭП. Дальнейшее увеличение плотности мощности электронного пучка приводит к увеличению диаметра эрозионного пятна до 2 мм. При этом наблюдается увеличение, как амплитуды, так и длительности акустического импульса (рис. 5.9, кр. 3). Следует отметить, что импульсы отрицательной и положительной полярности формируются при входе акустической волны в пьезодатчик и при выходе из него. Так как толщина пьезопластинки была

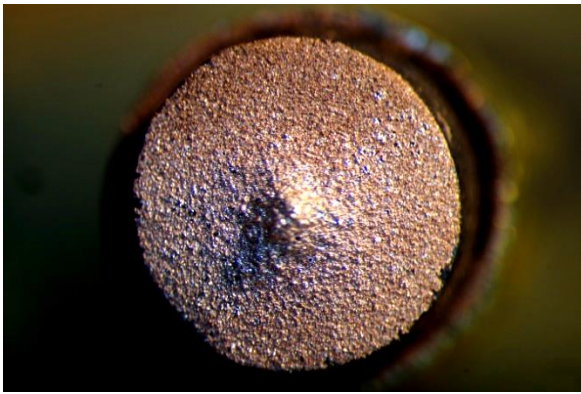
недостаточна для полной релаксации импульса давления, это повлияло на форму акустического импульса сжатия (его укорочение). Если экстраполировать импульс давления на большие времена, то длительность по основанию будет равна  $\sim 1$  мкс, что близко к длительности свечения эрозионной плазмы алюминия на полувывоте импульса (рис. 5.8, б). Расчетная амплитуда давления на фронте ударной волны, генерируемой в алюминиевой мишени, составила  $\sim 2,9 \cdot 10^{10}$  Па.

### **5.1.3 Получение покрытий при осаждении абляционной плазмы меди на стальную подложку**

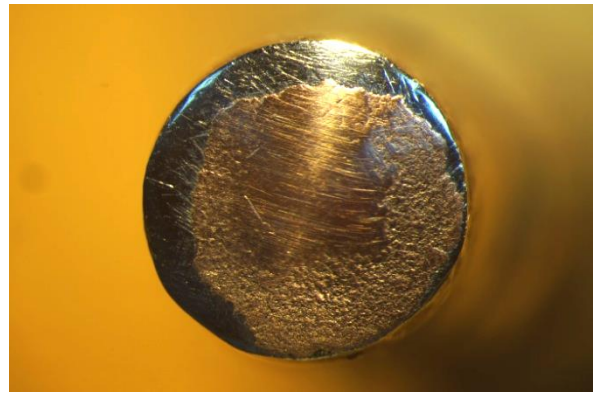
Абляционная плазма, возникающая при взаимодействии мощных концентрированных потоков энергии (РЭП, МИП, ЛИ) с твердыми телами, успешно применяется в технологиях для получения тонких пленок и покрытий путем ее осаждения на специальные подложки [94-99]. Поэтому изучение возможности применения для этих целей самосфокусированных сильноточных электронных пучков, генерируемых в вакуумном диоде малогабаритного ускорителя ГИН-600 с энергией в импульсе порядка единиц джоуля, представляет не только научный, но и практический интерес.

Проведенные в настоящей работе эксперименты свидетельствуют о том, что воздействие ССЭП на металлы (например, Си и латунь) приводит к абляции (выбросу) материала в результате быстрого нагрева вещества и перехода в пароплазменное состояние. Геометрия вакуумного диода такова, что плазменный факел распространялся перпендикулярно облучаемой поверхности в направлении катода и продукты абляции осаждались на дно полого катода (рис. 5.3).

На рис. 5.10 приведены фотографии медного покрытия стального катода, полученного при испарении медной мишени ССЭП.



а



б

Рисунок 5.10 – Фотографии медного покрытия, полученного путем осаждения абляционной плазмы меди на поверхность стального катода после 12 импульсов облучения: а) – до механической обработки; б) – после полировки поверхности

Осаждение абляционной плазмы проводилось в вакууме  $\sim 10^{-2}$  Торр. Видно, что толщина покрытия неравномерна по поверхности подложки. В центральной части покрытия наблюдается каплевидное образование, связанное с увеличением толщины покрытия. Пространственную неоднородность толщины покрытия можно объяснить тем, что в результате многоимпульсного воздействия ССЭП на поверхность медной мишени (анода) в ней образуется кратер, форма которого близка к конусу (см. рис. 5.1). Отражение абляционной плазмы от внутренней поверхности конуса приводит к фокусировке эрозионного факела и, как следствие, к увеличению его плотности в центре плазменной струи.

Однако следует отметить, что не для всех исследованных металлов, в том числе и для меди, формируются покрытия хорошего качества. Это обстоятельство требует проведения дополнительных исследований по влиянию условий осаждения пленок и покрытий из абляционной плазмы, полученной при испарении различных материалов электронными пучками высокой интенсивности.

На рис. 5.11 приведены СЭМ - изображения поверхности алюминиевого (а) и медного покрытий (б), осажденных на стальную подложку после 10 импульсов облучения ССЭП.

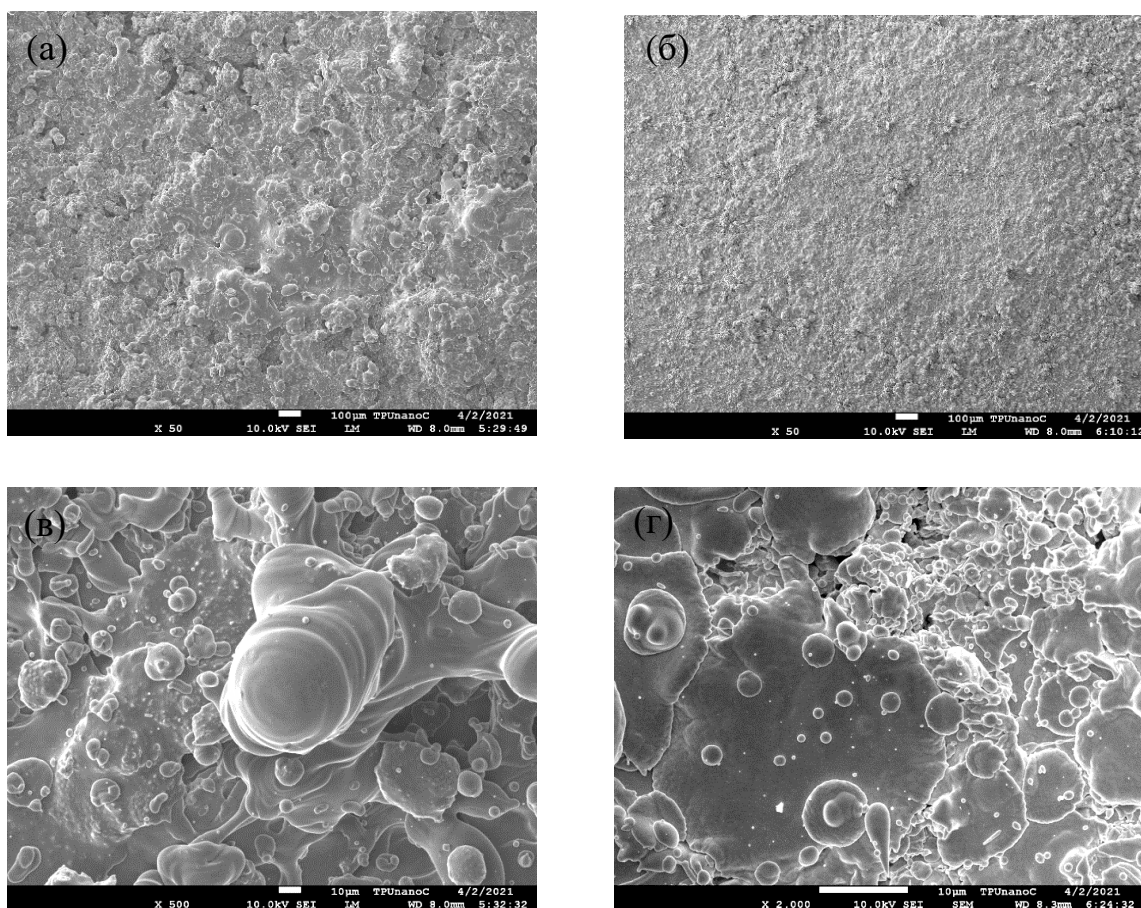


Рисунок 5.11 – СЭМ-изображения поверхности алюминиевого (а, в) и медного покрытий (б, г), осажденных на стальную подложку с различным масштабом после 10 импульсов облучения

Можно видеть существенную разницу структуры алюминиевого и медного слоев. В случае алюминия, размеры микрочастиц, формирующих покрытие, значительно превышают средние размеры медных микрочастиц. Одно из наиболее вероятных объяснений наблюдаемого эффекта связано с различием плотности исследуемых материалов ( $\rho_{\text{Al}} = 2,7$ ;  $\rho_{\text{Cu}} = 8,9$  г/см<sup>3</sup>). При неизменной энергии электронного пучка и одинаковой геометрии облучения образцов это приводит к увеличению объемной плотности энергии пучка в медной пластине по сравнению с алюминиевой, что является причиной уменьшения размера микрочастиц в медном покрытии.

## 5.2 Модификация поверхности латуни после облучения ССЭП в режиме абляции

Известно, что импульсные мощные электронные, ионные и лазерные пучки умеренной интенсивности ( $10^7$ – $10^9$ ) Вт/см<sup>2</sup> используются для модификации поверхности металлических материалов [135]. Результаты, полученные в различных лабораториях, демонстрируют широкие возможности радиационной обработки материалов и улучшения эксплуатационных характеристик изделий из них. В отличие от традиционных способов обработки материалов, таких, как ударно-волновое нагружение, закалка и отжиг, методы с применением мощных концентрированных потоков энергии включают одновременно радиационное, тепловое и механическое воздействия. Изменение механических характеристик материалов после радиационной обработки зависят как от параметров применяемых пучков – энергии частиц, плотности мощности и длительности облучения, так и свойств облучаемых мишеней (скорости нагрева, охлаждения, абляции поверхностных слоев, термические напряжения, генерация акустических и ударных волн).

В данном разделе рассмотрим модификацию свойств поверхности латуни после воздействия ССЭП с плотностью мощности, превышающей порог абляции материала. Геометрия облучения приведена на рис. 5.3. Воздействие электронного пучка на металл приводит к формированию абляционной плазмы, спектр свечения которой приведен на рис. 5.12. Видно, что в спектрах излучения абляционной плазмы присутствуют элементы меди и цинка, входящие в состав латуни.

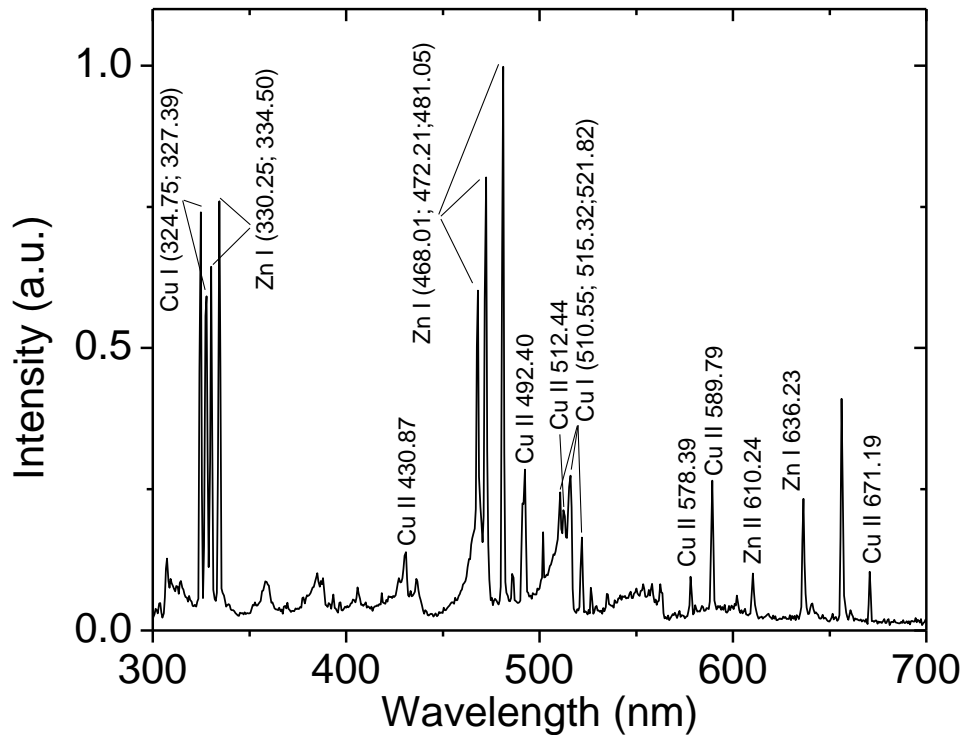
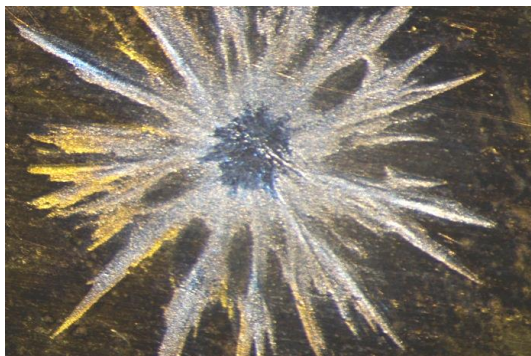


Рисунок 5.12 – Спектр излучения абляционной плазмы латуни

После импульса облучения на поверхности латуни формируется автограф, подобный тем, которые образуются и на поверхности других металлических мишенях. Особенность автографа пучка заключается в том, что облучаемая поверхность изменяет свой цвет с желтого, характерного для латуни на белый (рис. 5.13). Известно, что желтая латунь содержит от 20 до 36 % цинка. Возникло предположение, что наблюдаемый эффект связан с изменением элементного состава латуни, а именно, выходом на облучаемую поверхность образца цинка, легирующего компонента латуни. Данное предположение было проверено с помощью метода СЭМ.



(a)



(б)

Рисунок 5.13 – Автографы самофокусирующегося электронного пучка на поверхности латуни: (а) – 1 импульс; (б) – 4-е импульса облучения

На рис. 5.14 приведено СЭМ изображение поверхности латуни после 10 импульсов облучения электронным пучком, а на рис. 5.15 – элементный состав латуни в зоне облучения и его изменение в различных областях облучаемой поверхности.

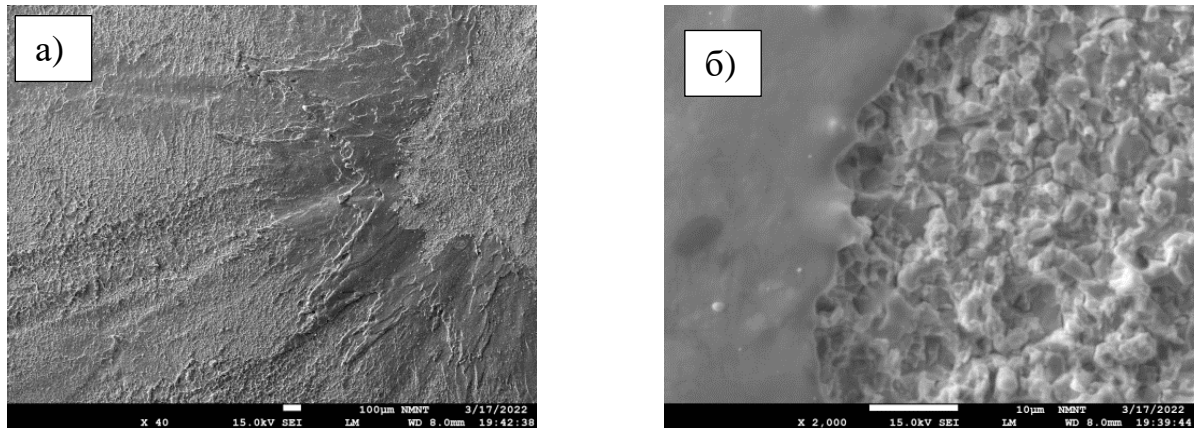


Рисунок 5.14 – СЭМ-изображения поверхности латунной мишени после 4-х импульсов облучения с различным увеличением: а – цена деления 100 мкм; б – цена деления 10 мкм

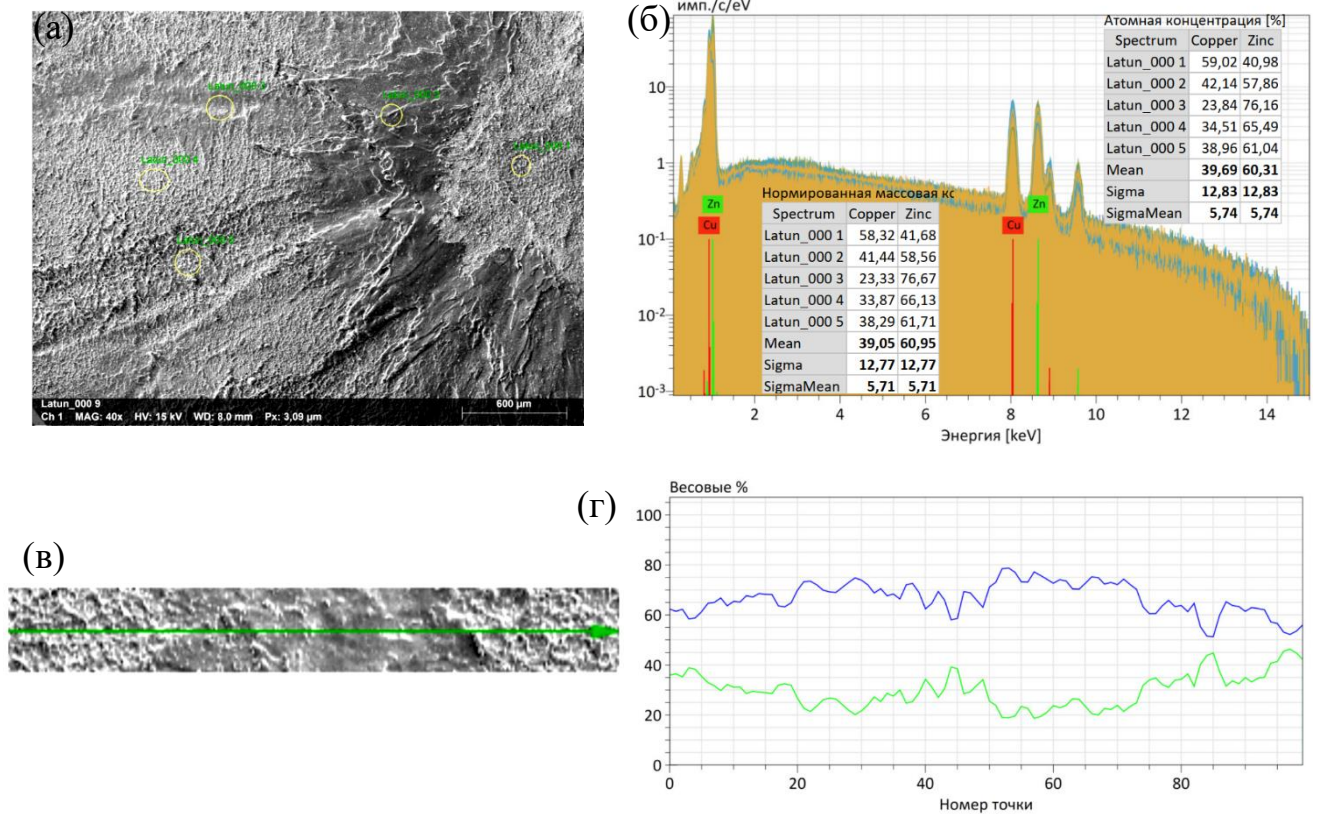


Рисунок 5.15 – Нормированная атомная и массовая концентрация атомов цинка и меди в различных точках (а, б) на поверхности латунной пластинки после 4-х импульсов облучения ССЭП; (в, г) - пространственное распределение концентрации атомов цинка и меди вдоль выделенного направления

Анализ полученных результатов свидетельствует о том, что отношение концентраций атомов меди и цинка изменяется. В отдельных областях образца концентрация атомов цинка достигает ~ 80 вес %. Одним из возможных факторов, приводящих к перераспределению элементов Zn и Cu в приповерхностном слое латуни, является перемешивание вещества в расплавленном слое в гидродинамическом режиме. Важную роль в усилении миграции атомов цинка к поверхности может играть ударная волна, ее амплитуда и пространственный градиент давления.

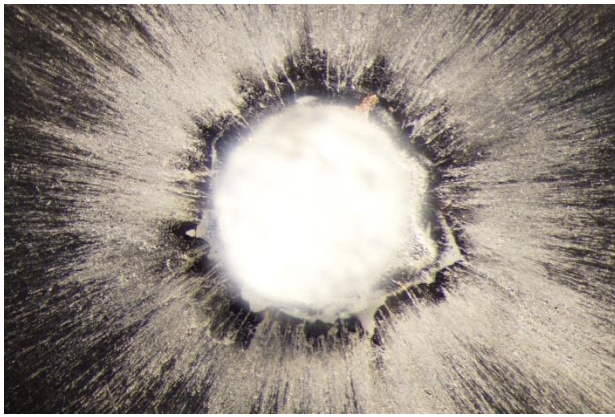


### 5.3 Абляция полимеров

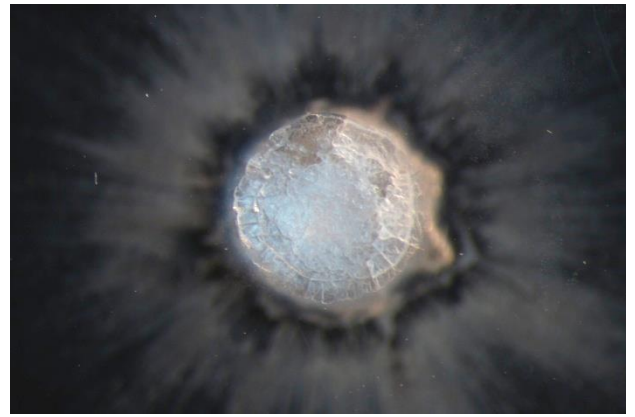
Одной из важнейших проблем радиационной физики и химии полимеров является выяснение специфики радиационных процессов, инициируемых в веществе при облучении различными видами ионизирующих излучений. Основное внимание исследователей обращено на радиационную стойкость полимеров, возбуждаемых электронными пучками низкой и умеренной интенсивности [131,132]. В настоящее время практически отсутствует информация о свойствах полимеров, облучаемых электронными пучками в режиме их испарения. В то же время опубликовано значительное количество работ по изучению абляции полимеров под действием мощных лазерных импульсов [133,143-147]. Именно такие режимы лазерного и электронно-пучкового нагрева материалов, сопровождающиеся выбросом вещества в паро-плазменной и мелкодисперсной фазе, представляет значительный интерес для формирования тонких пленок и производства наночастиц и наноматериалов. Кроме того, абляция вещества может оказаться мощным инструментом для изучения критических явлений в конденсированных средах при сверхбыстром нагреве. Изучение возможности применения самосфокусированных сильноточных электронных пучков для этих целей представляет несомненный интерес.

В качестве образцов для исследований использовались: полиметилметакрилат (ПММА), винипроз (ВП), полиэтилен (ПЭ) и поликарбонат (ПК). Образцы изготавливались в виде тонких пластинок, толщиной ~ 2 мм и устанавливались за анодом вакуумного диода, в котором имелось отверстие для вывода ССЭП. В отдельных экспериментах облучение проводили через тонкую алюминиевую фольгу, которую наносили на облучаемую поверхность образца. Величина катод – анодного зазора подбиралась таким образом, чтобы обеспечить режим абляции полимеров за однократный импульс возбуждения. Пороговая теплота сублимации для ПММА составляет  $\Delta H_{\text{субл}} = 0,36 \cdot 10^3$  Дж/г.

Фотографии облучаемой и тыльной поверхностей образца ПММА, после однократного импульса облучения самосфокусированным сильноточным электронным пучком, приведены на рис. 5.16.



(a)



(б)

Рисунок 5.16 – Фотографии ПММА после однократного воздействия ССЭП:  
(а) – облучаемая поверхность; (б) – откол тыльной поверхности этого же  
образца

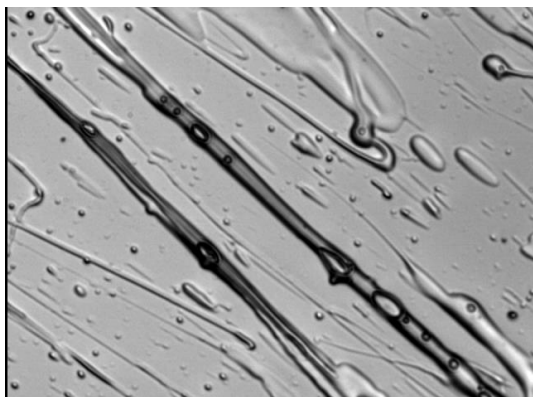
Видно, что на облучаемой поверхности образца в зоне самофокусировки электронного пучка образуется кратер, вокруг которого формируется корона из вещества, вынесенного из кратера. С тыльной стороны пластинки наблюдается откол материала. Увеличенные изображения короны, образующейся в полимерах при облучении ССЭП, приведены на фотографиях рис. 5.17.



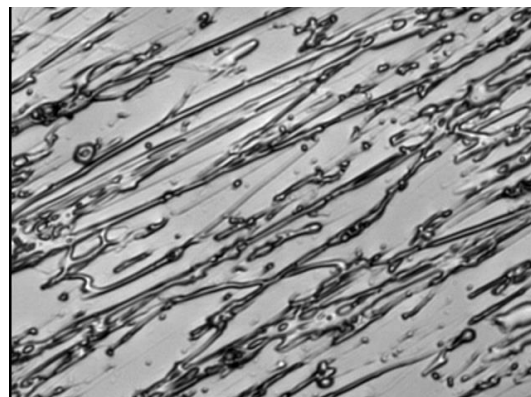
ПК



ВП



ПЭ



ПММА

Рисунок 5.17 – Вид полимерных нитей (волокон), образующихся на периферии кратера на поверхности образцов, облученных ССЭП в режиме абляции

Видно, что корона состоит из полимерных нитей, длина которых порядка радиуса кратера, т.е.  $\sim 1$  мм при средней толщине волокон (3–10) мкм.

Анализ работ по импульсной лазерной абляции полимеров свидетельствует о том, что воздействие интенсивных потоков лазерного излучения вызывает разнообразные физико-химические процессы в зоне облучения, зависящие как от химической природы полимера, так и от режима облучения.

В результате термо-, фото-, радиационной деструкции полимера образуется большое количество продуктов различной молекулярной массы, которые выбрасываются из зоны облучения, формируя в мишени кратер. При этом плазменный поток уносит из кратера нано- и микрокластеры полимера.

Образование волокон политетрафторэтилена наблюдали в работе [145]. Авторы отметили, что политетрафторэтилен – это единственный полимер, в котором образуются волокна под действием лазерного излучения. Механизм

образования волокон объяснили следующим образом. Расплав политетрафторэтилена имеет очень высокую вязкость  $\sim (10^{10}-10^{12})$  Па·с при температуре (600–660) К и рекордно низкое поверхностное натяжение (18 Н/м). Таким образом, политетрафторэтилен – наиболее благоприятный полимер для вытяжки нитей.

Что касается результатов наших исследований, то нитевидные структуры при облучении ССЭП были обнаружены в ПММА, ПК, ПЭ и ВП. В главе 4 на примере ПММА было показано, что при приближении плотности мощности ССЭП к пороговой для абляции вещества в приповерхностной области полимера формируются микропузырьки. Следует полагать, что при достижении плотности энергии электронного пучка пороговой для абляции, происходит взрывное вскипание материала (микропузырьки сливаются) и в результате происходит выброс вещества, как в направлении катода, так и в радиальном направлении. В результате этого процесса и формируется кратер и корона, состоящая из полимерных нитей.

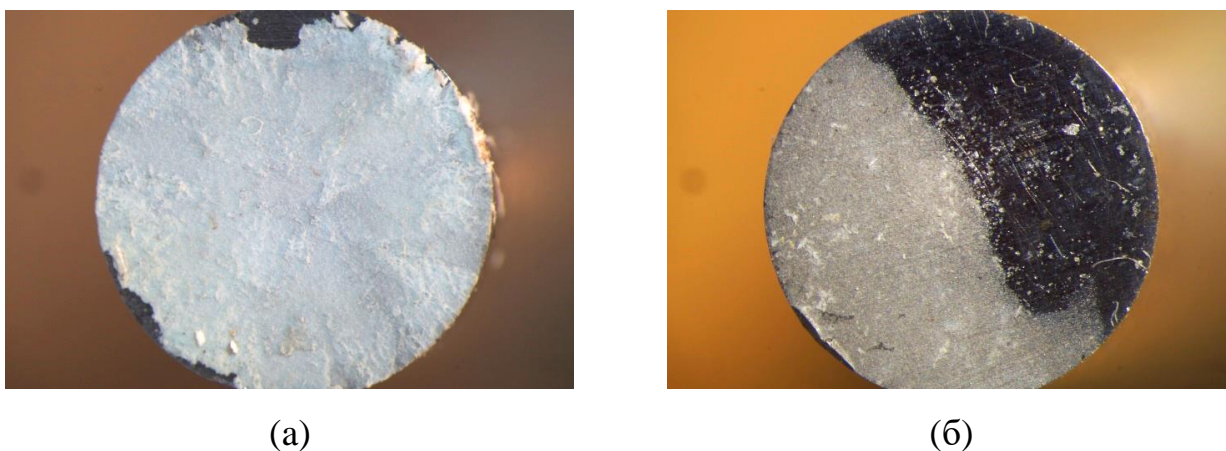


Рисунок 5.18 – Фотографии полимерной пленки, полученной путем осаждения абляционной плазмы винипроза на поверхность стального катода: (а) – до механической обработки; (б) – после снятия части пленки с поверхности стального катода

Одна из особенностей электронно-пучковой абляции винипроза заключается в том, выброс продуктов испарения происходит в основном в направлении перпендикулярном облучаемой поверхности полимера на поверхность

цилиндрического катода с формированием покрытия. На рис. 5.18 приведены фотографии полимерной пленки, образующейся при испарении винипроза ССЭП.

#### **5.4 Синтез нанокристаллов ZnSe при осаждении абляционной плазмы на подложку**

В последние годы бинарные полупроводники  $A_2B_6$  такие как ZnSe, CdSe и CdTe, привлекают значительный интерес для приложений в ряде технологий, в том числе солнечная энергетика, детекторы ядерного излучения, фотоника и оптоэлектроника [102]. Для формирования тонких полупроводниковых пленок обычно используются методы лазерной абляции [148-150].

В настоящей работе впервые проведены исследования по синтезу нанокристаллов селенида цинка из абляционной плазмы, полученной при испарении монокристалла ZnSe (O) самосфокусированным электронным пучком в вакуумном диоде ускорителя ГИН-600.

Схема эксперимента приведена на рис. 5.3. Образец размерами (10x10x5) мм помещался на тыльной поверхности анода, в котором имелось отверстие для вывода ССЭП и облучался серией импульсов (5–10). Абляционная плазма, образующаяся в катод-анодном зазоре, после взаимодействия с катодом, разлеталась в направлении перпендикулярном направлению распространения ССЭП и попадала на подложку из алюминиевой фольги, расположенную на расстоянии  $\sim 3$  см от оси полого катода.

Разлет абляционного факела сопровождался интенсивным свечением, спектр которого регистрировался спектрометром AvaSpec-2048L в геометрии рис. 5.3. В спектре излучения были зарегистрированы атомные линии цинка Zn I (468,14; 472,21 и 481,05) и полоса стимулированной катодоллюминесценции ZnSe (O) с максимумом при  $\lambda = 477$  нм (рис. 5.19).

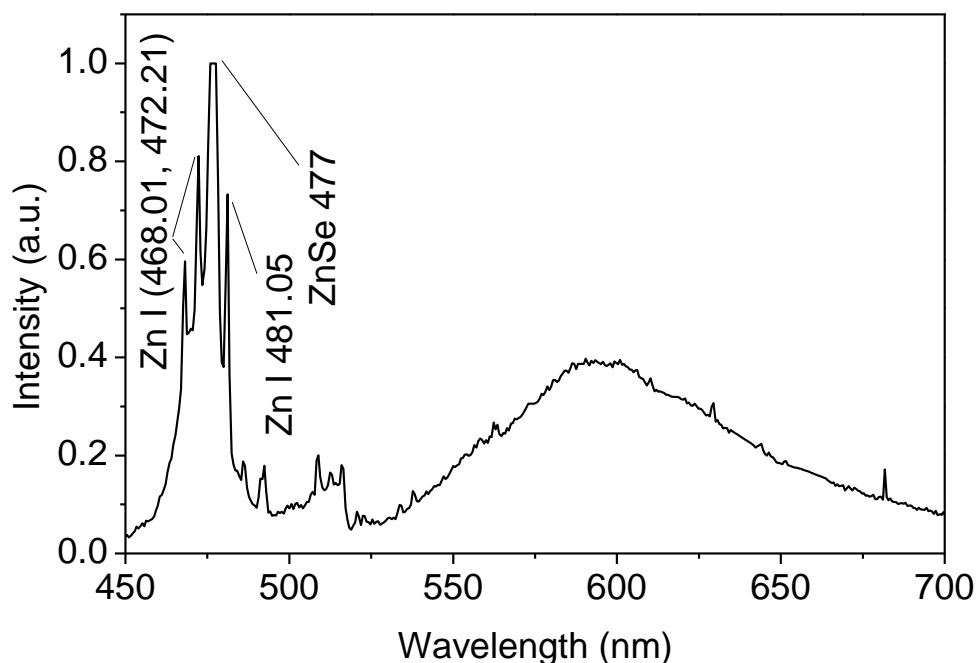


Рисунок 5.19 – Суммарный спектр излучения абляционной плазмы и импульсной катодолюминесценции кристалла ZnSe (O), испаряемого ССЭП

Одновременная регистрация спектра абляционной плазмы и люминесценции кристалла связана с неоднородностью пространственного распределения плотности энергии самофокусирующегося электронного пучка: в центральном пятне самофокусировки плотность мощности пучка превышает теплоту сублимации кристалла ( $1,1 \cdot 10^3$  Дж/г), а на его периферии и в глубине пробега электронного пучка температура значительно меньше. Это приводит к формированию двух типов свечения: импульсной катодолюминесценции и абляционной плазмы цинка.

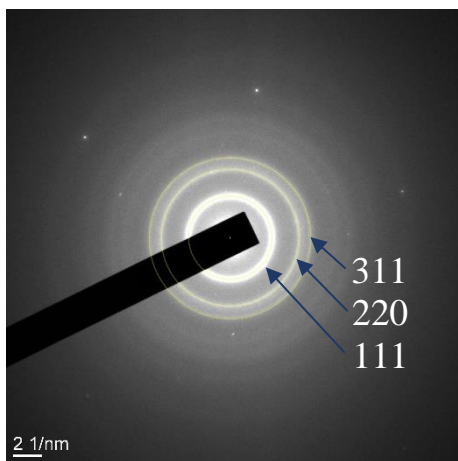
После конденсации продуктов абляции ZnSe они переносились на медную решетку с полимерной пленкой, толщиной 30 нм и анализировались с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на электронном микроскопе JEOL JSM-7500FA сотрудниками Научно-образовательного инновационного центра "Наноматериалы и нанотехнологии" ТПУ (ИШНПТ).

На рис. 5.20, (а) показана электронограмма (SEAD-изображение), а на рис. 5.20, (б) микрофотография высокого разрешения (HRTEM-изображение) нанокристаллов ZnSe. На рис. 5.20, (а) в дальнем поле наблюдались три концентрических дифракционных кольца с набором усредненных межплоскостных

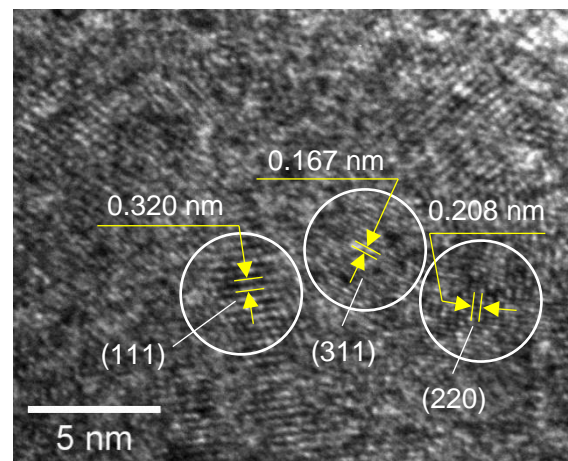
расстояний 0,320; 0,208 и 0,167 нм, соответствующих плоскостям отражения (111), (220) и (311) и относящиеся к кубической фазе селенида цинка (таблица 5.1).

Таблица 5.1. Расчет радиусов колец на основе электронограммы (рис.5.20, а)

Кольцо	$1/2r$ (1/nm)	$1/r$ (1/nm)	$r$ (nm)	$d$ -spacing (Å)	$h$	$k$	$l$
1	6.246	3.123	0.3202	3.202	1	1	1
2	9.612	4.806	0.2081	2.081	2	2	0
3	11.976	5.988	0.1670	1.670	3	1	1

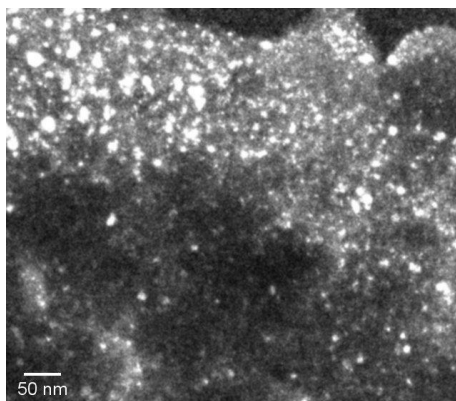


а)

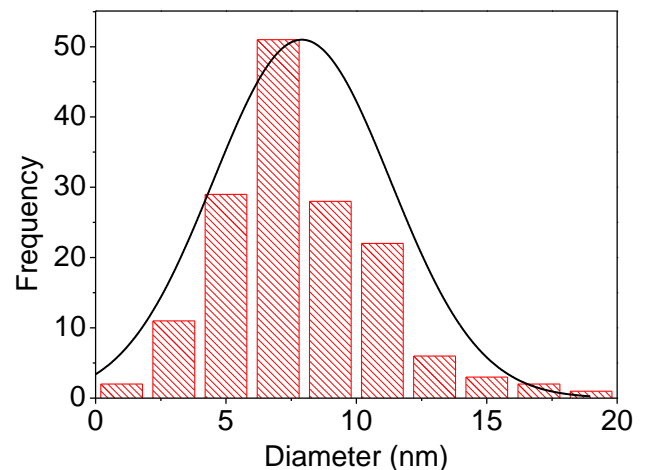


б)

Рисунок 5.20 – Электронограмма (SAED-изображение) (а) и микрофотография высокого разрешения (HRTEM) (б) нанокристаллов ZnSe



а)



б)

Рисунок 5.21 – Микрофотография (TEM) (а) и распределение нанокристаллов ZnSe по размерам (б)

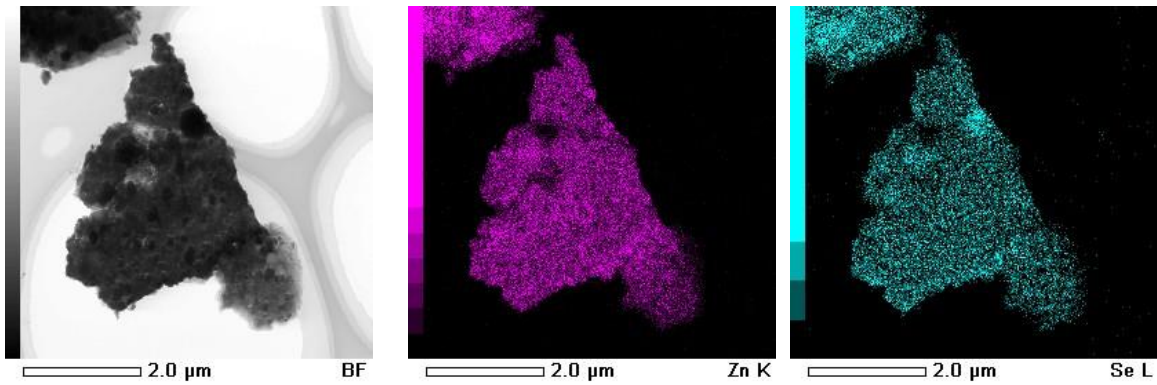
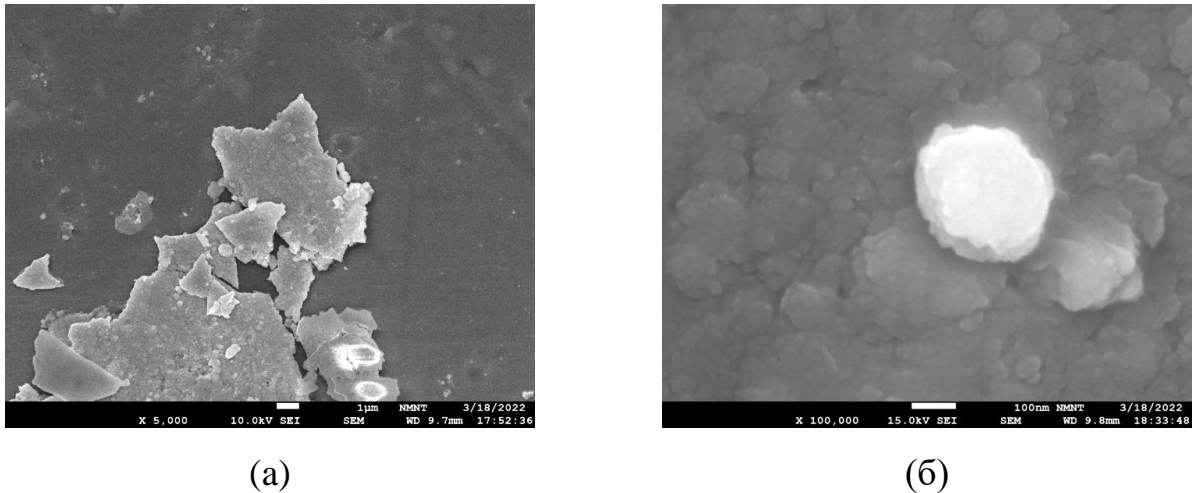


Рисунок 5.22 – Элементное изображение поликристаллического образца ZnSe

Рис. 5.21, (а) представляет собой темнопольное изображение нанокристаллов ZnSe. Определив размеры отдельных частиц, можно построить гистограмму распределения частиц по размерам. Из рис. 5.21, (б) видно, что размеры большинства нанокристаллов (90%) варьируются в диапазоне (2–12) нм при этом средний размер частиц составляет 7,2 нм. На рисунке 5.22 показаны изображения элементного картирования, из которых следует, что все элементы равномерно распределены по контурам изображения.

На рис. 5.23, (а, б) приведены СЭМ изображения поликристаллов ZnSe с различным масштабом, указанных на фотографиях.



(а)

(б)

Рисунок 5.23 – СЭМ изображения поликристаллов ZnSe с различным масштабом (а) – 1 мкм/дел; (б) – 100 нм/дел



Полученные результаты свидетельствуют о перспективности применения самосфокусированных сильноточных электронных пучков с высокой плотностью мощности для синтеза полупроводниковых нанокристаллов селенида цинка.

### **5.5 Синтез ультрадисперсных наноразмерных частиц Pb**

В связи с перспективностью практических применений большое внимание уделяется разработке методов синтеза наноразмерных структур и исследованию их физико-химических свойств. Среди новых технологий получения наночастиц большой интерес вызывают методы, основанные на абляции вещества, под действием мощных потоков энергии - лазерных, электронных и ионных пучков [96-99,151]. Одно из достоинств этих методов - универсальность, возможность их применять в случае металлов, полупроводников и диэлектриков. Количество работ, посвященных синтезу металлических частиц с возбуждением мощными электронными пучками сравнительно не велико. В связи с этим, выяснение возможности применения для этих целей самосфокусированных сильноточных электронных пучков, представляет несомненный интерес.

Схема эксперимента приведена на рис. 5.3. Образец размерами (10×10×5) мм помещался на тыльной поверхности анода, в котором имелось отверстие для вывода ССЭП и облучался серией импульсов (5–10). Взаимодействие ССЭП с твердотельной мишенью приводит к формированию абляционной плазмы с быстро изменяющимися параметрами. Плазма расширяется и остывает в процессе расширения в направлении перпендикулярном направлению распространения ССЭП и осаждается на подложку из алюминиевой фольги, расположенную на расстоянии ~ 3 см от оси полого катода. Разлет абляционного факела свинца сопровождался интенсивным свечением, спектр которого приведен на рис. 5.24.

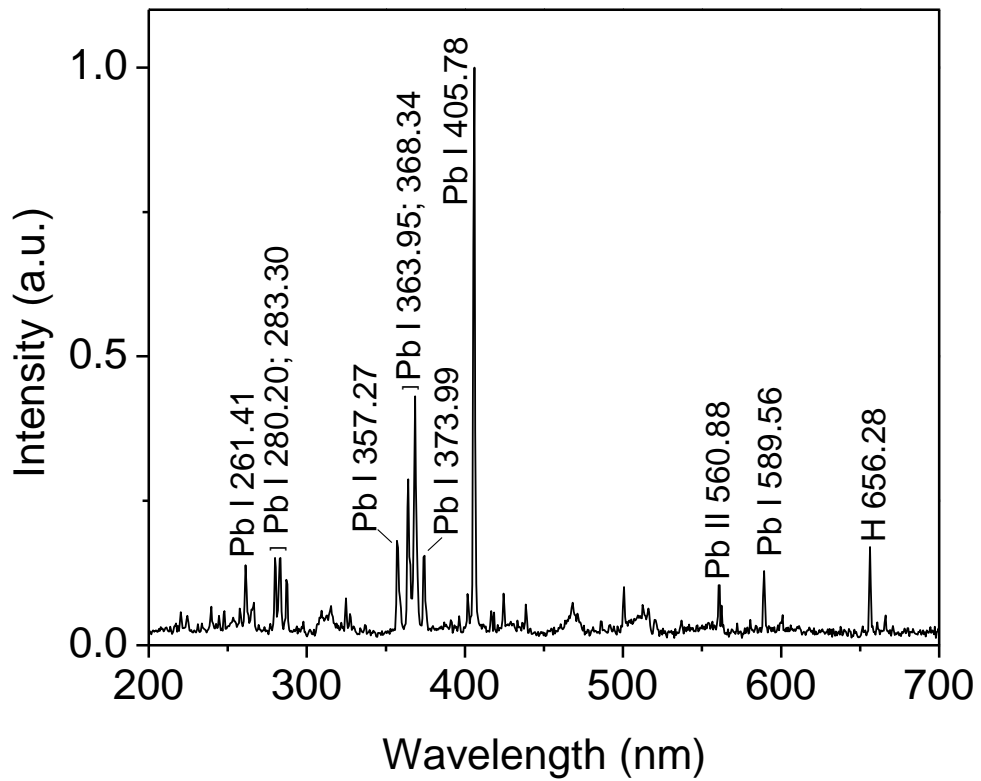
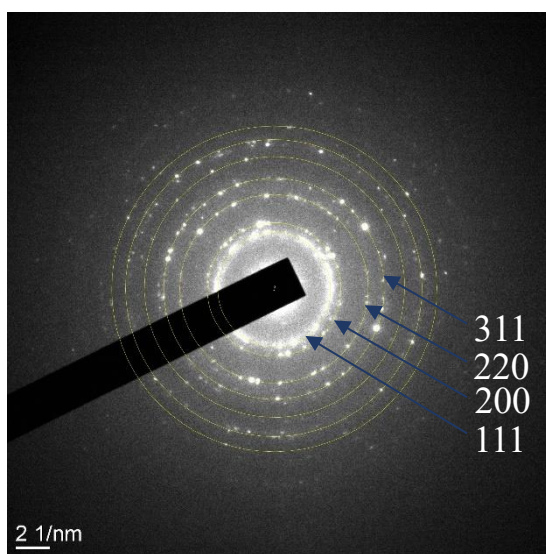
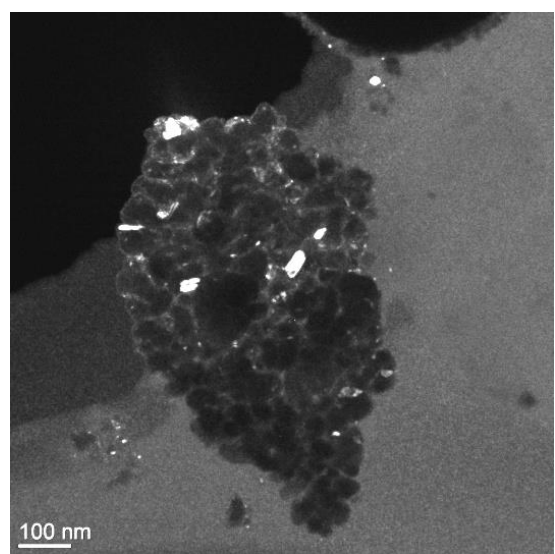


Рисунок 5.24 – Спектр излучения абляционной плазмы Pb

Характеристики продуктов, осажденных на поверхности подложки, исследовались методом ПЭМ. На рис. 5.25 показаны – электронограмма (а), ПЭМ изображения наночастиц свинца (б, в) и распределение частиц по размерам (г).



(а)



(б)

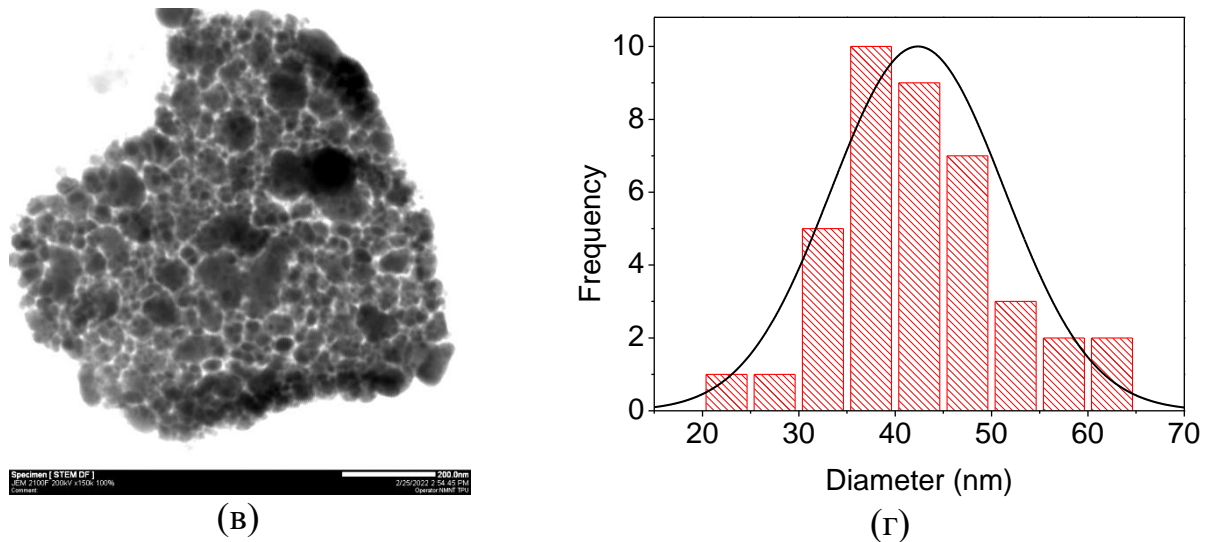


Рисунок 5.25 – Электронограмма (SAED-изображение) (а) и микрофотография (ТЕМ) (b) и ПЭМ (в) изображение наночастиц Pb. Справа гистограмма распределения наночастиц по размерам

Таблица 5.2. Расчет радиусов колец на основе электронограммы (рис.5.25, а)

Кольцо	$1/2r$ (1/nm)	$1/r$ (1/nm)	$r$ (nm)	$d$ -spacing (Å)	$h$	$k$	$l$
1	6.701	3.3505	0.2985	2.985	1	1	1
2	7.857	3.9285	0.2546	2.546	2	0	0
3	11.069	5.5345	0.1807	1.807	2	2	0
4	12.965	6.4825	0.1543	1.543	3	1	1

Таким образом, в настоящей работе на примере кристаллов ZnSe и Pb продемонстрирована возможность реализации метода электронно – пучковой абляции для синтеза полупроводниковых нанокристаллов и наночастиц металлов. Применение спектральных методов с временным разрешением в дальнейших исследованиях позволит получить важные данные об эволюции параметров абляционной плазмы и оптимизировать условия получения наночастиц с контролируемыми параметрами.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены подробные исследования явлений филаментации и самофокусировки электронного пучка, генерируемого в диоде ускорителя ГИН-600 в форвакуумной области давлений (0,05–0,3) Торр. Изучены процессы взаимодействия интенсивных потоков электронов с плотностью мощности ( $10^9$ – $10^{10}$ ) Вт/см<sup>2</sup> с конденсированными средами, что позволило получить ряд результатов, которые могут быть использованы в науке и технологиях.

### Основные результаты и выводы

1. Показано, что в диоде ускорителя ГИН-600 (300 кВ, 2 кА, 12 нс) при малых (3–4) мм катод – анодных зазорах в форвакуумной области давлений (0,05–0,2) Торр в результате ускорения электронов на фронте ветвящегося анодонаправленного стримера в фазе переключения разрядного промежутка формируются филаментированные электронные микропучки (убегающие электроны) с энергией (50–100) кэВ и плотностью мощности до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>. Применение полого цилиндрического катода приводит к самофокусировке электронных микропучков в центральное пятно диаметром  $\sim 1$  мм со скоростью  $\sim 1,5$  мм/нс, вследствие образования вблизи катода не скомпенсированного положительного заряда, который играет роль виртуального анода, фокусирующего электронные микропучки, распространяющиеся по направлению к аноду.

2. Определены параметры самосфокусированного сильноточного электронного пучка, выведенного в пространство за анодом. Установлено, что за анодном регистрируются электронные пучки с различными параметрами: низкоэнергетический самосфокусированный электронный пучок с плотностью мощности до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> и энергией (50–100) кэВ распространяющийся вдоль оси вакуумного диода и распадающийся на расстоянии  $\sim (10-13)$  мм от поверхности анода и высокоэнергетический электронный пучок с плотностью мощности  $\sim 2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и энергией электронов  $\sim 290$  кэВ, расположенный на периферии самосфокусированного пучка.

3. Показано, что воздействие микроструктурированного самофокусирующегося электронного пучка на полиметилметакрилат с плотностью

мощности вблизи (ниже) порога абляции приводит к локальному нагреву среды и появлению газообразных веществ, давление которых вызывает упругопластическую деформацию, после релаксации которой остается необратимая пластическая деформация, проявляющаяся в виде микропузырьков, размерами (10–50) мкм, локализованных на каналах электрического пробоя в приповерхностной области образца на глубине (40–80) мкм. При плотности мощности электронного пучка выше порога абляции полиметилметакрилата, происходит выброс плазмы и жидких капель из кратера с формированием на поверхности образца «короны» из полимерных нитей.

4. Обнаружено, что воздействие самосфокусированного электронного пучка на монокристаллы ZnSe (O) и Pb с плотностью мощности превышающей порог режима абляции вещества, приводит к выбросу плазмы из кратера и формированию на алюминиевой подложке нанокристаллов селенида цинка со структурой сфалерита размерами (2–12) нм и наночастиц свинца размерами (25–60) нм.

5. Показано, что после облучения латуни интенсивным электронным пучком в режиме абляции отношение концентраций атомов меди и цинка в приповерхностной области изменяется, что может быть использовано для модификации свойств поверхности сплавов.

6. Воздействие мощных самосфокусированных электронных пучков на конденсированные среды приводит к инициированию ряда пороговых физических процессов: пластическая деформация, генерация ударных волн, разрушение, взрывное вскипание, абляция, плазмообразование, что представляет интерес для разработки методов контроля материалов и радиационных технологий.

### Список сокращений и условных обозначений

СЭП	–	сильноточный электронный пучок
РЭП	–	сильноточный релятивистский электронный пучок
ССЭП	–	самосфокусированный сильноточный электронный пучок
ВСЭП	–	высокоэнергетический сильноточный электронный пучок
КЭП	–	канал электрического пробоя
ГИН	–	генератор импульсного напряжения
ЭДС	–	электродвижущая сила
ФЭУ	–	фотоэлектронный умножитель
ПММА	–	полиметилметакрилат
ВП	–	винипроз
ПЭ	–	Полиэтилен
ТОКАМА К	–	тороидальная камера с магнитными катушками
ЭД	–	электронно-дырочная
ЩГК	–	щелочно-галогидный кристалл
ООЗ	–	отрицательный объемный заряд
РИП	–	радиационная импульсная проводимость
ПСР	–	периодическая структура разрушения
ИКЛ	–	импульсная катодолюминесценция
АТМ	–	азиды тяжелых металлов
ФТДО	–	фуразанотетразиндиоксид
СГС	–	единица «сантиметр – грамм – секунд»
ИЭУ	–	импульсный электронный ускоритель
Диод SMP	–	self-magnetic pinch diode
УВ	–	ударная волна
ЦК	–	центральный кратер
СЭМ	–	сканирующий электронный микроскоп
ПЭМ	–	просвечивающий электронный микроскоп

$УЭ$	–	Убегающие электроны
$R_K (R)$	–	радиус катода
$\Phi_K$	–	диаметр катода
$\Phi_A$	–	диаметр отверстия на аноде
$d_{КА} (d)$	–	межэлектродный зазор диода
$g$	–	аспектное отношение ( $R_K/d_{КА}$ или $R/d$ )
$e$	–	заряд электрона ( $4,8 \cdot 10^{-10}$ ед. СГС или $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл)
$m$	–	масса электрона ( $9,1 \cdot 10^{-28}$ г)
$c$	–	скорость света в вакууме ( $3 \cdot 10^{10}$ см/с)
$I_{кр}$	–	критический ток
$I_0$	–	фундаментальный ток, равный $mc^3/e \approx 17,06$ кА
$\beta$	–	безразмерная скорость $v/c$ , либо безразмерный форм-фактор
$\gamma$	–	релятивистский масс-фактор (лоренц-фактор)
$I_A$	–	критический ток Альфвена, $I_0\beta\gamma$
$\tau$	–	длительность импульса [нс]
$j$	–	плотность тока [А/см <sup>2</sup> ]
$P$	–	поверхностная плотность потока энергии (Вт/см <sup>2</sup> )
$R_e$	–	пробег электронов
$t_{субл}$	–	температура сублимации
$\Delta H_{субл}$	–	теплота сублимации (Дж/г или Дж/моль)
$E$	–	энергия электронного пучка
$E_{мак}$	–	максимальная энергия электронного пучка
$I$	–	ток пучка
$I_{мак}$	–	максимальный ток пучка
$U$	–	напряжение
$E_{ср}$	–	средняя энергия электронов в пучке
$\rho$	–	массовая плотность материала (г/см <sup>3</sup> )
$L$	–	расстояние между анодом и образцом
$\omega$	–	объемная плотность энергии (Дж/м <sup>3</sup> )

$\Gamma$	—	коэффициент Грюнайзена
$H$	—	поверхностная плотность энергии (Дж/см <sup>2</sup> )
$F_e$	—	сила электрического поля
$F_M$	—	сила магнитного поля
$T_e$	—	температура электронов
$\sigma_0$	—	откольная прочность



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайсбурд Д.И. Высокоэнергетическая электроника твердого тела / С.Б. Семи́н, Э.Г. Таванов и др. // Новосибирск: Наука. – 1982. – С. 227.
2. Тарумов Э.Э. Получение и фокусировка сильнооточных релятивистских электронных пучков в диодах // Генерация и фокусировка сильнооточных релятивистских электронных пучков / под ред. Л.И. Рудакова. М. – 1990. – С. 122–181.
3. Олешко В.И. Пороговые процессы в твердых телах при взаимодействии с сильнооточными электронными пучками / Диссертация на соискание ученой степени д.ф.-м.н.: спец. 01.04.07 // ТПУ. науч. конс. В.М. Лисицын – 2009. – 317 с.
4. Ковальчук Б.М., Месяц Г.А., Семи́н Б.М., Шпак В.Г. Сильноточный наносекундный ускоритель для исследования быстропротекающих процессов // ПТЭ. – 1981. – № 4. – С. 15–18.
5. Аскарьян Г.А. Излучение поверхностных и объемных волн сжатия при налетании нерелятивистского электронного потока на поверхность плотной среды / ЖТФ. – 1959. – Т. 29. – С.267–269.
6. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. – М.: Советское радио, 1974. – 256 с.
7. Oswald R.B. Fracture of silicon and germanium induced by pulsed electron irradiation / IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1966. – Vol. NS-13. – № 6. – P. 63–69.
8. Вайсбурд Д.И. Разрушение твердых тел в результате сверхплотного возбуждения их электронной подсистемы / И.И. Балычев // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 15. – В. 9. – С. 537–540.
9. Балычев И.И. Два механизма хрупкого разрушения ионных кристаллов интенсивными электронными пучками / Д.И. Вайсбурд // ФТТ. – 1975. – Т. 17. – В. 4. – С. 1236–1238.
10. Лисицын В.М. Электрический пробой ШГК при импульсном облучении сильнооточными электронными пучками / В.И. Олешко // Письма в ЖТФ. – 1983. – Т.9. – № 1. – С. 15–18.

11. Лисицын В.М. Кумуляция энергии сильноточных электронных пучков в твердом диэлектрике / В.И. Олешко, В.Ф. Штанько // ЖТФ. – 1985. – Т. 55. – В. 9. – С. 1881–1884.
12. Корепанов В.И. Импульсная катодолюминесценция азидов тяжелых металлов / В.М. Лисицын, В.И. Олешко, В.П. Ципилев // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28. – В. 24. – С. 48–52.
13. Олешко В.И. Электрический пробой и взрывное разложение монокристаллов ТЭНа при облучении электронным пучком / В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, В.П. Ципилев // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38 – В. 9. – С. 37–43.
14. Корепанов В.И. Инициирование детонации ТЭНа мощным электронным пучком / В.М. Лисицын, В.И. Олешко, В.П. Ципилев // Письма ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – В. 16. – С. 23–28.
15. Таржанов В.И. Лазерное инициирование ТЭНа / А.Д. Зинченко, В.И. Сдобнов и др. // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т. 32. – В. 4. – С. 113–119.
16. Олешко В.И. Морфология разрушений в гетероструктурах InGaN/GaN под действием сильноточного электронного пучка / С.Г. Горина // Письма ЖТФ. – 2015. – Т. 41. – В. 15. – С. 75–82.
17. Олешко В.И. О природе свечения, возникающего при облучении ТЭНа электронным пучком / В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, В.П. Ципилев // Физика горения и взрыва. – 2007. – Т. 43. – В. 5. – С. 87–89.
18. Олешко В.И. Инициирование взрывного разложения азидов тяжелых металлов электрическим разрядом, индуцированным электронным пучком / G. Damatne, D. Malys, В.М. Лисицын // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35 – В. 20. – С. 55–61.
19. Олешко В.И. Механизм разрушения высокоомных материалов под действием мощных электронных пучков наносекундной длительности / В.Ф. Штанько // ФТТ. – 1987. – Т. 29. – В. 2. – С. 320–324.
20. Олешко В.И. Генерация сильных электрических полей в области пробега мощного электронного пучка в LiF / В.Ф. Штанько // ЖТФ. – 1986. – Т. 56. – В. 6. – С. 1235–1236.

21. Олешко В.И. Спектрально-временные параметры свечения электрических разрядов в ионных кристаллах при воздействии СЭП / Штанько В.Ф. // ЖТФ. – 1987. – Т. 57. – В. 9. – С. 1816–1818.
22. Соломонов В.И. Импульсная катодолюминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ / С. Г. Михайлов // Екатеринбург: УрО РАН. – 2003. – 182 с.
23. Лисицын В.М. Катодолюминесцентные импульсные источники света / В.Ф. Штанько, В.Ю. Яковлев // ЖТФ. – 1985. – Т.55. – В.6. – С.1187–1188.
24. Штанько В.Ф. Импульсная катодолюминесценция CdS и CdS<sub>0,83</sub>–Se<sub>0,17</sub>, выращенных кристаллизацией из газовой фазы / В.И. Олешко, А.В. Намм, В.М. Толмачев, Е.А. Терещенко // ЖПС. – 1991. – Т.55. – №5. – С.788–793.
25. Богданкевич О.В. Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком // КЭ. – 1994. – Т. 21. – № 12. – С. 1113–1136.
26. Уласюк В.Н. Квантоскопы. – М.: Радио и связь. – 1988. – 256 с.
27. Вайсбурд Д.И. Наносекундная релаксация проводимости и спектры люминесценции ионных кристаллов при сверхплотном возбуждении мощным пучком электронов / Б.Н. Семин, Э.Г. Таванов и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1974. – Т. 38. – № 6. – С. 1281–1284.
28. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. – М.: Наука, 1983. – 294 с.
29. Фок М.В. Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров. – М.: Наука. – 1964. – 284 с.
30. Леванюк А.П. Краевая люминесценция прямозонных полупроводников / В.В. Осипов // УФН. – 1981. – Т. 133. – В. 3. – С.427–477.
31. Нолле Э.Л. Экситоны в полупроводниковых кристаллах при больших уровнях возбуждения / Труды ФИАН. –1981. – Т. 128. – С. 3–102.
32. Чинков Е.П. Люминесценция автолокализованных экситонов во фториде кальция при импульсном облучении электронами / В.Ф. Штанько // ФТТ. – 1998. – Т. 40. – В. 7. – С. 1226–1227.

33. Штанько В.Ф. Время–разрешенная спектроскопия автолокализованных экситонов во фторидах щелочно–земельных металлов при импульсном облучении электронами / Е.П. Чинков // ФТТ. – 1998. – Т. 40. – В. 7. – С. 1228–1234.

34. Mott N.F. Transition to the Metallic State / Phil. Mag. – 1961. – V. 6. – No. 62. – P. 287–309.

35. Лысенко В.Г. Излучательная рекомбинация в условиях экранирования кулоновского взаимодействия в кристаллах CdS / В.И. Ревенко, В.Б. Тратас, В.Б. Тимофеев // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 20. – № 3. – С. 180–185.

36. Холстед Р.Е. Излучательная рекомбинация в области края полосы поглощения / Ред. М. Авен, Ж.С. Пренер // В сб. Физика и химия соединений А2В6. – М.: Наука. – 1970. – С. 296–333.

37. Савихин В.П. Спектры внутризонной люминесценции диэлектриков и полупроводников, возбуждаемых импульсными пучками электронов или электрическим полем / П.В. Васильченко // ФТТ. – 1997. – Т. 39. – № 4. – С. 613–617.

38. Вайсбурд Д.И. Два вида фундаментальной люминесценции ионизационно–пассивных электронов и дырок в оптических диэлектриках – внутризонная электронная и межзонная дырочная (теоретический расчет и сравнение с экспериментом.) / С.В. Харитонова // Изв. ВУЗов. Физика. – 1997. – № 11. – С. 13–41.

39. Вайсбурд Д.И. Прямое экспериментальное доказательство явления внутризонной радиолуминесценции диэлектриков / П.А. Пальянов, Б.Н. Семин // Докл. РАН. – 1993. – Т. 333. – № 12. – С. 452–456.

40. Шкатов В.Т. Фундаментальная люминесценция щелочно–галогидных кристаллов при наносекундном импульсном облучении электронным пучком большой плотности / Д.И. Вайсбурд, Л.А. Плом // ФТТ. – 1974. – Т. 16. – В. 12. – С. 3722–3724.

41. Вайсбурд Д.И. Одновременное наблюдение внутризонной электронной и межзонной дырочной радиолуминесценции на кристаллах CsI / П.А. Пальянов, В.Н. Семин, О.М. Шумский // Док. РАН. – 1994. – Т. 336. – С. 39–42.

42. Рябых С.М. Критерии возбуждения взрывного разложения азидов серебра импульсом излучения / В.С. Долганов // ФГВ. – 1992. – 28. – № 4. – С. 87–90.

43. Рябых С.М. Нетермическое инициирование взрыва азидов серебра и свинца импульсом быстрых электронов / В.С. Долганов // ФГВ. – 1993. – Т. 29. – №2. – С. 75–77.

44. Захаров Ю.А. Предвзрывные явления в азидовых тяжелых металлах / Э.Д. Алукер, Б.П. Адуев и др. // М.: ЦЭИ «Химмаш». – 2002. – 116 с.

45. Адуев Б.П. Спектры предвзрывного оптического поглощения азидов серебра / Э.Д. Алукер, А.Г. Кречетов, Ю.П. Сахарчук // Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24. – № 16. – С. 31–34.

46. Адуев Б.П. Предвзрывная проводимость азидов серебра / Э.Д. Алукер, Г.М. Белокуров, А.Г. Кречетов // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 62. – № 3. – С. 203–204.

47. Адуев Б.П. Предвзрывная люминесценция азидов серебра / Э.Д. Алукер, А.Г. Кречетов // Письма в ЖТФ. – 1996. – Т. 22. – № 16. – С. 24–27.

48. Швайко В.Н. Экспериментальный комплекс для исследования спектрально-кинетических и пространственно-динамических характеристик взрывного разложения энергетических материалов / А.Г. Кречетов, Б.П. Адуев и др. // ЖТФ. – 2005. – Т. 75. – В. 6. – С. 59–62.

49. Адуев Б.П. Взрывная люминесценция азидов серебра / Э.Д. Алукер, А.Г. Кречетов, И.В. Чубукин // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т. 66. – № 2. – С. 101–103.

50. Адуев Б.П. Спектр предвзрывной люминесценции азидов таллия / Э.Д. Алукер, А.Б. Гордиенко и др. // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25. – № 9. – С. 28–30.

51. Олешко В.И. О физической природе свечения и поглощения, сопровождающих взрывное разложение азидов тяжелых металлов / В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, В.П. Ципилев // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – № 22. – С. 17–22.

52. Корепанов В.И. Закономерности взрывного свечения азидов тяжелых металлов при импульсном инициировании лазерным и электронным пучками / В.М. Лисицын, В.И. Олешко, В.П. Ципилев // ФГВ. – 2004. – Т. 40. – № 5. – С.126–128.

53. Лисицын В.М. Образование периодической структуры разрушений в NaCl под действием мощного пучка наносекундной длительности / В.И. Олешко, В.Ф. Штанько // Письма в ЖТФ. – 1985. – Т. 11. – № 24. – С. 1478–1481.
54. Олешко В.И. Физическая модель инициирования АТМ электронным пучком // Материалы VI Всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» Томск: Изд. ТГУ. – 2008. – С. 159–160.
55. Басов Н.Г. Стримерные лазеры на твердом теле / А.Г. Молчанов, А.С. Насибов и др. // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70. – В. 5. – С. 1751–1761.
56. Олешко В.И. Инициирование взрыва фуразанотетразиндиоксида сильноточным электронным пучком / В.Е. Зарко, В.В. Лысык, В.П. Ципилев, П.И. Калмыков // Письма в ЖТФ. – 2015. – Т. 41. – В. 11. – С. 10–15.
57. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника / М.: Наука. – 2005. – 704 с.
58. Creedon J.M. Relativistic Brillouin flow in the high  $v/\gamma$  diode / Journal of Applied Physics. – 1975. – No. 46. – P. 2946–2955.
59. Martin P.N. Critical Current Operation of the Optimized Self-Magnetic-Pinch Radiographic Diode / J.R. Threadgold, S. Vickers // IEEE Transactions on plasma science. – 2013. – Vol. 41. – No. 9. – P. 2510–2515.
60. Горбулин Ю.М. Фокусировка электронного пучка в сильноточном диоде / Д.М. Злотников, Ю.Г. Калинин и др. // Физика плазмы. – 1984. – Т. 10. – В. 2. – С. 282–287.
61. Брейзман Б.Н. К теории фокусировки релятивистского электронного пучка в диоде / Д.Д. Рютов // ДАН СССР. – 1975. – Т. 225. – № 6. – С. 1303–1311.
62. Никсонов В.И. Генерация и фокусировка сильноточного электронного пучка в низкоимпедансном диоде / Ю.Л. Сидоров, В.П. Смирнов // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 19. – С. 516–520.
63. Gordeev A.V. Production and focusing of high-current beams of relativistic electrons up to high densities / V.D. Korolev, Y.L. Sidorov, V.P. Smirnov // NY. Acad. Sci. – 1975. – Vol. 251. – P. 668–678.

64. Goldstein S.A. Anode plasma and focusing in REB diodes / D.W. Swain, G.R. Hadley, L.P. Mix // 1-st Intern. Topic Conf. High Power Electron Beam Res. and Technol. Albuquerque. – 1975. – Vol. 1. – P. 262–283.

65. Jonas G. Electron Beam Focusing Using Current-Carrying Plasmas in High  $v/\gamma$  Diodes / K.R. Prestwich, J.W. Poukey, J.R. Freeman // Phys. Rev. Lett. – 1973. – Vol. 30 – No. 5. – P. 164–167.

66. Jonas G. Electron Beam Focusing and Application to Pulsed Fusion / J.W. Poukey, K.R. Prestwich et al. // Nucl. Fusion. – 1974. – Vol. 14. – No. 5. – P. 731–740.

67. Spense P. REB Focusing in high aspect ratio diodes / K. Triebes, R. Gennario, D. PeUinen // Ibid. – P. 346-363.

68. Blaugrund A.E. Processes governing pinch formation in diodes / G. Cooperstein, S.A. Goldstein // Proc. 1-st Intern. Topic. Conf. High Power Electron Beam Res. and Techn. – 1975. – Vol. 1. – P. 233–246.

69. Gorbulin Y.M. Study of intense relativistic electron beam self-focusing dynamics / E.M. Gordeev, D.M. Zlotnikov et al. // Plasma Phys. and Control. Fusion. – 1985. – Vol. 27. – No. 1. – P. 47–53.

70. Cooperstein G. Theoretical modeling and experimental characterization of a rod-pinch diode / J.R. Boller, R.J. Comisso // Physics of plasmas. – 2001. – Vol. 8. – No. 10. – P. 4618–4636.

71. Afonin I.P. High power beam focusing in a diode and target irradiation at ANGARA-1 accelerator / M.V. Babykin, B.V. Baev et al. // Proc. 7-th Symp. Eng. Probl. Fusion Res., KнохviUe. – 1977. – Vol. 1. – P. 269–272.

72. Куксов П.В. Динамика филаментации тока диода сильноточного генератора РЭП/ С.Д. Фанченко / Письма в ЖТФ. – 1986. – Т. 12. – В. 24. – С. 1493–1497.

73. Cooperstein G. Generation and focusing of intense light ion beams from pinched-electron beam diodes / S.A. Goldstein; D. Mosher et al. // 3rd International Topical Conference on High-Power Electron and Ion Beam Research & Technology. – 1979. – Vol. 2. – P. 567–575.

74. Edward P.L. Filamentation of a heavy-ion beam in a reactor vessel / Yu. Simon, H.L. Buchanan et al. // The Physics of Fluids. – 1980. – Vol. 23. – P. 2095–2110.

75. Biao Hao. Kinetic theory on the current-filamentation instability in collisional plasmas / Z.-M. Sheng, J. Zhang // *Physics of Plasmas*. – 2008. – Vol. 15. – 082112.
76. Никулин В.Я. О филаментах в пинчевых разрядах / С.А. Старцев, С.П. Цыбенко // *Инновационная наука*. – 2015. – № 2. – С. 14–18.
77. Бацанов С.С. Использование сильноточных РЭП для осуществления структурных и химических превращений / Б.А. Демидов, Л.И. Рудаков // *Письма в ЖЭТФ* – 1979. – Т. 30. – В. 9. – с. 611–613.
78. Чистяков С.А. Исследование формирования упругопластических волн в металлической мишени при воздействии потоков заряженных частиц / С.В. Халиков, А.П. Яловец // *ЖТФ*. – 1993. – Т. 63. – В. 1. – С. 31–40.
79. Демидов Б.А. Получение высоких давлений и метастабильных состояний в конденсированных средах на основе использования сильноточного релятивистского электронного пучка // *Физика плазмы*. – 2003. – Т. 29. – В. 7. – С. 670–678.
80. Демидов Б.А. Экспериментальное определение откольной прочности полимерных материалов / Е.Д. Казаков, А.А. Курило // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез*. – 2017. – Т. 40. – В. 2. – С. 73–77.
81. Канель Г.И. Сопротивление металлов откольному разрушению // *ПМТФ*. – 2001. – Т. 42 – В. 2. – С. 194–198.
82. Ковальчук Б.М. Сильноточный наносекундный ускоритель для исследования быстропротекающих процессов / Г.А. Месяц, Б.Н. Семин // *Приборы и техника эксперимента*. – 1981. – Т. 4. – С. 15–22.
83. Демидов Б.А. Возбуждение ударных волн в толстых мишенях сильноточным РЭП / М.В. Ивкин, В.А. Петров и др. // *ЖТФ*. – 1980. – Т.50. – В.10. – С. 2205–2208.
84. Бонюшюн Е.К. Особенности откольного разрушения конструкционных материалов в режиме быстрого разогрева и при взрывном нагружении / Жуков И.В., Зазада Н.И. и др. // *ВАНиТ*. – 1988. – Т. 1. – С. 53–61.



85. Васильев В.Ю. Образование аморфной структуры в сплавах на основе железа при обработке сильноточным пучком электронов / Б.А. Демидов, Т.Г. Кузьменко и др. // Доклады АН СССР. – 1982. – № 3. – С.605–608.
86. Raboisson G. ASTERIX, a high intensity X-ray generator / P. Eyl, M. Roche et al. // 7th Pulsed Power Conference. – 1989. – P. 567–570.
87. Etchessahar B. Experimental study of self-magnetic pinch diode as flash radiography source at 4 megavolt / R. Maisonnay, M. Toury et al. // Physics of plasmas. – 2013. – Vol. 20. – 103117. – 7 p.
88. Bennett N. The impact of plasma dynamics on the self-magnetic-pinch diode impedance / D.R. Welch, T.J. Webb et al. // Physics of plasmas. – 2015. – Vol. 22. – 033113. – 10 p.
89. Anishchenko S.V. Cumulation of High-current Electron Beams Theory and Experiment / V. Baryshevsky, A. Gurinovich // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2017. – Vol. 45. – No. 10. – P. 2739–2743.
90. Anishchenko S. Cumulation of High-Current Electron Beams: Theory and Experiment / V. Baryshevsky, A. Gurinovich // Physics.acc-ph. – 2015. – 5 p.
91. Anishchenko S.V. Electrostatic cumulation of high-current electron beams for terahertz sources / V.G. Baryshevsky, A.A. Gurinovich // Physical review accelerators and beams. – 2019. – Vol. 22. – 043403. – 7 p.
92. Baryshnikov V.I. Collective acceleration of ions in picosecond pinched electron beams / V.L. Paperny, I.V. Shipayev // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2017. – Vol. 50. – 425206. – 5 p.
93. Baryshnikov V.I. Collective “overacceleration” of electrons in a pinched picosecond electron beam / V. L. Paperny // Physics of Plasmas. – 2018. – Vol. 25. – 083106. – 5 p.
94. Witke Th. Investigation of plasma produced by laser and electron pulse ablation / A. Lenk, B. Schultrich, C. Schultheiss // Surface and Coatings Technology. – 1995. – Vol. 75 – P. 580 – 585.

95. Gilgenbach R. M. Science and Applications of Energy Beam Ablation / S. D. Kovaleski, J. S. Lash, L. K. Ang, and Y. Y. Lau // IEEE Transactions on plasma science. – 1999. – Vol. 27. – No. 1. – P. 150 – 158.
96. Kovaleski S. D. Electron beam ablation versus laser ablation: plasma plume diagnostic studies / R.M. Gilgenbach, L.K. Ang, Y.Y. Lau, J.S. Lash // Applied Surface Science. – 1998. – Vol. 129. – P. 947 – 952.
97. Kovaleski S. D. Electron beam ablation of materials / R. M. Gilgenbach, L. K. Ang, and Y. Y. Lau // Journal of applied physics. – 1999. – Vol. 86. – No. 12. – P. 7129–7138.
98. Muller G. Deposition means of pulsed electron beam ablation / C. Schultheiss // 10<sup>th</sup> International Conference on High-Power Particle Beams. – 1994. – Vol. 2. – P. 833–836.
99. Witke T. Investigation of plasma produced by electron beam ablation / A. Lenk, B. Schultrich // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1996. – Vol. 24. – P. 61–62.
100. Сериков Л.В. Способ дозиметрии ионизирующего излучения / Т.А. Юрмазова, Л.Н. Шиян // АС № 1544030, 1989
101. Бабичев А.П. Физические величины / Н.А. Бабушкина // Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – Энергоатомиздат – 1991. – 1232 с.
102. Jagtap S. A review on the progress of ZnSe as inorganic scintillator / P. Chopade, S. Tadepalli, A. Bhalerao, S. Gosavi // Opto-Electronics Review. – 2019. – V. 27. – P. 90–103.
103. Олешко В.И. Импульсная катодо- и рентгенолюминесценция чистых и легированных кристаллов селенида цинка / В.Ф. Тарасенко, М.В. Ерофеев, С.С. Вильчинская // Известия высших учебных заведений. – 2020. – Т. 63. – №. 2. – С. 117–122.
104. Олешко В.И. Особенности спектров люминесценции ZnSe·O с привлечением теории антипересекающихся зон / С.С. Вильчинская, Н.К. Морозова // Физика и техника полупроводников. – 2021. – Т. 55. – В. 5. – С. 403–409.

105. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков // Успехи физических наук. - 2004. - Т. 174, вып. 9. - С. 953-971.

106. Бабич Л.П. Анализ нового механизма убегания электронов и рекордных токов убегających электронов, достигнутых в разрядах в плотных газах // УФН. - 2005. - Т. 175, № 10. - С. 1069-1091.

107. Ашурбеков Н.А. Исследование процессов формирования периодической плазменной структуры в поперечном наносекундном разряде с щелевым катодом / К.О. Иминов, В.С. Кобзева, О.В. Кобзев // Теплофизика высоких температур. - 2012. - Т. 50. - № 2. - С. 172-178.

108. Ашурбеков Н.А. Формирование высокоэнергетических электронов в поперечном наносекундном разряде со щелевым катодом при средних давлениях рабочего газа / К.О. Иминов, О.В. Кобзев и др. // ЖТФ. - 2010. - Т. 80. - В. 8. - С. 63-70.

109. Ашурбеков Н.А. Периодические плазменные структуры в наносекундном разряде с щелевым катодом / К.О. Иминов, В.С. Кобзева, О.В. Кобзев // Письма в ЖТФ. - 2010. Т. 36. - В. 16. - С. 62-69.

110. Сорокин А.Р. Сильноточный электронный пучок в разряде с полым катодом и рабочим давлением до 100 Тор / Письма в ЖТФ. - 2007. - Т. 33. - В. 9. - С. 70-78.

111. Сорокин А.Р. Широкоапертурный сильноточный электронный пучок в разряде с катодной плазмой и повышенным давлением / ЖТФ. - 2009. - Т. 79. В. 3. - С. 46-53.

112. Тарасенко В.Ф. О формировании рентгеновского излучения с высокой частотой следования импульсов при объемном наносекундном разряде в открытом газовом диоде / С.К. Любутин, Б.Г. Словиковский и др. // ЖТФ. - 2005. - Т. 75. - В. 11. - С. 69-74.

113. Тарасенко В.Ф. Источник рентгеновского излучения из открытого газового диода при формировании сверхкороткого лавинного электронного пучка / С.К.

Любутин, Б.Г. Словиковский и др. // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31. – В. 14. – С. 88–94.

114. Малов А.Н. Исследование спектральных характеристик излучения теплового следа оптического пульсирующего разряда в сверхзвуковом потоке воздуха / А.М.Оришич, Я.С.Терентьева // Квантовая электроника. – 2015. – В. 45. – №. 10. – С. 973–978.

115. Тарасенко В.Ф. Эффективные режимы генерации пучков убегающих электронов в гелии, водороде и азоте / Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко и др. // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36. – В. 8. – С. 60–67.

116. Tarasenko V.F. Supershort avalanche electron beams in discharges in air and other gases at high pressure / E.Kh. Baksht, A.G. Burachenko et al. // IEEE Transaction Plasma Science. – 2009. – Vol. 37 – No. 6. – P. 832–838.

117. Тарасенко В.Ф. Диффузные разряды в неоднородном электрическом поле при повышенных давлениях, инициируемые убегающими электронами / Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко и др. // ЖТФ. – 2010. – Т. 80. – № 2. – С. 51–59.

118. Tarasenko V.F. Generation of supershort avalanche electron beams and formation of diffuse discharges in different gases at high pressure / E.K. Baksht, A.G. Burachenko et al // Plasma Devices and Operation. – 2008. – Vol. 16 – No. 4. – P. 267–298.

119. Тарасенко В. Ф. О механизме генерации сверхкоротких лавинных электронных пучков при наносекундном разряде в газах повышенного давления. // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22. – № 11. – С. 1077–1081.

120. Тарасенко В.Ф. О формировании объемных наносекундных разрядов, субнаносекундных пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения в газах повышенного давления / Костыря И.Д. // Известия вузов. Физика. – 2005. – Т. 48. – № 12. – С. 40–51.

121. Нгуен В.В. Влияние геометрических параметров вакуумного диода на самофокусировку сильноточного электронного пучка / В. И. Олешко // Перспективы развития фундаментальных наук сборник научных трудов XVIII

Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – г. Томск – 2021. – Т. 7. – С. 247–249.

122. Tarasenko V.F. Nanosecond discharge in air at atmospheric pressure as an x-ray source with high pulse repetition rates // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 8 – No. 20. – P. 081501.

123. Тренькин А.А. Микроструктура областей воздействия искрового разряда на поверхность плоского медного электрода в воздухе в промежутке «острие–плоскость» / В.И. Карелин, Ю.М. Шибитов, О.М. Блинова, И.С. Ясников // *Журнал технической физики.* – 2017. – Т. 87. – В. 9. – С. 1411–1415.

124. Карелин В.И. Морфология отпечатков токовых каналов искрового разряда в воздухе в промежутке «острие–плоскость» / А.А. Тренькин, Ю.М. Шибитов, О.М. Блинова, И.С. Ясников // *Журнал технической физики.* – 2016. – Т. 86. – В. 10. – С. 54–57.

125. Тренькин А.А. Динамика начальной фазы искрового и диффузного разрядов в воздухе в промежутке острие–плоскость при различных параметрах острейного электрода / К.И. Алмазова, А.Н. Белоногов, В.В. Боровков, Е.В. Горелов, И.В. Морозов, С.Ю. Харитонов // *Журнал технической физики.* – 2019. – Т. 89. – В. 4. – С.512-517.

126. Олешко В.И. Филаментация и самофокусировка электронных пучков в вакуумных и газовых диодах/ В.Ф. Тарасенко, А.Г. Бураченко, V.V. Nguyen // *Письма в ЖТФ.* – 2019. – Т. 45. – В. 7. – С. 3–7.

127. Олешко В.И. Исследование параметров самософокусированного электронного пучка, выведенного за анод вакуумного диода / V.V. Nguyen // *Письма в ЖТФ.* – 2022. – Т. 48. – В. 4. – С. 3–6.

128. Алмазова К.И. Микроструктура искрового разряда в воздухе в промежутке острие–плоскость / А.Н. Белоногов, В.В. Боровков, Е.В. Горелов, И.В. Морозов, А.А. Тренькин, С.Ю. Харитонов // *Журнал технической физики.* – 2018. – Т. 88. – В. 6. – С.827–831.

129. Белоплатов Д.В. Стримеры при субнаносекундном пробое аргона и азота в неоднородном электрическом поле при обеих полярностях / М.И. Ломаев, Д.А.

Сорокин, В.Ф. Тарасенко // Журнал технической физики. – 2018. – Т. 88. – В. 6. – С. 819–826.

130. Акишин А.И. Космическое материаловедение // Методическое и учебное пособие. – М: НИИЯФ МГУ. – 2007. – 209 с.

131. Олешко В.И. О природе свечения полиметилметакрилата при возбуждении пучком электронов субнаносекундной и наносекундной длительностей / Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, В.Ф. Тарасенко // Журнал технической физики. – 2017. – Т. 87. – В. 2 – С. 111–116.

132. Павленко В.И. Воздействие высокоэнергетических пучков быстрых электронов на полимерные радиационно-защитные композиты / Р.Н. Ястребинский, О.Д. Едаменко, Д.Г. Тарасов // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. – 2010. – № 1. – с. 129–134.

133. Демидов Б.А. Динамика объемного разрушения прозрачных диэлектрических полимерных материалов при импульсном воздействии сильнофокусированного электронного пучка / В.П. Ефремов, В.А. Петров, А.Н. Мещеряков. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2009. – № 9. – с. 18–23.

134. Beinhorn F. Micro-lens arrays generated by UV laser irradiation of doped PMMA / J. Ihlemann, K. Luther, J. Troe // J. Appl. Phys. A. – 1999. – N. 68. – P.709–713.

135. Himmelbauer M. UV-laser-induced surface topology changes in polyimide / E. Arenholz, D. Bauerle, K. Schilcher // J. Appl. Phys. A. – 1996. – N. 63. – P.337–339.

136. Gu J. Micro-humps formed in excimer laser ablation of polyimide using mask projection system / E. Tay, P.K. Lim, P. Lim // J. Appl. Phys. A. – 2002. – N. 74. – P.487–491.

137. Esther R. Effect of Molecular Weight on the Morphological Modifications Induced by UV Laser Ablation of Doped Polymers / B. Giannis, O. Mohamed, G. Savas, and C. Marta // J. Phys. Chem. B. – 2006. – N. 110. – P. 16452–16458.

138. Малышев А.Ю. Модель лазерного свеллинга полимеров при воздействии наносекундных импульсов / Н.М. Битюрин // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – № 9. – С.825–830.

139. Битюрин Н.М. Формирование наноструктур на поверхности и в объеме твердых тел с помощью лазерного излучения // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – № 11 – С. 955–965.

140. Анисимов С.И. Физика высоких плотностей энергии и лазерные технологии / В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов, К. П. Мигдал, Ю. В. Петров, В. А. Хохлов // ЖЭТФ. – 2019. – Т. 156. – в. 4. – с. 806–836.

141. Oleshko V.I. Morphology of destruction of solids when exposed to a high-current electron beam in the modes of filamentation and self-focusing / V.F. Tarasenko, A.N. Yakovlev, V.V. Nguyen // Book Series: 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effect (EFRE). – 2020. – P. 906–910.

142. Oleshko V.I. Explosive Effervescence and Ablation of Polymethyl Methacrylate Under Irradiation with a Self-Focusing High-Current Electron Beam / V.F. Tarasenko, A.N. Yakovlev, V.V. Nguyen // Russian Physics Journal. – 2023. – V. 66. – No. 2. – P. 219–224.

143. Захаров Л.А. Исследование импульсной лазерной абляции органических полимеров в ИК диапазоне длин волн на примере полиметилметакрилата / Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.14 // Ин-т теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН., Новосибирск. – 2010. – 22 с.

144. Локтионов Е.Ю. Экспериментальное исследование оптико-газодинамических процессов абляции полимерных материалов ультракороткими лазерными импульсами / А.В. Овчинников, Ю.Ю. Протасов, Д.С. Ситников. // Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н.Лебедева Российской Академии Наук. – 2010. – № 3. – С. 31–34.

145. Гракович П.Н. Лазерная абляция политетрафторэтилена / Л.Ф. Иванов, Л.А. Калинин, И.Л. Рябченко, Е.М. Толстопятов, А.М. Красовский. // Рос. хим. ж. (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева). – 2008. – Т. LI. – № 3. – с. 97–105.

146. Ионин А.А. Абляция поверхности материалов под действием ультракоротких лазерных импульсов / С.И. Кудряшов, А.А. Самохин // УФН. – 2017. – № 187. – с. 159–172.

147. Локтионов Е.Ю. Исследование оптико-теплофизических и газодинамических характеристик фемтосекундной лазерной абляции конструкционных материалов полимерного ряда / А.В. Овчинников, Ю.Ю. Протасов, Д.С. Ситников. // Теплофизика высоких температур. – 2010. – Т.48. – № 5. – С. 766–778.

148. Гололобова О.А. Образование наноструктур оксида цинка при лазерной абляции цинка в водных растворах ПАВ / О.А.Гололобова // В мире научных открытий. – 2010. – Т 6.1 – №. 12. – С.245–247.

149. Ионин А.А. Динамика откольной абляции поверхности GaAs под действием фемтосекундных лазерных импульсов / С.И. Кудряшов, Л.В. Селезнев, Д.В. Сеницын // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2011. – Т. 94. – № 10. - С. 816–822.

150. Карпухин В.Т. Особенности синтеза наноструктур ZnO методом лазерной абляции цинка в водных растворах поверхностно-активных веществ / М.М. Маликов, Т.И. Бородина, Г.Е. Вальяно, О.А. Гололобова // Теплофизика высоких температур. – 2012. – Т. 50. – № 3. – С.392–400.

151. Бойко В.И. Модификация металлических материалов импульсными мощными пучками частиц / А.Н. Валяев, А.Д. Погребняк // Успехи физических наук. – 1999. – Т. 169. – №. 11. – С. 1243–1271.



## Приложение 1

Таблица 1 – Физические параметры исследуемых веществ

Материалы	Массовая плотность (г/см <sup>3</sup> )	Температура сублимации $t_{\text{субл}}$ (°C)	Удельная теплота парообразования $\Delta H_{\text{кип}}, \Delta H_{\text{субл}}$ (кДж/моль)	Удельная теплота парообразования $\Delta H_{\text{кип}}, \Delta H_{\text{субл}} \cdot 10^3$ (кДж/кг)	$\omega$ (Дж/см <sup>3</sup> ) $\cdot 10^4$
Алюминий	2,69	2520	293	10,85	2,92
Медь	8,96	2543	302	4,72	4,23
Латунь	8,50	-	410		
Цинк	7,13	906,2	115,3	1,77	1,26
Свинец	11,34	1745	178	0,86	0,98
Вольфрам	19,35	5680	770	4,2	8,1
ZnSe	5,42	-	164,4	1,14	0,62

Поверхностная плотность потока энергии  $P$  [Вт/см<sup>2</sup>] электронного пучка при энергии электронов 100 кэВ и длительности импульса тока 10 нс

	$E$ (МэВ)	$\rho$ (г/см <sup>3</sup> )	$R_e$ (см)	$\omega$ (Дж/см <sup>3</sup> ) $\cdot 10^4$	$H$ (Дж/см <sup>2</sup> )	$P$ (Вт/см <sup>2</sup> ) $\cdot 10^8$
Алюминий	0.1	2.7	0.0043	2.92	126.5	126.5
Медь	0.1	8.96	0.0013	4.23	55.2	55.2
Латунь	0.1	8.5	0.0014	-	-	-
Цинк	0.1	7.13	0.0016	1.26	20.7	20.7
Свинец	0.1	11.34	0.001	0.98	10.1	10.1
Вольфрам	0.1	19.35	0.0006	8.1	49.0	49.0
ZnSe	0.1	5.42	0.0022	0.62	13.4	13.4