

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт общей физики им. А.М. Прохорова**

На правах рукописи

Брендель Вадим Михайлович

**СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ ФОТОКАТОДОВ И
СВЕРХСВЕТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА
ИХ ОСНОВЕ**

01.04.21 - лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

**Научный руководитель
д.ф.-м.н. Гарнов Сергей Владимирович**

Москва, 2014 г.

Оглавление

ОГЛАВЛЕНИЕ.....	2
ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ.....	4
ВВЕДЕНИЕ.....	5
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ.....	11
КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.....	13
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	22
1.1 ФОТОЭМИССИЯ.....	22
1.2 ТЕОРИЯ ФАУЛERA.....	23
1.3 ТРЕХСТАДИЙНАЯ МОДЕЛЬ ФОТОЭМИССИИ.....	24
1.4 ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ФОТОКАТОДОВ.....	29
1.5 ФОТОКАТОДЫ УФ И ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА.....	32
1.6 ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ НАПЫЛЕНИЕ (PLD).....	35
1.7 ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ PLD.....	38
1.8 НАНЕСЕНИЕ ПОКРЫТИЙ В ВАКУУМЕ.....	39
<i>Формирование слоя Кнудсена.....</i>	<i>39</i>
<i>Формирование тонких пленок.....</i>	<i>40</i>
1.9 PLD РОСТ ПЛЕНКИ.....	42
1.10 СТРУКТУРА ПЛЕНКИ.....	43
<i>Зона 1.....</i>	<i>43</i>
<i>Зона T.....</i>	<i>44</i>
<i>Зона 2.....</i>	<i>44</i>
<i>Зона 3.....</i>	<i>44</i>
1.11 ДЕФЕКТЫ ПЛЕНОК ПРИ PLD РОСТЕ.....	44
1.12 СВЕРХСВЕТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ (СШП ЭМИ).....	45
ГЛАВА 2. КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОТОКАТОДОВ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ГАЛОГЕНИДОВ МЕТАЛЛОВ.....	52
2.1 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ МЕТОДОМ PLD.....	52
2.2 СТЕНД ИЗМЕРЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОКАТОДОВ.....	56

2.3 КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗГОТОВЛЕННЫХ ФОТОКАТОДОВ	59
2.4 ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОКАТОДОВ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК CuI	60
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ И МОРФОЛОГИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК CSI, CSBR, GAAS НАНЕСЕННЫХ МЕТОДОМ PLD	64
3.1 МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ МЕТОДОМ PLD	64
3.2 ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ ПЛЕНОК	66
3.3 АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ	68
ГЛАВА 4. ГЕНЕРАТОР СШП ЭМИ НА ОСНОВЕ СОЗДАННЫХ ФОТОКАТОДОВ.....	72
4.1 РАСЧЕТ ГЕОМЕТРИИ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ФОТОКАТОДА	72
4.1.1 <i>Определение максимального диаметра фотокатода</i>	72
4.1.2 <i>Определение фокусного расстояния</i>	73
4.1.3 <i>Определение межэлектродного расстояния</i>	75
4.2 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛОСКОГО СВЕРХСВЕТОВОГО ГЕНЕРАТОРА В КОДЕ «КАРАТ»	77
4.3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО СВЕРХСВЕТОВОГО ГЕНЕРАТОРА В КОДЕ «КАРАТ»	80
4.4 РАЗРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ	82
4.5 СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ	86
4.6 ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПИКОСЕКУНДНЫМ ИНИЦИИРОВАНИЕМ.....	87
4.6.1 <i>Амплитудно-временные зависимости</i>	88
4.6.2 <i>Пространственное распределение</i>	91
4.6.3 <i>Зависимость амплитуды СШП ЭМИ от приложенного напряжения и энергии лазерного импульса</i>	92
4.7 ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ИНИЦИИРОВАНИЕМ	93
4.7.1 <i>Амплитудно-временные зависимости</i>	94
4.7.2 <i>Пространственное распределение</i>	95
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	97
ВЫВОДЫ.....	98
БЛАГОДАРНОСТИ.....	100

Принятые обозначения

QY	- квантовый выход (%);
SY	- чувствительность (А/Вт)
c	- скорость света в вакууме (м/с);
m_e	- масса электрона (кг);
e	- заряд электрона (Кл);
V	- скорость (м/с);
ν	- частота (Гц);
χ	- работа выхода (эВ);
j_{ε}	- плотность тока эмиссии (А/м ²);
j_{ϕ}	- плотность тока фотоэмиссии (А/м ²);
R	- коэффициент отражения от поверхности (б. р.);
i	- ток электронов (А);
N_e	- количество эмитированных электронов (шт.);
$N_{h\nu}$	- количество фотонов (шт.);
L	- длина (м);
T	- время (с);
ω_{Le}	- ленгмюровская частота (Гц);
n_e	- концентрация электронов (см ⁻³);
E	- амплитуда напряженности электрического поля (В/м);
H	- амплитуда напряженности магнитного поля (А/м);
S	- площадь (м ²);
q	- заряд (Кл);
W	- энергия (Дж);
T	- температура (К);
I	- интенсивность (Вт/м ²);
θ	- угол расходимости (град);
U	- напряжение (В);
Δf	- ширина спектра сигнала (Гц);
ε_0	- электрическая постоянная (м ⁻³ кг ⁻¹ с ⁴ А ²);
ε	- диэлектрическая проницаемость (Ф/м).

Введение

В настоящее время актуальна задача разработки мощных генераторов импульсного СВЧ излучения для целей радиолокации, передачи данных и специальных применений. Особый интерес при этом представляют т.н. сверхсветовые генераторы сверхширокополосных электромагнитных импульсов (СШП ЭМИ), в которых волна электронного тока, бегущая с фазовой скоростью, большей скорости света формирует черенковский источник электромагнитного излучения. Пиковая мощность излучения генерируемого в таких генераторах пропорциональна ускоряющему напряжению, площади поверхности источника, плотности электронного тока. Отличительной особенностью сверхсветовых генераторов является возможность использования в них излучающих поверхностей со сложной геометрией, которые позволяют совместить в одном устройстве излучатель и систему формирования фронта электромагнитной волны в дальней зоне.

Разработке и созданию сверхсветового генератора СШП ЭМИ с прямым лазерным инициированием бегущей электронной волны посвящена значительная часть данной диссертации. В работе проведены исследования по созданию эффективных электронных эмиттеров на основе УФ фотокатодов. Создан генератор СШП ЭМИ на базе изготовленного широкоапертурного CuI фотокатода. Проведено численное моделирование генерации электромагнитного импульса в таком генераторе. Продемонстрирована работоспособность экспериментального образца генератора, проведены исследования параметров выходного излучения.

Особое внимание в работе уделено созданию и исследованию фотокатодов как эффективных источников сверхсветовой волны электронного тока.

Твердые фотокатоды можно разделить на группы по методу приготовления, химическому составу и химической активности по отношению к окружающей среде. К первой группе относятся фотокатоды, приготавливаемые методом вакуумного испарения: это фотокатоды на основе соединений галогенидов: CsI , NaI , CsBr , CuI . Они чувствительны в УФ-области и могут быть относительно стабильны в окружающем воздухе, что существенно упрощает процедуру сборки конечного устройства.

Другую группу составляют фотокатоды для видимой и ближней УФ-области, приготавливаемые методом активации парами щелочных металлов: это сурьмяно-цезиевый (Cs-Sb), бищелочной (Cs-K-Sb) и теллур-цезиевый (Cs-Te) фотокатоды. Из-за высокой химической активности эти фотокатоды не могут контактировать с воздухом.

Важной количественной характеристикой фотоэффекта является квантовый выход QY — число эмитированных электронов в расчёте на один фотон, падающий на поверхность тела. Величина QY определяется свойствами вещества, состоянием его поверхности и энергией фотонов. Работы по изучению фотоэмиссионных свойств различных материалов ведутся научными группами по всему миру на протяжении многих лет, результаты работы нашли широкое практическое применение в электровакуумных приборах различного назначения, ядерной физике, фотодетекторах.

В данной работе исследуются фотокатоды CsI, CsBr, GaAs, CuI изготовленные методом импульсного лазерного напыления (ИЛН, или в английской литературе - PLD), способные выдерживать контакт с воздухом атмосферы. Были проведены исследования стехиометрии и морфологии пленок CsI, CsBr, GaAs выращенных методом импульсного лазерного напыления. Измерена квантовая эффективность фотоэмиссионных покрытий CsI, CsBr, сохраняющих исходный состав мишени при PLD росте. Пленки GaAs не сохраняют состав исходной мишени, проведен анализ причин этого. Методом газофазного и жидкостного осаждения на воздухе изготовлены фотокатоды CuI, измерена их квантовая эффективность в УФ области спектра. Осаждением паров йода изготовлены образцы широкоапертурных (200мм) CuI фотокатодов параболической формы. Данные фотокатоды использованы в качестве фотоэмитеров в созданном сверхсветовом генераторе электромагнитного излучения.

Цель работы

Создание и исследование эффективных эмиттеров электронов на основе фотоэмиссионных покрытий, чувствительных в УФ области спектра. Исследование параметров излучения сверхсветового генератора электромагнитных импульсов на основе созданных широкоапертурных УФ фотокатодов параболической формы.

Для достижения поставленной цели в ходе работы решены следующие **основные задачи**:

1. Создана установка для нанесения покрытий методом лазерного импульсного напыления с капельным переносом материала мишени. Изготовлены образцы фотокатодов на основе пленок CsI, CsBr, GaAs. Методами газофазного и жидкостного осаждения йода изготовлены образцы широкоапертурных фотокатодов CuI-фотокатодов.
2. Проведены рентгеноструктурные и морфологические исследования нанесенных покрытий CsI, CsBr, GaAs. Измерена квантовая эффективность полученных фотоэмиссионных покрытий.

3. Проведен расчет геометрии параболического сверхсветового генератора СШП ЭМИ. Проведено численное моделирование генерации ЭМИ в РiС коде «Карат».
4. Создан экспериментальный стенд и проведены эксперименты по исследованию процессов генерации СШП ЭМИ в сверхсветовых источниках, возбуждаемых УФ пикосекундными и фемтосекундными лазерными импульсами.

Научная новизна работы

1. Разработана методика импульсного лазерного напыления фотоэмиссионных покрытий капельным переносом материала мишени. Методами рентгеновской дифрактометрии и атомно-силовой микроскопии продемонстрировано, что покрытия соединений CsI и CsBr, выращенные данным методом, имеют поликристаллическую структуру (с характерным размером зерен $<1\text{ мкм}$) и сохраняют состав исходного материала аблируемой мишени.
2. С помощью разработанной методики импульсного лазерного напыления созданы фотоэмиттеры электронов УФ спектрального диапазона с фотоэмиссионными покрытиями на основе соединений CsI и CsBr. Измерена квантовая эффективность фотоэмиссионных покрытий: 1% для CsI, 0.3% для CsBr на длине волны 193нм, что сопоставимо со значениями для аналогичных фотокатодов, изготовляемых методом термического испарения.
3. Создан сверхсветовой генератор СШП ЭМИ с широкоапертурными (диаметром 20см) фотокатодами параболической формы, изготовленными методом газового и жидкостного осаждения йода на медную подложку. При инициации генератора сверхкороткими УФ лазерными импульсами получена генерация электромагнитных импульсов с фронтом нарастания менее 60пс и шириной спектра более 3ГГц.
4. В численных экспериментах, проведенных с помощью РiС кода «Карат», промоделирован процесс генерации сверхширокополосного электромагнитного излучения в сверхсветовом генераторе с расчетными параметрами согласующимися с наблюдаемыми в экспериментах.

Практическая ценность работы

Создание и исследование фотокатодов на основе фотоэмиссионных покрытий сложного стехиометрического состава, изготовленных методом импульсного лазерного напыления раскрывает новые перспективы в изготовлении фотоэлектронных устройств. Усовершенствование методики ИЛН позволит изготавливать эффективные фотокатоды со сложной стехиометрией и высоким качеством получаемых фотоэмиссионных покрытий.

Предложенный способ изготовления фотокатодов перспективен для масштабирования и создания крупногабаритных фотокатодов, устойчивых к воздействию окружающей среды, которые уже находят широкое практическое применение. Так, созданный в работе широкоапертурный УФ фотокатод был использован в сверхсветовом генераторе сверхширокополосных электромагнитных импульсов. Такой генератор представляет практический интерес для радиолокации, беспроводной связи, средств геологоразведки, систем безопасности.

Положения, выносимые на защиту

1. Фотокатоды на основе пленок CsI, CsBr, нанесенные методом импульсного лазерного напыления с капельным переносом материала мишени, сохраняют свою работоспособность после контакта с атмосферой окружающей среды.
2. Пленки CsI, CsBr получаемые методом импульсного лазерного напыления с капельным переносом материала мишени имеют поликристаллическую структуру с тенденцией к увеличению плотности покрытия при увеличении температуры подложки. При нарушении условия стехиометрического переноса пленки материалов с малой теплопроводностью и низкой температурой плавления (такие как CsI, CsBr) сохраняют исходный состав мишени.
3. Сверхсветовые генераторы с параболическим фотокатодами, инициируемые сверхкороткими лазерными импульсами генерируют СШП ЭМИ импульсы.
4. РіС код «Карат» является эффективным средством численного моделирования процессов генерации СШП ЭМИ в сверхсветовых генераторах.

Достоверность и надежность представленных в диссертационной работе результатов обеспечиваются применением современных методов исследования, воспроизводимостью и соответствием экспериментальных и расчетных результатов, а так же реализацией на их основе действующих экспериментальных образцов.

Личный вклад диссертанта

Все результаты, представленные в работе, получены соискателем лично, либо в соавторстве при его непосредственном участии.

Апробация результатов работы

Результаты диссертационной работы докладывались на Международной конференции Advanced Laser Technologies, ALT-12 (Тун, Швейцария, сентябрь 2012), Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике, лазерам, их приложениям и технологиям LAT'2013 (Москва, Россия, июнь 2013), Одиннадцатом Международном Междисциплинарном

Семинаре LPrM3-XI (Будва, Черногория, сентябрь 2013), Международной конференции Advanced Laser Technologies, ALT-13 (Будва, Черногория, сентябрь 2013), Седьмой всероссийской школе для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (Москва, 2013), Всероссийской школе для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (Санкт-Петербург, 2014), Международной конференции Оптика Лазеров 2014 (г. Санкт-Петербург, 2014).

Публикации

Результаты работы по теме диссертации изложены в 6 научных публикациях (5 статей в научных рецензируемых журналах из перечня ВАК, 1 патент на изобретение).

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения и списка используемой литературы. Общий объем диссертации составляет 105 страниц, включая 63 рисунка и Таблица 2 таблицы.

Основные результаты работы

1. Создана методика импульсного лазерного напыления фотокатодов с капельным переносом материала мишени. Изготовлены образцы фотокатодов на основе галогенидов щелочных металлов CsI, CsBr с высокой однородностью квантовой эффективности в пределах апертуры 20мм. Методом газофазного и жидкостного осаждения йода изготовлены широкоапертурные (20см) CuI фотокатоды параболической формы с однородностью квантового выхода по всей площади фотокатода в пределах 10%.
2. Проведены исследования стехиометрического состава и структуры пленок соединений CsI, CsBr, GaAs, напыленных капельным переносом при различных температурах подогрева подложки. Продемонстрировано, что при нарушении условия стехиометрического переноса в методе ИЛН, возможно получение пленок с сохранением исходного состава для материалов с малой теплопроводностью и низкой температурой плавления. Дано объяснение нарушению стехиометрии пленок GaAs наносимых методом лазерного напыления.
3. Разработан и создан сверхсветовой генератор СШП ЭМИ с широкоапертурными (диаметром 20см) CuI фотокатодами параболической формы. Проведены эксперименты по генерации электромагнитных импульсов при инициализации фотокатода пикосекундными и фемтосекундными лазерными импульсами. Получена генерация электромагнитных импульсов с фронтом нарастания менее 60пс, что хорошо

согласуется с результатами проведенного численного моделирования в программном коде «Карат». Обнаружено, что при инициации фемтосекундными импульсами ширина спектра СШП ЭМИ составила 3ГГц с центральной частотой в области 5ГГц. Получены экспериментальные зависимости амплитуды напряженности электрического поля СШП ЭМИ от приложенного напряжения катод-анод и от энергии иницилирующего лазерного излучения. Зарегистрированное пиковое значение амплитуды СШП ЭМИ на расстоянии 1.5м составило 44кВ/м при облучении фемтосекундным импульсом с энергией 1.5мДж.

Список публикаций

Список публикаций по теме диссертации:

1. Брендель В.М., Букин В.В., Гарнов С.В., Багдасаров В.Х., Денисов Н.Н., Гаранин С.Г., Терехин В.А., Трутнев Ю.А. Метод лазерного напыления УФ фотокатодов на основе галогенидов щелочных металлов // Квантовая электроника. 2012. т. 42. в. 12. с. 1128-1132.
2. Brendel V.M., Bukin V.V., Garnov S.V., Bagdasarov V.H., Denisov N.N., Garanin S.G., Terehin V.A., Trutnev U.A. Pulse laser deposition of alkali halides for UV-photochatode production // International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT'12), Thun, Switzerland, 2012, Proc. Vol. 1, p. 305.
3. Brendel V.M., Yagafarov T.F., Garnov S.V., Terechin V.A., Trutnev U.A. PLD grown thin films stoichiometry and structure study // International Conference on Advanced Laser Technologies. Budva, Montenegro. 2013. Book of abstracts. p. 97.
4. Патент №2502151 Российская Федерация, H01J9/12. Способ изготовления и устройство чувствительного фотокатода. Брендель В.М. Заявитель и правообладатель: ФГБУН Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, №2012117596/07(026523), заявл. 24.04.2012, опубл. 19.06.2013.
5. Брендель В.М., Гарнов С.В., Ягафаров Т.Ф., Исакова Л.Д., Ермаков Р.П. Исследование свойств тонких пленок CsI, CsBr, GaAs, выращенных методом импульсного лазерного напыления // Квантовая электроника. 2014. т. 44. в. 9. с. 801-894.
6. Брендель В.М., Букин В.В., Гарнов С.В., Багдасаров В.Х., Садовский С.П., Чижов П.А., Долматов Т.В., Лоза О.Т., Литвин В.О., Тараканов В.П., Терехин В.А., Трутнев Ю.А. Сверхсветовой источник направленного импульсного широкополосного электромагнитного излучения // Формирование, обработка и регистрация электромагнитных полей. М.: Наука, 2014. с. 59-64 (Труды ИОФАН; т. 70).
7. Садовский С.П., Чижов П.А., Букин В.В., Брендель В.М., Долматов Т.В., Поливанов Ю.Н., Орлов С.Н., Гарнов С.В., Вартапетов С.К. Пикосекундная лазерная система с длиной волны 193 нм на основе твердотельного Nd:YAG лазера, параметрического генератора и AgF усилителя // Формирование, обработка и регистрация электромагнитных полей. М.: Наука, 2014. с. 73-77 (Труды ИОФАН; т. 70).
8. Долматов Т.В., Брендель В.М., Букин В.В., Гарнов С.В., Лоза О.Т., Садовский С.П., Чижов П.А. Электрооптический преобразователь для измерения амплитудно-временных

характеристик напряженности электрического поля сверхширополосных электромагнитных импульсов // Формирование, обработка и регистрация электромагнитных полей. М.: Наука, 2014. с. 65-72 (Труды ИОФАН; т. 70).

9. Brendel V.M., Bukin V.V., Garnov S.V., Dolmatov T.V., Loza O.T., Sadovskiy S.P., Chizhov P.A., Tarakanov V.P. Laser driven ultra-wideband microwave pulse generator numerical simulation // Laser Optics, 2014 International Conference. Saint Petersburg, Russia. 2014. IEEE Xplore Digital Library. DOI: 10.1109/LO.2014.6886349.
10. Sadovskiy S.P., Chizhov P.A., Bukin V.V., Brendel V.M., Dolmatov T.V., Polivanov Y.N., Orlov S.N., Garnov S.V., Vartapetov S.K. Picosecond laser system 193 nm on solid state Nd:YAG laser, parametric oscillator and ArF amplifier // Laser Optics, 2014 International Conference. Saint Petersburg, Russia. 2014. IEEE Xplore Digital Library. DOI: 10.1109/LO.2014.6886236.

Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность проведенных исследований, сформулированы цели и задачи работы, а также научная новизна и практическая значимость полученных результатов. Сформулированы основные положения, выносимые на защиту, и приведен список работ.

Первая глава носит обзорный характер, в ней проводится анализ современного состояния проблем, затронутых в диссертации, а также обзор работ по фотокатодам, импульсному лазерному напылению и сверхсветовых генераторов импульсов электромагнитного излучения. Рассматриваются экспериментальные и теоретические исследования. Проанализированы результаты, опубликованные в научной литературе.

В § 1.1. Дано определение внешнего фотоэффекта, приведена формула, полученная Эйнштейном в 1905 году, объясняющая явление внешнего фотоэффекта. Приведено понятие красной границы фотоэффекта.

В § 1.2. представлены основные положения теории Фаулера, объясняющей явление фотовыхода для металлов в полуклассическом приближении. Представлено выражения для эмиссионного тока при определенной температуре металла и падающем потоке фотонов. Представлена формула для квантового выхода из металлов.

В § 1.3. рассмотрена трехстадийная модель фотоэмиссии предложенная в 1964 году Спайсером и Берглундом. В этой теории фотоэмиссия представлена последовательностью из трех процессов: оптического возбуждения электронов в объеме материала, движения части возбужденных электронов к поверхности раздела твердое тело-вакуум и преодоления поверхностного потенциального барьера. Рассеяние электронов в объеме и их отражение от поверхности в простейшем случае учитывается введением эффективной длины выхода электронов. Представлена формула для квантового выхода из любых материалов, которая связывает воедино вероятностные параметры всех трех стадий фотоэффекта воедино.

Представлен анализ влияния отдельных этапов трехстадийной модели на величину квантовой эффективности вещества. Если глубина рассеяния значительно меньше глубины поглощения материалом света, квантовая эффективность падает. Преобладание электрон-электронного рассеяния в металлах приводит к малой глубине выхода, что является определяющим фактором малых значений квантовой эффективности для металлов. Для полупроводниковых и диэлектрических материалов преобладает электрон-фононный механизм рассеяния энергии фотовозбужденными электронами. Для эффективных фотокатодов отношение коэффициента поглощения, приведшего к выходу электронов, к

общему поглощению составляет от 0.1 до 1, для фотокатодов с отрицательным сродством к электрону оно близко к 1. Вероятность преодоления потенциального барьера для большинства материалов растет с ростом энергии кванта падающего излучения и не превышает 0.5. Однако для диэлектрических материалов с малой шириной зоны проводимости близка к 1.

В теории Спайсера только первая стадия носит квантовый характер, что обусловило появление более сложных и точных теорий, трактующих все этапы фотоэмиссии с квантовомеханических позиций. Бродский и Царевский построили такую теорию, однако для трактовки экспериментальных данных она мало подходит сложности вычислений.

В § 1.4 представлены основные параметры фотокатодов, такие как квантовый выход, квантовая эффективность, время отклика, плотность темнового тока, электропрочность, токоустойчивость, эксплуатационные характеристики.

В § 1.5 описаны основные типы фотокатодов УФ и видимого диапазонов спектра электромагнитного излучения. Дана обзорная информация по квантовой эффективности следующих групп фотокатодов: щелочных, мультищелочных, серебряных, с отрицательным сродством к электрону, фотокатодов на основе соединений телурида и галогенидов щелочных металлов.

§ 1.6 посвящен обзору физических явлений, лежащих в основе метода импульсного лазерного напыления. Лазерная абляция материала мишени позволяет переносить вещество на подложку, типичный порог абляции твердых веществ $\sim 10^9 \text{ Вт/см}^2$. Взаимодействие лазерного излучения с веществом мишени сопровождается различными явлениями: формированием плазменного факела, эмиссией частиц, подогревом плазмы лазерным излучением и др. Представлены наиболее значимые для ИЛН этапы абляции.

В § 1.7 представлены основные параметры процесса импульсного лазерного напыления: порог абляции, длина волны лазерного излучения, угол падения лазерного излучения, топология поверхности мишени. Описано влияние этих параметров на процесс нанесения.

В § 1.8 описана динамика плазменного облака и механизмы роста тонких пленок. Рассмотрена литература посвященная динамике плазменного облака при напылении, формированию слоя Кнудсена, составу плазменного облака, энергии частиц в облаке.

Описаны механизмы формирования тонких пленок при осаждении из газовой фазы: Волмера-Вебера, Франка-Ван дер Мерве, Странского-Кастранова. Выбор того или иного механизма роста пленки определяется термодинамикой, которая связывает поверхностные энергии (пленки и подложки) с энергией перехода пленка-подложка.

В § 1.9 качественно описан рост кластеров за цикл импульсного лазерного напыления. Импульс испаренного вещества приводит к росту зародышей в виде малых субкритических островков с высокой плотностью. Островки гораздо меньше, чем при непрерывном осаждении, они не стабильны и превращаются в мобильные частицы, которые формируют уже стабильные островки за время порядка 100мс. Приход последующего импульса приводит к такому же результату, кроме того добавляя частиц к уже устойчивым островкам, повышая их устойчивость.

В § 1.10 описано влияние отношения температуры подложки к температуре плавления материала мишени на структуру получаемых покрытий и отношения расстояния между участками адсорбции к диффузионной длине пробега. Выделяют 4 зоны с разной структурой, зависящей, прежде всего, от температуры подложки. Общая тенденция - при росте температуры подложки структура пленки стремится к идеальной кристаллической, возможен эпитаксиальный рост пленок. При уменьшении температуры, возрастает влияние отношения расстояния между участками адсорбции к диффузионной длине пробега на структуру пленки.

В § 1.11 описаны основные дефекты при PLD росте пленок: капли, оторванные элементы мишени, крупноразмерные кластеры из-за конденсации перенасыщенного пара вещества. Описаны основные причины возникновения дефектов и известные способы борьбы с их возникновением.

§ 1.12 посвящен обзору литературы о сверхсветовых генераторах импульсов электромагнитного излучения. При наклонном падении возбуждающего излучения фронт эмиссии электронов бежит вдоль поверхности со скоростью большей скорости света, формируется импульс электронного тока. Данный ток согласно теории Максвелла рождает электромагнитное поле. Электронный ток формирует дипольный слой, излучение которого складывается с учетом фазовых соотношений. Так как скорость фронта тока электронной волны больше скорости света образуется черенковский источник излучения, для которого в дальней зоне излучение отдельных диполей складывается когерентно, а амплитуда магнитной (и соответственно электрической) составляющей поля пропорциональна второй производной поверхностной плотности дипольного момента, который в свою очередь пропорционален энергии фотоэлектронов.

В работах Лазарева и Петрова [1] предложена концепция сверхсветового генератора СШП ЭМИ, в котором процесс извлечения электронов и их разгон до энергий десятка кэВ разделен на два этапа. Лазерный импульс извлекает электроны из фотоэмиссионного покрытия, затем они разгоняются в диодном промежутке. Анод диода выполнен в виде сетки

с прозрачностью более 80%. В работах рассмотрен вопрос формирования дипольного слоя в области анода при пренебрежении кулоновского расталкивания. Получено выражение для амплитуды напряженности магнитного поля в дальней зоне. Представлены теоретические оценки параметров излучателя для достижения практически значимых величин амплитуд электромагнитного поля. Приведены прочие оценки параметров генерируемого излучения: длительность, спектральный состав, центральная частота. К существенным достоинствам такого типа генератора является высокий КПД преобразования запасенной в фотодиоде электростатической энергии в электромагнитную волну, высокая направленность излучения, возможность масштабирования до рекордных значений полей.

Рассмотрена работа Солдатов [2], в которой более детально изучается динамика дипольного слоя в анодном пространстве с учетом кулоновского расталкивания в электронном облаке. В работе теоретически показано, что длительность и крутизна переднего фронта генерируемого ЭМИ зависит от величины снимаемого заряда и напряжения, при малых зарядах анодный ток идентичен катодному, при зарядах близких к полному снимаемому заряду длительность ЭМИ и переднего фронта увеличивается за счет кулоновского расталкивания. При углах падения более 60град генерация ЭМИ срывается за счет формирования запирающего слоя в промежутке катод-анод, генерируемая волна не выходит наружу.

Дан обзор экспериментальных исследований сверхсветового генератора: лазер-плазменного параболического генератора, в котором инициирующее излучение создавалось за счет генерации рентгеновского излучения при разрушении мишени, облученной мощным лазерным импульсом на установке Искра-5. Также рассмотрены результаты работ по генерации СШП ЭМИ на плоском фотодиоде с мультищелочным фотокатодом диаметром 50мм.

В главе 2 представлена информация по нанесению фотоэмиссионных покрытий на основе галогенидов щелочных металлов и исследованию квантовой эффективности полученных образцов.

В § 2.1. описана экспериментальная установка для нанесения фотоэмиссионных покрытий, состоящая из вакуумной камеры с оснасткой и импульсного лазера, излучение которого через окно заводится в камеру. Описана методика нанесения покрытий: подготовка мишени, подготовка подложки, процесс нанесения с подогревом подложки, отжиг в вакууме после нанесения. Представлена схема импульсного лазера с пассивной модуляцией добротности, разработанного для нанесения покрытий. Параметры лазера: длина волны -

1064нм, длительность импульса - 100нс, энергия в импульсе менее 1Дж, частота менее 20Гц, одномодовый режим.

В § 2.2 описан экспериментальный стенд и методика измерения квантовой эффективности. Исследование квантовой эффективности изготовленных фотокатодов проводилось методом измерения заряда, накапливаемого на измерительной емкости в результате протекания фототока между сетчатым анодом и фотоэмиссионным катодом при облучении последнего одиночным импульсом лазерного излучения с различными спектральными и временными параметрами.

В § 2.3 представлены результаты измерения квантовой эффективности изготовленных фотокатодов. В качестве источников, возбуждающих электронную эмиссию использовались эксимерные ArF и KrF лазеры с длиной волны излучения, соответственно 193 нм и 248 нм, длительностью импульса 5 нс и частотой следования 100 Гц.

Для сравнения полученных результатов, был изготовлен традиционным методом термического испарения CsI-фотокатод на медной подложке. Квантовой эффективностью этого фотокатода по значению близка к значению образцов, полученных PLD методом, однако равномерность фотоэмиссионного покрытия была существенно ниже. Значение квантовой эффективности изменялось от 0 до 100% при сканировании лазерным пятном по площади образца. Для образцов полученных методом PLD сканирование по площади фотокатода показало отклонение от максимального значения не более чем на 20%. Также фоточувствительный слой, нанесенный PLD методом, демонстрирует высокую устойчивость к истиранию, что свидетельствует о хорошей адгезии к подложке.

В § 2.4 описаны экспериментальные результаты по созданию фотокатодов CuI методом газозафазного и жидкостного осаждения. Представлены результаты измерений квантовой эффективности полученных фотокатодов.

Проведенные исследования продемонстрировали эффективность роста пленки CuI методом газозафазного осаждения йода на поверхность медной подложки. Получено высокое значение квантовой эффективности в УФ спектральном диапазоне, высокая степень однородности КЭ по всей апертуре фотокатода. Способность сохранять фотоэмиссионные свойства при контакте с воздухом позволяют масштабировать технологию для изготовления крупногабаритных фотокатодов, что было сделано в рамках данной работы – изготовлен параболический CuI фотокатод диаметром 200мм, использованный в качестве электронного эмиттера в сверхсветовом генераторе электромагнитного излучения.

В главе 3 представлены результаты исследований стехиометрического состава и структуры тонких пленок соединений CsI, CsBr, GaAs, напыленных методом PLD.

В § 3.1 описывается экспериментальная установка нанесения покрытия, являющаяся модернизированной установкой напыления УФ фотокатодов. Для контролируемого нанесения покрытий создан новый импульсный лазер на кристаллах Nd:YAG, построенный по схеме задающий генератор – усилитель. Полученные параметры лазера: моноимпульсный одномодовый (TEM_{00}) режим, энергия в импульсе до 1 Дж, частота до 20 Гц, длина волны 1064 нм, длительность импульсов по полувысоте 25 нс. В данной работе проводилось нанесение при трех разных температурах подложки: 25°C, 50°C, 100°C.

В § 3.2 представлены результаты исследований полученных пленок. Полученные образцы тонких пленок исследовались на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover (Cu-K α –излучение). Съёмка рентгенограмм проводилась без разрушения образца с наведением рентгеновского пучка на нужный участок плёнки с помощью системы видеолазерного наведения. В плёнках, полученных при разных температурах, кристаллизуются однофазные галогениды цезия. Уточнённые по рентгенограммам параметры их элементарных кубических ячеек (пр. гр. Pm-3m) равны 4,296(6)Å и 4,568(4)Å для CsBr и CsI соответственно и находятся в хорошем соответствии со справочными данными PDF-2 для образцов, полученных при всех температурах подложки.

С помощью сканирующей электронной микроскопии (микроскоп JSM-5910LV, производства JEOL) получены изображения плёнок в режиме отражённых электронов (Z-контраст). Плёнки представляют собой поликристаллические образования (агрегаты) из псевдосферических частиц с диаметром до 1мкм. При повышении температуры наблюдалась тенденция к увеличению плотности покрытия поверхности.

Получить рентгеновские пики, соответствующие стехиометрическому GaAs, не удалось для всех образцов. Для выяснения причин этого был проведен элементный анализ полученных пленок на электронном микроскопе. Анализ показал присутствие в пленке инородных примесей (углерод и кислород), что скорее всего связано с загрязнением образца при транспортировке в измерительную камеру, однако интерес представляет соотношение Ga и As $n=[Ga]/[As]$. Во всех случаях наблюдается избыток Ga, в некоторых областях весьма существенный (более 2.5 раза). При переносе GaAs состав пленки не сохраняет стехиометрию исходного материала мишени.

В § 3.3 проведён анализ полученных результатов. Проведена оценка глубины поглощения излучения для всех материалов на длине волны лазерного излучения 1064нм,

показано, что условие конгруэнтного переноса при импульсном лазерном напылении не соблюдалось для всех материалов мишеней. Проведена оценка глубины прогрева мишени до температуры выше температуры плавления материала. Для CsI и CsBr нагрев превышает температуру плавления (894К и 909К соответственно) вплоть до толщины 5.6мм и 1.58мм, для GaAs (1511К) до толщины 0.84мм. Коэффициенты теплопроводности материалов: CsI - $1.1 \text{ Вт} \times \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$, CsBr – $0.94 \text{ Вт} \times \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$, GaAs – $55 \text{ Вт} \times \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$. Теплопроводность GaAs на порядок выше значений для CsI и CsBr, что вкупе с большей температурой плавления эффективно уменьшает толщину абляции, одновременно увеличивая область высоких температур в приповерхностном слое (где идет испарение за счет нагрева).

При температуре, близкой к температуре $>850\text{К}$, становится существенным диссоциативное лэнгмюровское испарение GaAs, причем при $T < 930\text{К}$ соотношение испаряемых потоков $J_{\text{Ga}}/J_{\text{As}} = 1/2$. Большая длина зоны прогрева и большой коэффициент теплопроводности, приводят в эффективному отводу тепла из зоны взаимодействия с лазерным излучением и нагреву большей площади поверхности до высоких температур, что приводит к обеднению поверхностного слоя мышьяком. За счет этого в зоне абляции постоянно увеличивалась концентрация Ga, что в свою очередь приводило к экспериментально наблюдаемому преимущественному переносу Ga на подложку. Малый коэффициент теплопроводности, невысокая температура плавления позволяют получать конгруэнтный перенос вещества при импульсной лазерной абляции даже для длин волны излучения со слабым поглощением в мишени.

В главе 4 описывается создание и экспериментальное исследование сверхсветового генератора СШП ЭМИ параболической формы с прямым лазерным иницированием. Представлены результаты расчета оптимальной геометрии, численного моделирования разработанного источника, описание экспериментальной установки и результаты экспериментальных исследований генерации СШП ЭМИ.

§ 4.1 посвящен расчету геометрии излучателя: диаметр апертуры, фокусное расстояние, межэлектродное расстояние.

В разделе 4.1.1 определен диаметр параболы фотокатода. Чем больше диаметр параболы, тем больше поверхность излучателя, тем большую амплитуду СШП ЭМИ можно получить, однако слишком увеличивать габариты представляется нецелесообразным для исследовательского образца. Также диаметр определяет дифракционную расходимость центральной длины волны в пакете СШП ЭМИ.

В разделе 4.1.2 определено фокусное расстояние генератора. Парабола генератора должна быть как можно более крутой, при такой геометрии проекция дипольного момента в направлении, коллинеарной оси параболы максимальна. При слишком большой крутизне параболы угол падения инициирующего лазерного излучения увеличивается, что при углах больших $\approx 60^\circ$ приводит к формированию запирающего слоя.

Проведенный анализ показывает, что оптимальное значение фокусного расстояния параболы фотокатода лежит в диапазоне $F=30-40$ мм, для экспериментального образца выбрано значение $F=35$ мм.

В разделе 4.1.3 определено межэлектродное расстояние. Межэлектродное расстояние определяется из нескольких факторов: электрическая прочность фотокатода, длительность генерируемого импульса. Для измеренной электропрочности CuI фотокатода 250 кВ/см и желаемой длительности импульса 100 пс межэлектродное расстояние составило 5 мм.

В § 4.2 представлены результаты численного моделирования процесса генерации СШП ЭМИ в плоском фотодиоде.

В § 4.3 представлены результаты численного моделирования процесса генерации СШП ЭМИ параболическим генератором с рассчитанными параметрами в коде КАРАТ. Исследовалась временная форма генерируемого электромагнитного импульса, ширина его спектра и пиковая мощность в зависимости от эмитированного заряда. Получены зависимости мощности генерируемого излучения от времени, с характерной длительностью нарастающего фронта менее 70 пс , оценочная ширина спектра 3.3 ГГц .

В § 4.4 представлена схема и элементы конструкции генератора. Экспериментальный образец параболического генератора СШП ЭМИ представляет собой вакуумную камеру с непрерывной откачкой. Внутри камеры установлены оптические элементы, электродная система, система подогрева катода. Конструкция генератора содержит решения, направленные на улучшение характеристик генератора и максимальное использование заложенного потенциала.

В § 4.5 представлена схема экспериментальной установки по генерации СШП ЭМИ.

В § 4.6 представлены экспериментальные результаты по генерации СШП ЭМИ с пикосекундным инициированием.

В разделе 4.6.1 представлены снятые экспериментально амплитудно-временные зависимости генерируемого ЭМИ, снятые с помощью измерителей напряженности электрического (СПЭП39) и магнитного (СПМП36) полей. При оптимальной синхронизации лазерной и высоковольтной частей достигнута амплитуда напряженности поля $22,5 \text{ кВ/м}$

(соответствующая мощности 67 Вт/см^2 для гармонического сигнала). Основная мощность сигнала заключена в диапазоне частот до 600 МГц , центральная частота находится в районе 300 МГц . Представлены зависимости сигналов с антенны, измеренные для двух поляризаций электрического поля импульса.

В разделе 4.6.2 представлено экспериментальное пространственное распределение для вертикальной и горизонтальной поляризаций на расстоянии 1.25 от выходной апертуры генератора с шагом 8^0 по вертикальной и горизонтальным осям с центром, соответствующим оси генератора.

В разделе 4.6.3 представлены экспериментальные зависимости амплитуды ЭМИ от приложенного напряжения и от энергии лазерного излучения. Кривые хорошо аппроксимируются линейными зависимостями.

В § 4.7 представлены результаты экспериментов по генерации ЭМИ с иницированием фемтосекундными лазерными импульсами.

В разделе 4.7.1. представлены снятые амплитудно-временные зависимости. Диагностика временных профилей ЭМИ осуществлялась с помощью измерительной полосковой преобразовательной линии ИППЛ-Л.

В экспериментах амплитуда второго максимума изменялась от $2,5 \text{ кВ/м}$ до 10 кВ/м , при сохранении формы и длительности импульса. Измеренная длительность первого максимума по полувысоте составила $\sim (70 \div 80) \text{ пс}$, длительность нарастания первого максимума по уровню $0.9 \sim (50 \div 60) \text{ пс}$. При оптимальной синхронизации лазерной и высоковольтной частей на расстоянии 1.5 м достигнута амплитуда напряженности поля во втором максимуме 44 кВ/м .

Большая часть энергии СШП ЭМИ сосредоточена в области $5\text{-}8 \text{ ГГц}$, с центральной частотой 6.5 ГГц . При этом спектр сигнала простирается вплоть до границы полосы пропускания регистрирующего осциллографа.

В разделе 4.7.2 представлено пространственное распределение СШП ЭМИ при инициализации генератора лазерными импульсами фемтосекундной длительности.

В заключении обсуждаются выводы по результатам диссертации.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Фотозмиссия

Внешним фотоэффектом (фотозмиссией) называется испускание веществом электрона под воздействием электромагнитного излучения (Рисунок 1). Электроны, вылетающие из вещества при внешнем фотоэффекте, называются фотоэлектронами. В 1905 году А. Эйнштейн объяснил явление внешнего фотоэффекта [3]. Из закона сохранения энергии при представлении света в виде частиц (фотонов), следует формула Эйнштейна для фотоэффекта:

$$\left(\frac{1}{2} \cdot mV^2\right)_{\max} = h\nu - \chi \quad (1)$$

где $\left(\frac{1}{2} \cdot mV^2\right)_{\max}$ - наибольшая кинетическая энергия, преодолевшего потенциальный порог выход из твердого тела, $h\nu$ - энергия кванта, падающего электро-магнитного излучения, $\chi = h\nu_0$ - характеристика твердого тела, определяющая красную границу фотоэффекта и называемая работой выхода.

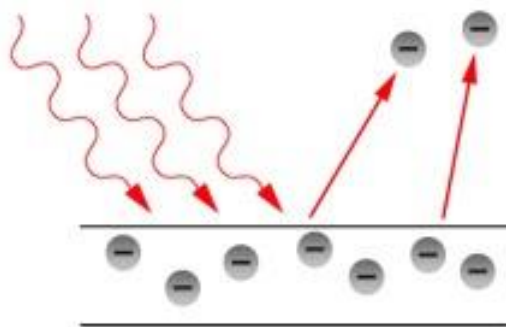


Рисунок 1. Испускание электрона под воздействием падающего электромагнитного излучения.

Красная граница фотоэффекта – минимальная частота света, при которой возможен внешний фотоэффект, то есть конечная кинетическая энергия фотоэлектронов больше нуля.

Вопросы о виде спектральных характеристик фотокатодов, о распределении фотоэлектронов по энергиям и о температурной зависимости фототока лежат вне рамок первоначальной теории Эйнштейна. Решение данных вопросов является сложной кванто-механической задачей физики твердого тела и в прямом виде с учетом всех возможных параметров затруднительно до сих пор.

1.2 Теория Фаулера

В 1931 году Фаулер, развивая идеи Друде, представил полуфеноменологическую теорию фотоэмиссии из чистых металлов [4] применив следующие допущения и ограничения:

- ✓ состояние электронов в металле описывается теорией свободных электронов Зоммерфельда (Ферми-Дирака распределение свободных электронов по энергия, в отличии от Больцмоновского распределения в теории Друде);
- ✓ задача ограничивается построением теории лишь для интервала частот, примыкающего к красной границе (практически до $\nu \approx 1.5 \cdot \nu_0$), таким образом вероятность поглощения фотона любым электроном одинакова и не зависит от частоты падающего света;
- ✓ потенциальный барьер выхода в вакуум в классическом представлении, без туннелирования и прочих квантовых эффектов;
- ✓ электроны, выходящие в вакуум не испытывают столкновений в эмиттере, то есть фотовозбужденные электроны выходят из слоя меньшего или приблизительно равного длине свободного пробега для неупругого соударения;
- ✓ пренебрегается уменьшение интенсивности в зоне выхода фотоэлектронов, т.е. газ возбужденных электронов однороден.

Из теории Фаулера получены следующие зависимости, описывающие фотоэффект из чистых металлов:

$$j'_{\phi} = 0 \text{ для } \nu < \nu_0 \quad (2)$$

$$j_{\phi} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha \cdot A_0 \cdot h^2}{k^2} \cdot (\nu - \nu_0)^2 \text{ для } \nu > \nu_0, \quad (3)$$

где α - число падающих фотонов, A_0 - зоммерфельдовская термоэлектронная постоянная, h - постоянная планка, k - постоянная Больцмана, ν - частота падающего света, ν_0 - частота красной границы. Вкупе с методом изохроматических кривых Дюбриджа [5] можно получить общее уравнение эмиссии из чистых металлов:

$$j_{\phi} = \frac{\alpha \cdot A_0}{2} \cdot \left(\frac{h^2 \cdot (\nu - \nu_0)^2}{k^2} + \frac{\pi^2}{3} \cdot T^2 \right), \quad (4)$$

где T - температура металла.

Пренебрегая термоэмиссией (членом $\frac{\pi^2}{3} \cdot T^2$) можно записать плотность тока фотоэмиссии:

$$j_{\phi} = \frac{\alpha \cdot A_0}{2} \cdot \left(\frac{h^2 \cdot (\nu - \nu_0)^2}{k^2} \right), \quad (5)$$

Тогда квантовый выход можно записать как:

$$QY = \frac{j_{\phi}}{I_0 \cdot (1 - R)}, \quad (6)$$

где I_0 - интенсивность оптического излучения, R - коэффициент отражения от поверхности фотокатода.

Ограниченность теории заключается в ее полуклассическом подходе, из квантовой механики в ней используются лишь аналог постулата частот Бора. Сам же процесс возбуждения электронов светом не рассматривается, как следствие теория Фаулера не может объяснить фотоэмиссию из полупроводниковых и диэлектрических материалов. Для этого необходимо использовать полностью квантовый подход. Большой вклад в разработку этого подхода внесли Венцель [6], Тамм, Шубин [7]. В связи со сложностью поставленной задачей получены лишь качественные результаты: работа выхода фотоэлектрическими методами оказывается всегда больше, чем термоэлектрическими, хотя для металлов эти значения совпадают.

1.3 Трехстадийная модель фотоэмиссии

В 1964 году Спайсер и Берглунд [8] предложили фенологическую трехстадийную модель фотоэмиссии, в которой фотоэмиссия представлена последовательностью из трех процессов: оптического возбуждения электронов в объеме материала, движение части возбужденных электронов к поверхности раздела твердое тело-вакуум и преодоление поверхностного потенциального барьера (Рисунок 2). Рассеяние электронов в объеме и их отражение от поверхности в простейшем случае учитывается введением эффективной длины выхода электронов. Фотоэмиссионный ток из слоя вещества толщиной dx равен:

$$di(x) = P_{0\alpha}(h\nu, x, dx) \cdot P_T(h\nu, x) \cdot P_E(h\nu), \quad (7)$$

где $P_{0\alpha}(h\nu, x, dx)$ - вероятность фотовозбуждения электрона фотоном с энергией $h\nu$ в точке x с областью dx , $P_T(h\nu, x)$ - вероятность того, что возбужденный электрон дойдет до поверхности твердого тела с достаточной энергией для выхода, $P_E(h\nu)$ - вероятность того, что электроны, достигшие поверхности с достаточной энергией, преодолеют потенциальный барьер и выйдут в вакуум.

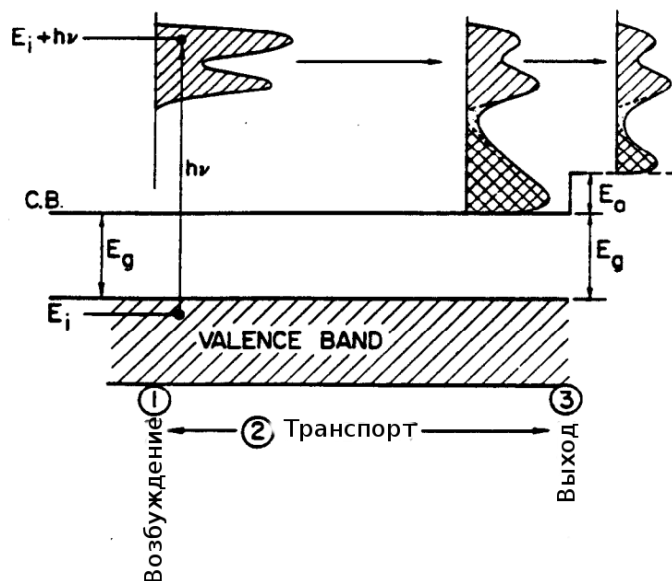


Рисунок 2. Трехстадийная модель внешнего фотоэффекта. Фотоэмиссия представлена тремя последовательными процессами: 1) фотовозбуждение, 2) транспорт к поверхности, 3) выход в вакуум.

Поглощение падающего оптического излучения определяется коэффициентов поглощения вещества, пусть на твердое тело падает излучение $I_0(h\nu)$ с энергией кванта $h\nu$, пройдя слой вещества x , интенсивность примет значение (Рисунок 3):

$$I(x, h\nu) = I_0(h\nu) \cdot [1 - R(h\nu)] \cdot e^{-\alpha(h\nu) \cdot x}, \quad (8)$$

где $R(h\nu)$ - коэффициент отражения от поверхности, $\alpha(h\nu)$ - коэффициент поглощения.

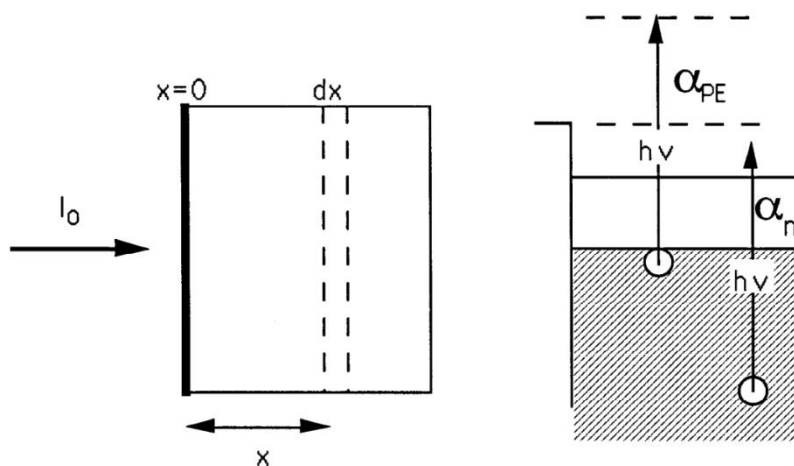


Рисунок 3. Вклад в квантовый выход от возбуждения в слое толщиной dx зависит от расстояния x до поверхности, где α_{PE} представляет часть поглощения, при котором электроны возбуждаются до энергии выше значения вакуумного уровня и имеют вероятность выхода. α_n - поглощение, которое не приводит к выходу.

$$dI(x) = (1-R) \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha(h\nu) \cdot x} \cdot \alpha \cdot dx. \quad (9)$$

$$P_{0\alpha}(h\nu, x, dx) = \alpha_{PE}(h\nu) \cdot I(x) \cdot dx = \alpha_{PE}(h\nu) \cdot (1-R) \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x} \cdot dx, \quad (10)$$

где $\alpha_{PE}(h\nu)$ - представляет часть поглощения, в которой электроны возбуждаются с энергией большей вакуумного уровня.

$$P_T(h\nu, x) = \exp\left\{-\frac{x}{L(h\nu)}\right\}, \quad (11)$$

где $L(h\nu)$ - длина выхода, определяемая механизмом рассеяния в твердом веществе.

$$di(x) = \alpha_{PE}(h\nu) \cdot (1-R) \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x} \cdot e^{-x/L} \cdot P_E(h\nu) dx. \quad (12)$$

Для полубесконечного слоя общий ток равен:

$$i(h\nu) = \int_0^{\infty} di(x) \cdot dx = (1-R) \cdot I_0 \cdot \frac{\alpha_{PE}}{\alpha + \frac{1}{L}} \cdot P_E(h\nu). \quad (13)$$

Выражение для квантового выхода в теории Спайсера принимает вид:

$$QY = \frac{i(h\nu)}{I_0 \cdot (1-R)} = \frac{\alpha_{PE} \cdot P_E}{1 + \frac{l_a}{L}}. \quad (14)$$

где I_0 , R , α_{PE} , α , L , P_E все функции от $h\nu$, а $l_a = 1/\alpha$ - глубина поглощения, а отношение l_a/L - отношение глубины поглощения к длине рассеяния, α_{PE}/α - часть электронов с энергией выше уровня потенциального барьера выхода в вакуум.

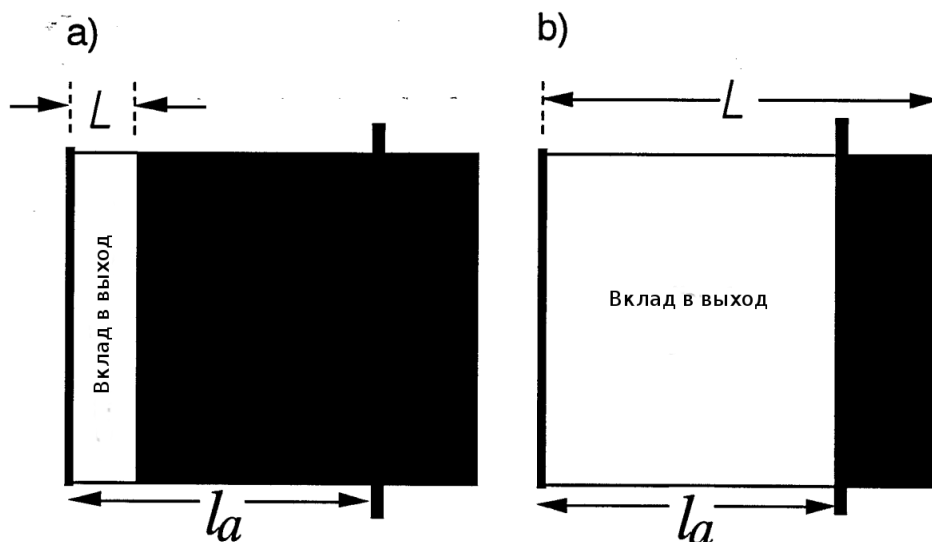


Рисунок 4. Белый объем – область дающая вклад в фотовыход. L - длина рассеяния, l_a глубина проникновения.

Если $L \ll l_a$ очень мала часть возбужденных электронов достигнут поверхности твердого тела с достаточной энергией для выхода.

Формула (14) наиболее общо описывает отклик твердотельной среды на воздействие электромагнитного излучения вследствие фотоэффекта. Она связывает все вероятности отдельных этапов эмиссии воедино. Можно выявить следующие требования к хорошему фотокатоду (с высоким значением квантовой эффективности): малое отражение от поверхности, глубина проникновения излучения близкая к глубине выхода, большая глубина выхода (механизм рассеяния с малыми потерями энергии при транспорте), малый потенциальный порог выхода в вакуум.

Отношение l_a/L во многом определяет значение квантового выхода. На Рисунок 4 представлена ситуация, когда $L \ll l_a$, что приводит к малому значению квантовой эффективности, так как даже при большой глубине поглощения, фотоэлектроны будут терять приобретенную энергию на рассеяние. Оптимальное соотношение $l_a/L \leq 1$, однако такое соотношение как правило реализуемо только в диэлектрических материалах, обладающих малым поглощением в оптическом диапазоне спектра, сильно растет l_a , что приводит к увеличению временного отклика среды.

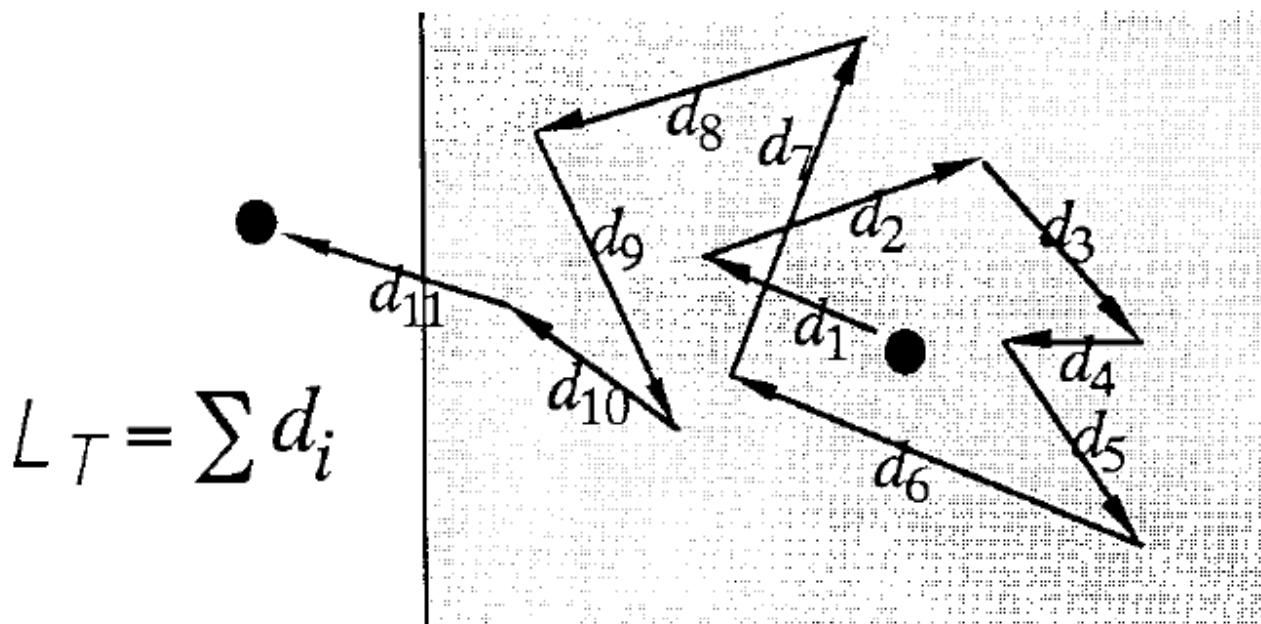


Рисунок 5. Транспорт фотовозбужденного электрона при электрон-фононном рассеянии в твердом теле.

Общая длина L_T есть сумма расстояний между соударениями.

Длина рассеяния L зависит от механизма рассеяния энергии в среде. В твердом теле преобладают 2 механизма: электрон-электронное, электрон-фононное. Первое характерно для металлов, что связано с большим количеством свободных электронов и характеризуется большой потерей энергии даже при единичном столкновении (образовании пары). Вторым механизмом характерен для полупроводников и диэлектриков (см. Рисунок 5), обладает малой потерей энергии при единичном столкновении. Например, в области жесткого УФ ($h\nu \sim 60\text{эВ}$) l_a/L может достигать значений 10^4 . Для Cs с работой выхода 2.14эВ для УФ излучения с $h\nu = 5\text{эВ}$ l_a/L составляет порядка 10^3 , что приводит к очень малому значению квантовой эффективности. Однако l_a/L может быть почти равно 1 в видимой и ИК области для некоторых полупроводников, что позволяет достигать высоких значений квантовой эффективности в сурьмяноцезиевых фотокатодах, мультищелочных и фотокатодах с отрицательным средством к электрону. Для диэлектриков с большой шириной запрещенной зоны, например CsI ($\sim 6\text{эВ}$) имеют высокую эффективность в УФ (более 10эВ), так как l_a/L меньше единицы.

Отношение $\frac{\alpha_{PE}}{\alpha}$ дает часть электронов, получивших энергию выше потенциального барьера выхода в вакуум. Типично это отношение растет с ростом энергии кванта падающего излучения выше порога фотоэмиссии. $\frac{\alpha_{PE}}{\alpha}$ может быть увеличено понижением вакуумного

уровня к верхней границе зоны проводимости, то есть уменьшением сродства к электрону.

Все эффективные фотокатоды имеют значения $\frac{\alpha_{PE}}{\alpha}$ между 0.1 до 1.0. Фотокатоды с отрицательным сродством к электрону имеют отношение $\frac{\alpha_{PE}}{\alpha}$ практически равное 1.

Вероятность преодоления потенциального барьера P_E также монотонно растет с ростом $h\nu$ и обычно не превосходит значение 0.5. Однако для CsI, обладающего узкой зоной проводимости, P_E практически равна 1. В материалах с преобладанием электрон-электронного рассеяния, т.е. практически для всех металлов P_E не превосходит 0.1.

Теория Спайсера оказалась весьма продуктивной для объяснения фотоэффекта из диэлектриков и полупроводников, хорошо согласуется с экспериментальными данными для фотокатодов с отрицательным сродством к электрону. Однако ее существенным недостатком является разделение акта эмиссии на отдельные стадии, из которых только первая трактуется как квантовый переход. В своей работе [9] Махан подверг резкой критике такой подход, утверждая, что все стадии фотоэмиссии должны рассматриваться как единый квантово-механический процесс. Однако теория, предложенная Маханом, не согласовывалась с некоторыми экспериментальными данными. Большого успеха в описании эмиссии как единого квантового-механического процесса достигли Бродский и Царевский [10], полученные ими зависимости согласовываются с большинством экспериментальных данных. Однако построенная ими теория достаточно сложна, ее положения сложно адаптировать к пониманию экспериментальных данных. В настоящее время более распространена теория Спайсера, в которой изолированность этапов эмиссий друг от друга делает ее простой для понимания и при этом весьма информативной, с высокой степенью предсказательной способностью. Спайсер в работе [11] указывает, что предложенный им подход позволяет провести количественный расчет параметров проектируемого катода с высокой точностью даже для многослойных структур не использованных ранее на практике.

1.4 Основные параметры фотокатодов

Ключевой характеристикой фотокатода является квантовая эффективность:

$$QY = \frac{N_e}{N_{h\nu}}, \quad (15)$$

где N_e - количество эмитированных фотоэлектронов, $N_{h\nu}$ - количество фотонов.

Величина квантового выхода является безразмерной функцией от энергии кванта падающего

излучения, форма которой зависит от типа фотокатода. Квантовая эффективность связана с понятием чувствительности (имеющего размерность Кл/Дж для импульсного режима или А/Вт для непрерывного) следующим образом:

$$SY = QY \cdot \frac{h\nu}{e} \quad (16)$$

Экспериментальные кривые QY для фотокатодов на основе диэлектрических материалов представлены на *Рисунок 6*, для полупроводниковых на *Рисунок 7*, для металлических на *Рисунок 8*.

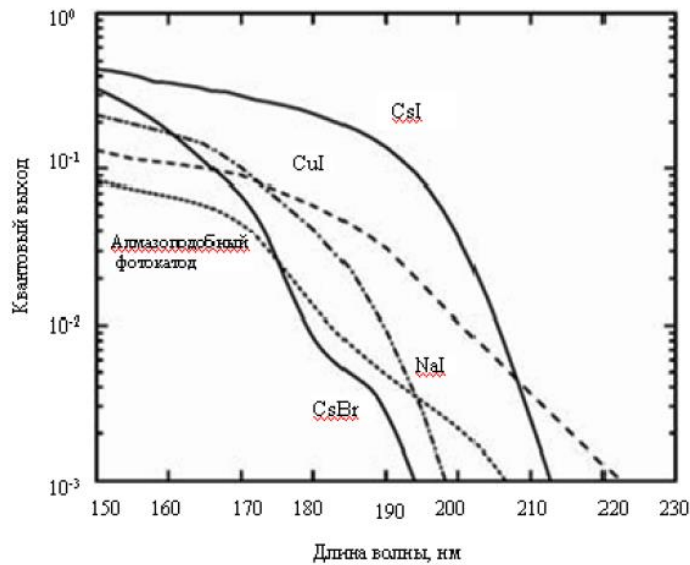


Рисунок 6. Зависимость квантовой эффективности от длины волны для фотокатодов на основе диэлектрических материалов.

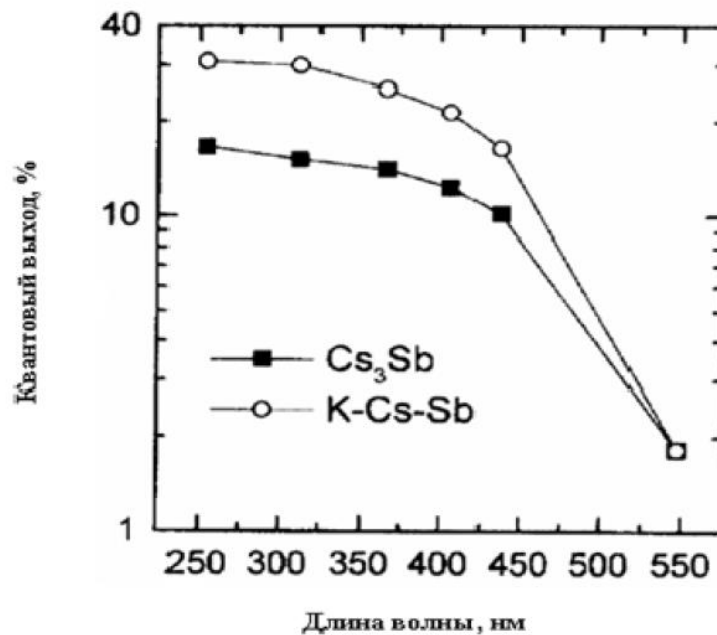


Рисунок 7. Квантовый выход в зависимости от длины волны для полупроводниковых фотокатодов.

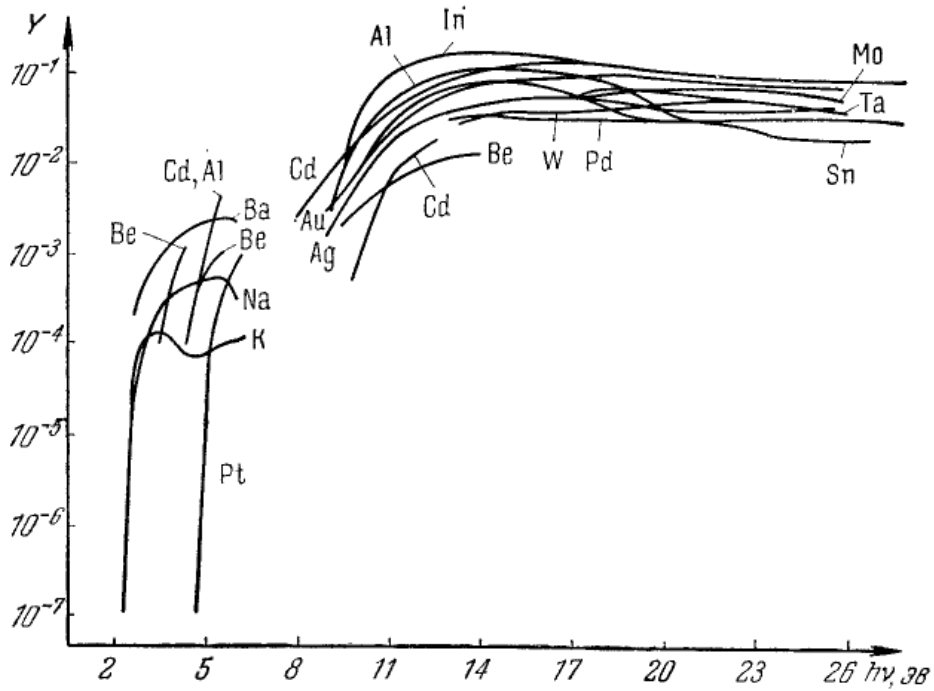


Рисунок 8. Квантовый выход в зависимости от энергии кванта для наиболее распространённых металлических фотокатодов.

Второй немаловажный параметр фотокатодов – время отклика τ , описывающий временную разрешающую способность. τ зависит от типа фотокатода, характеризуется глубиной проникновения импульса света в материал фотокатода. τ для некоторых типов фотокатодов приведены на Рисунок 9.

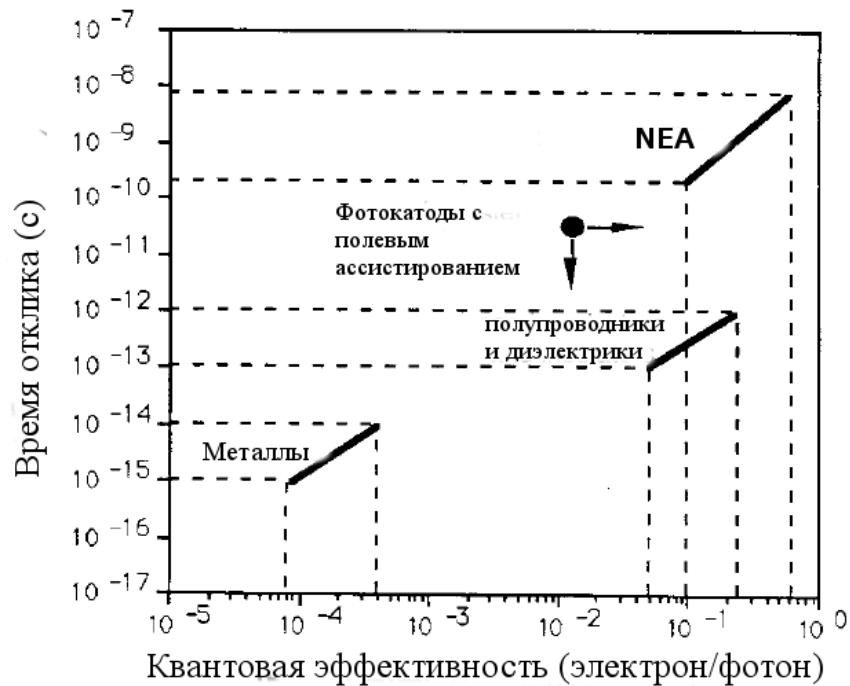


Рисунок 9. Время отклика для различных типов фотокатодов.

Плотность темнового тока – паразитный параметр, который зависит от температуры, результат эмиссии электронов из-за нагрева.

Существенный параметр фотокатода – электропрочность, т.е. максимальная напряженность электрического поля, оттягивающего эмитированные электроны, которая фотоэмиссионный слой может выдержать без необратимой деструкции. Данный параметр зависит от физических свойств фотоэмиссионного покрытия

Токоустойчивость – максимальная плотность фототока, не приводящая к деградации фотокатода.

Эксплуатационные характеристики: диапазон рабочих температур, уровень требуемого вакуума, ресурс. Эксплуатационные характеристики определяются свойствами материалом фотоэмиссионного покрытия, технологичностью процесса изготовления, условиями эксплуатации. Как правило, чем выше QY, тем более жесткие требования к эксплуатационным характеристикам.

1.5 Фотокатоды УФ и видимого диапазона

Большинство фотокатодов чувствительных в ближнем УФ и видимом диапазоне спектра ниже 3,5эВ принадлежат к одной из следующих групп:

- ✓ щелочные катоды: Cs_3Sb , K_3Sb , Rb_3Sb ;
- ✓ мультищелочные: $Na - K - Sb$, $Cs - Na - K - Sb$, $K - Cs - Sb$;
- ✓ серебряные фотокатоды: $Ag - O - Cs$, $Bi - Ag - O - Cs$;
- ✓ фотокатоды с отрицательным сродством к электрону (NEA фотокатоды): $GaAs(Cs)$, $GaAsP(Cs)$, $Si(Cs)$;
- ✓ фотокатоды с полевым ассистированием (InP electron transferred cathode).

В первой группе Cs_3Sb с шириной запрещенной зоны ~ 1.6 эВ и сродством к электрону ~ 0.45 эВ наиболее распространен и имеет наивысшее значение QY. Интересное поведение Cs_3Sb при кратковременной экспозиции кислорода, наблюдается увеличение QY во всем диапазоне длин волн, а также смещение красной границы в более длинноволновую область [12]. При этом кислород взаимодействует только с поверхностью фотокатода, при увеличении времени экспозиции твердое тело фотокатода вступает в химическую реакцию с кислородом, что ведет к деградации QY.

Стехиометрия $Cs - Sb$ фотокатодов исследовалась неоднократно [13], [14], [15]. Cs_3Sb является наиболее вероятной стехиометрической формулой и была измерена многими

авторами. Однако ни один из использованных методов измерения, включая микровесы, фотометрию и кристаллографию, не имели достаточной точности, чтобы обнаружить малые отклонения от отношения 3:1. В работе [16] обнаружено 7 возможных составов $Cs-Sb$: Cs_3Sb , Cs_5Sb_2 , Cs_2Sb , Cs_5Sb_4 , $CsSb$, $CsSb_2$, Cs_3Sb_7 .

Все прочие типы фотокатодов первой группы имеют схожие характеристики и способ изготовления, наиболее полное описание этих материалов и Cs_3Sb может быть найдено в [17].

Мультищелочные фотокатоды в общем имеют QY выше в 2 раза, чем в первой группе. Однако их изготовление технически более сложно, что приводит к большой вариации QY и красной границы от образцу к образцу. Типичный представитель данной группы $K-Cs-Sb$ впервые был продемонстрирован Соммерсом в 1963 г [18], обладает высоким значением QY в синей области спектра, выдерживает высокие температуры, обладает низким термической эмиссией. Определенности в стехиометрическом составе $K-Cs-Sb$ фотокатодов меньше, чем для $Cs-Sb$ из-за сложной процедуры изготовления. В работе [19] с помощью кристаллографических методов измерено преимущественное соотношение K_2CsSb .

Фотокатоды на основе серебра применяются в ближнем ИК диапазоне. Хотя фотоэмиссионные свойства $Ag-O-Cs$ были открыты даже раньше материалов на основе сурьмы, химический состав и микроструктура данного соединения до сих пор хорошо не изучены. Процесс изготовления также только частично изучен и носит преимущественно эмпирический характер [17].

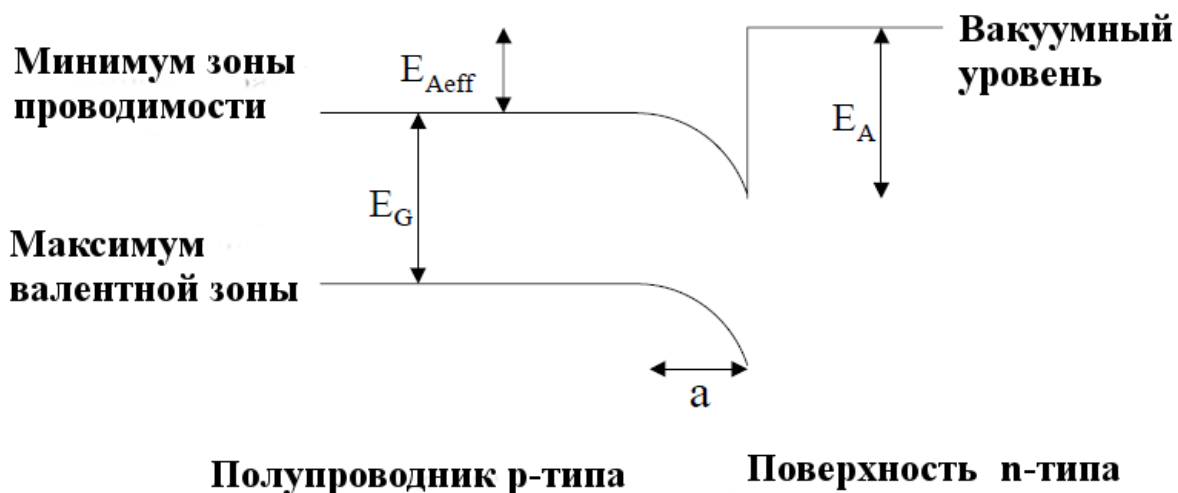


Рисунок 10. Искривление энергетических уровней в NEA фотокатодах.

NEA фотокатоды, такие как $GaAs(Cs)$ и $GaAsP(Cs)$ [20] являются материалами, в которых уровень вакуума лежит ниже минимума зоны проводимости в твердом веществе

(Рисунок 10). Это достигается дырочным легированием полупроводника, обычно добавлением монослоя цезия. Несколько пар чередующихся монослоев Cs и O_2 дают дополнительный прирост электрического поля диполя, ускоряющего фотоэлектроны в вакуум [21]. Комбинация этих двух явлений дает эффективное искривление энергетических уровней, снижая потенциальный барьер для выхода электрона. Существенно преимущество таких материалов в том, что даже термализованные электроны, достигшие поверхности твердого вещества могут выйти в вакуум. Поэтому даже электроны, возбужденные на глубине порядка нескольких мкм в толще твердого тела, имеют достаточно энергии для выхода, что приводит к значениям QY порядка 50% в диапазоне длин волн 400-700нм. С другой стороны большая длина пробега приводит к относительно низкому времени отклика τ порядка нескольких наносекунд, по сравнению с пикосекундными значениями в прочих неметаллических материалах. Также недостатком данных фотокатодов является сложность изготовления, ограничивающая размеры, увеличивающая их стоимость и нестабильность при отсутствии сверхвысокого вакуума.

Вышеописанные материалы обладают высокими значениями QY в видимой области спектра, как правило, обладают постоянной высокой чувствительностью для фотонов с высокой энергией. Фотокатоды, чувствительные только в УФ области спектра, не имеющие фотоэмиссии в видимой области, называются «солнечно-слепыми». Солнечно-слепой фотокатод нечувствителен к фотонам с энергией ниже 3,5эВ при использовании в земной атмосфере, ниже 6эВ – в космосе.

Высокой квантовой эффективностью в области 3,5-6эВ обладают лишь 2 материала: Cs_2Te , Rb_2Te [22]. Cs_2Te с красной границей 3.5эВ имеет QY более 10% для фотонов с энергией более 4.5эВ. Процесс изготовления идентичен изготовлению Cs_3Sb : пленка Te при повышенной температуре активируется парами Cs . Избыток Cs приводит к смещению порога фотоэмиссии в длинноволновую область до 1.5эВ и повышение QY до 30%. Rb_2Te фотокатоды не были изучены также подробно, как Cs_2Te . Они имеют схожие параметры, и порог фотоэмиссии в диапазоне 3.5-4эВ.

Галогениды щелочных металлов за исключением большинства фторидов, имеют QY порядка нескольких десятков процентов в УФ области. Наиболее эффективные CsI [23] и $CsBr$ [24] с красной границей 6.1эВ и 7.3эВ, квантовая эффективность 40% и 30% на длине волны 150нм соответственно [25]. Изготавливаются преимущественно термическим

осаждением, способны выдерживать контакт с окружающей средой без значительного уменьшения квантовой эффективности [26].

1.6 Импульсное лазерное напыление (PLD)

В конце 1960 годов, всего через несколько лет после демонстрации Мейманом первого рубинового лазера были проведены первые эксперименты по импульсному лазерному напылению. Однако только через 20 лет развития лазерной техники данный способ напыления тонких пленок становится объектом систематических исследований, особенно в области напыления многокомпонентных оксидных пленок [27]. Существенные преимущества PLD метода: возможность роста тонких пленок сложного состава с сохранением стехиометрии, высокая скорость роста, возможность напыления в атмосфере газов за счет высокой кинетической энергии частиц распыляемого вещества, простота управления процессом, возможность напыления в условиях низкого вакуума, возможность напыления полимерных и биологически активных пленок [28].

Процесс напыления методом ИЛН схематически представлен на *Рисунок 11* и может быть разделен на 3 этапа [29]:

- ✓ взаимодействие лазерного излучения с веществом мишени;
- ✓ расширение плазменного факела;
- ✓ осаждение пленки.

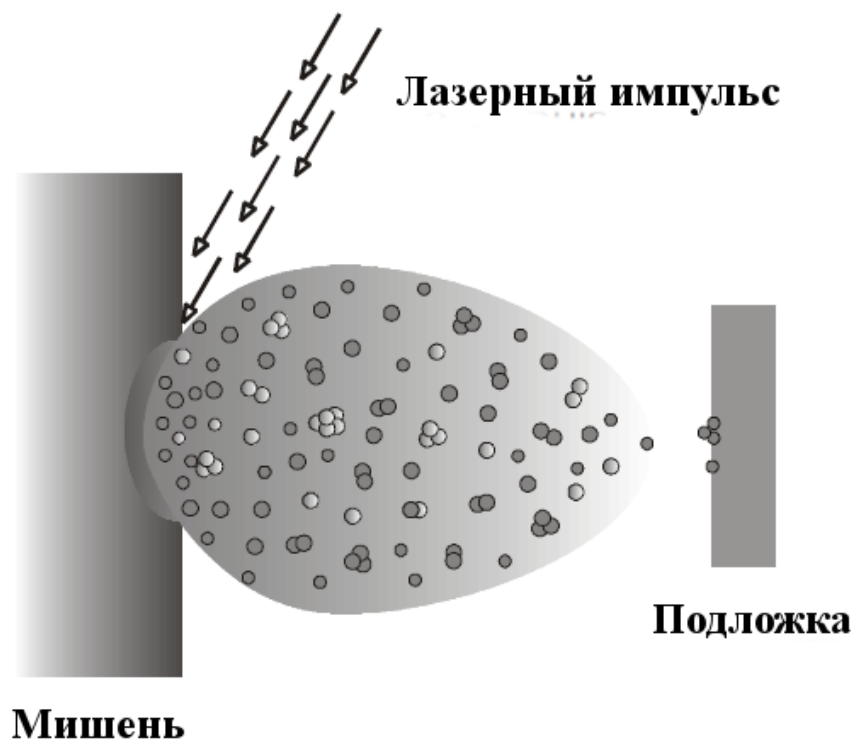


Рисунок 11. Схема напыление пленок методом импульсного лазерного напыления.

Каждый этап процесса зависит от следующих параметров: материал мишени, длина волны лазера, плотность мощности лазерного излучения, длительность импульса, тип и давление фонового газа, тип и температура подложки, геометрия напыления. Временной масштаб этапов ИЛН сильно различается: взаимодействие излучения с мишенью происходит за очень короткие времена (типично – десятки наносекунд), разлет плазменного факела – микросекунды, рост пленки – миллисекунды [30].

При ИЛН взаимодействие лазерного излучения с веществом приводит к абляции [31]. Под абляцией понимается последовательность процессов: поглощение излучения мишенью, расплавление и испарение поверхности, эжекция частиц, формирование плазмы, ее разлет. Если плотность мощности лазерного излучения достигает порога $\sim 10^9 \text{ Вт/см}^2$, абляция очень схожа со взрывом. Типичный сценарий процесса абляции для 30 наносекундного высокомогного лазерного импульса представлен на *Рисунок 12*.

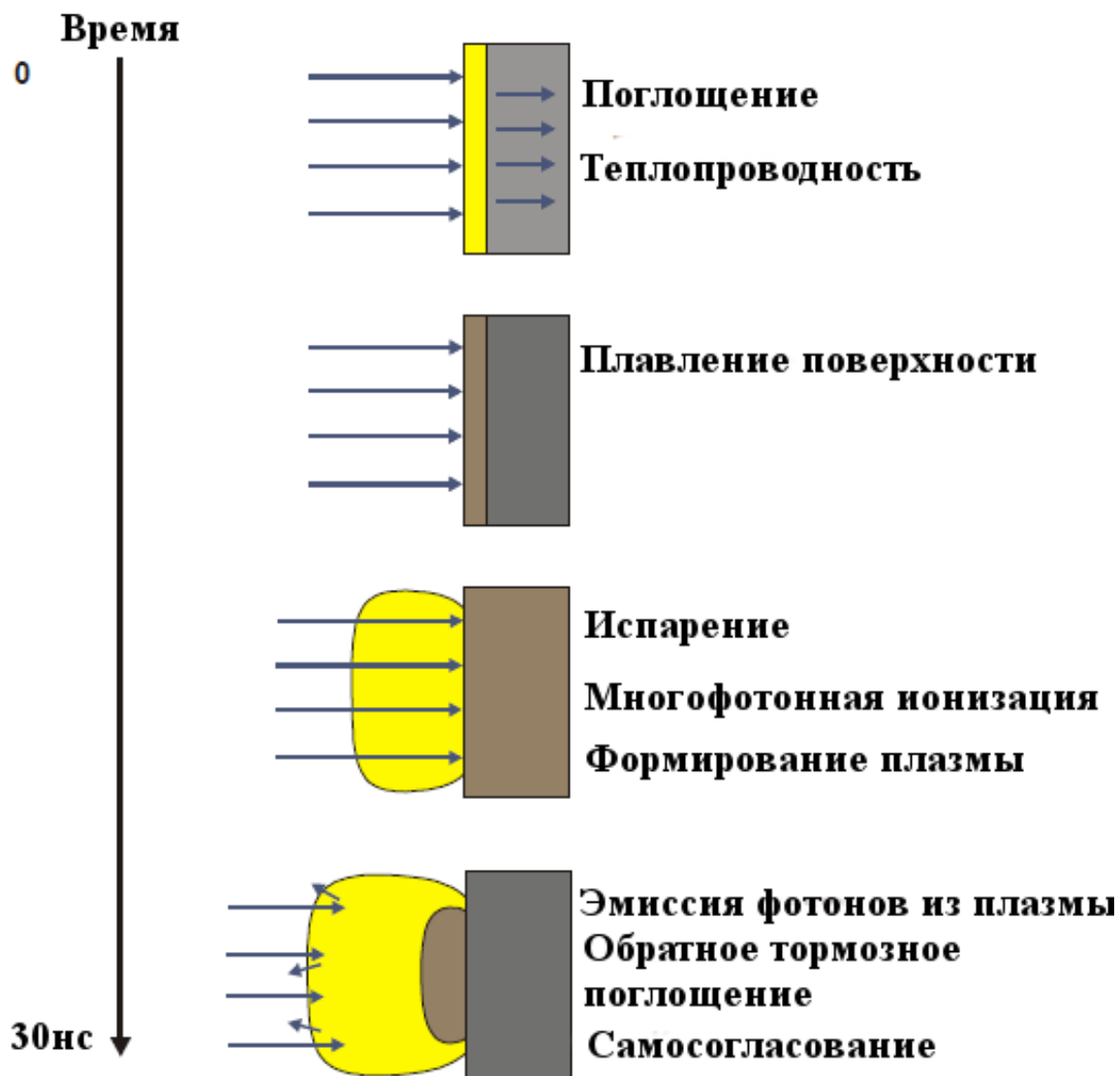


Рисунок 12. Динамика взаимодействия высокоэнергетического лазерного импульса с мишенью.

При падении лазерного импульса на мишень происходит мгновенная передача энергии квантов электронам в поверхностном слое вещества. Глубина поглощения зависит от глубины проникновения оптической волны в материал и обычно составляет несколько нанометров. Поглощенная энергия передается кристаллической решетке материала электронами (в металле) или фононами (в неметаллах), этот процесс происходит очень быстро ($\sim 10^{-14}$ с в металлах, 10^{-12} с в неметаллах).

Поверхность нагревается выше температуры плавления, образуется локальный очаг расплава. Расплавленная поверхность начинает испаряться. Высокая температура (до нескольких тысяч градусов по Цельсию) приводит к эмиссии различных частиц из мишени – ионов, электронов, нейтральных атомов, молекул. Лазерное излучение ионизует испаренный

газ с помощью однофотонного и нерезонансного многофотонного процессов, таким образом, образуется расширяющийся плазменный факел над поверхностью мишени.

Сформированный плазменный факел поглощает лазерное излучение с помощью неупругого электронного рассеяния (обратное тормозное поглощение), что приводит к дальнейшему подогреву плазмы. Поглощение плазмы зависит от ее плотности, температуры и длины волны лазера. При достаточно больших длительностях и плотностях мощности лазерного импульса электронная плотность в плазме над мишенью может достигать такого уровня, что плазма станет экранировать излучение, прерывая процесс дальнейшего взаимодействия с мишенью. Однако с расширением плотность падает и излучение может опять начать взаимодействовать с поверхностью вещества, формируется самосогласованный процесс. Горячая плазма также излучает свет за счет тормозного рассеяния и за счет эмиссии электромагнитного излучения из атомов, ионов и молекул, что приводит к видимому свечению факела.

В описании процесса абляции важно учитывать не только взаимодействие лазерного излучения с мишенью, но и взаимодействия излучение-газ, газ-мишень, излучение-плазма, плазма-мишень. Существует множество теоретических работ, посвященных описанию процесса абляции [32], [33], [34], [35]. Однако большинство из них либо рассматривают подробно одно из взаимодействий, либо относятся к какому-либо конкретному материалу.

Существенный вклад в развитие теории взаимодействия мощных лазерных импульсов с твердым веществом внесли отечественные ученые: Анисимов С. И. [36], Самохин А. Л. [37], Булгаков А. В, Булгакова Н. М. [38], [39].

1.7 Основные параметры PLD

Характерной особенностью лазерной абляции является наличие порога, т.е. для всех материалов существует пороговое значение плотности мощности, ниже которого абляция не наблюдается. Этот порог обычно ниже для неметаллов, что связано с низкой теплопроводностью и позволяет достигать больших температур в лазерном пятне. Типичное значение пороговой плотности мощности находится в пределах 10^7 - 10^8 Вт/см² [29] и зависит от коэффициента поглощения материала, скорость удаления материала мишени растет нелинейно с увеличением плотности мощности. При напылении, если плотность мощности слишком близка к пороговому значению, скорость роста пленки мала и возможен нестехиометрический перенос для многокомпонентных мишеней. Если плотность мощности слишком велика, большинство энергии лазера расходуется на подогрев плазмы, а не мишени.

Длина волны лазера – второй критичный параметр процессе PLD. Коэффициент поглощения большинства материалов растёт с уменьшением длины волны, таким образом, растёт локализация нагрева и снижается глубина проникновения излучения в материал. Типично, чем короче длина волны, тем лучше для нанесения покрытий, используются длины волн 0.2-1мкм, в зависимости от материалов и фонового газа. Использование лазеров с более короткой длиной волны проблематично, так как требует специального дорогостоящего оборудования.

При продолжительной абляции изменяется топология поверхности мишени, может изменяться химический состав приповерхностного слоя. После нескольких импульсов плоская поверхность мишени превращается в сложную морфологию с выступами, иглами и проч. Для достижения стабильной абляции, необходима подготовка поверхности (преабляция) [40].

При нанесении, лазерное излучение обычно падает под углом 30^0-45^0 в поверхности мишени, так уменьшается лазер-плазменное взаимодействие и исключается воздействие лазера на подложку. Недостатком такой геометрии является возможность образования канавки в мишени, что приводит к отклонению плазменного факела от поверхности подложки.

При импульсном лазерном напылении существенно наличие абляции материала, то есть микро-взрыва вещества мишени из-за скачка давления в пятне взаимодействия лазерного излучения с веществом. Существует метод лазерного нагрева, являющийся видом термического испарения вещества, с присущими ему достоинствами и недостатками. Вынос вещества при абляции мишени позволяет переносить на подложку даже многокомпонентные материалы без нарушения их состава [41].

1.8 Нанесение покрытий в вакууме

Следует различать порог абляции и порог формирования плазменного факела. Для формирования плазмы требуется дополнительная энергия на ионизацию и в общем случае пороговая плотность мощности формирования плазмы выше порога абляции. При падении 30нс лазерного импульса с достаточной энергией на поверхности мишени образуется пузырь горячей плазмы, последующее расширение плазмы описывается следующими параметрами:

Формирование слоя Кнудсена

Изначально плотность плазмы может быть очень высока $\sim 10^{18}-10^{20}$ см⁻³, все частицы вблизи поверхности мишени имеют анизотропное распределение скоростей (вектора

скоростей преимущественно направлены от мишени). В результате столкновений на расстоянии в несколько длин свободного пробега от поверхности мишени (слой Кнудсена) плазма становится изотропной [42]. В слое Кнудсена поглощается остаточное лазерное излучение. Температура в плазме достигает значений $\sim 5000\text{K}-15000\text{K}$ [43]. Анизотропное распределение скоростей частиц в плазме приводит к ее расширению преимущественно в направлении по нормали к мишени. Сигн и Нараян [44], используя газовую динамику адиабатического расширения (плазма рассматривалась как жидкость), показали, что ускорение частиц в факеле обратно пропорционально его размерам. Следовательно, наибольшие скорости достигаются в направлении перпендикулярном поверхности мишени, где начальные размеры плазменного пузыря составляют десятки микрон. Аналогичный результат получен Анисимовым в [30].

При расширении плазменного факела в вакууме, для материала с массой атома или иона порядка 100a.e. , средняя энергия частиц составляет $\sim 50-200\text{эВ}$, что соответствует скорости фронта факела $1-2 \cdot 10^4 \text{ м/с}$. Состав плазменного факела особенно для многокомпонентных мишеней очень сложен и может изменяться в процессе расширения. В нескольких первых миллиметрах расширения факела происходит свечение возбужденных атомов и ионов. В факеле также присутствуют атомы и ионы в основном состоянии, распределение скоростей таких частиц шире, чем для частиц излучающих фотоны. Наличие нейтральных частиц в плазменном факеле может быть объяснено рекомбинацией быстрых ионов с электронами и/или резонансным обменом заряда между ионами и нейтральными частицами. Электроны более мобильны, чем ионы и нейтралы, однако они не могут покинуть плазменное облако, так как удерживаются сильным полем пространственного заряда, созданного их коллективным движением от ионов.

При наличии фонового газа все процессы распространения плазмы значительно усложняются, однако все эксперименты, представленные в данной диссертации проводились в вакууме.

Формирование тонких пленок

Рост тонких пленок, т.е. напыление испущенного из мишени материала на растущую пленку может быть описано следующей последовательностью: прибывающие частицы адсорбируются на поверхности подложки, распространяются на некоторое расстояние до взаимодействия друг с другом, рост зародыша. Тип начальных устойчивых зародышей определяет структуру и морфологию растущей пленки. При очень высокой температуре подложки высокая мобильность частиц внутри растущей пленки может приводить к

изменению состава и свойств пленки. Выделяются три основных типа формирования зародыша и соответствующего роста пленки (Рисунок 13) [45]:

- ✓ Механизм Волмера-Вебера,
- ✓ Механизм Франка – ван дер Мерве,
- ✓ Механизм Странского-Крастанова.

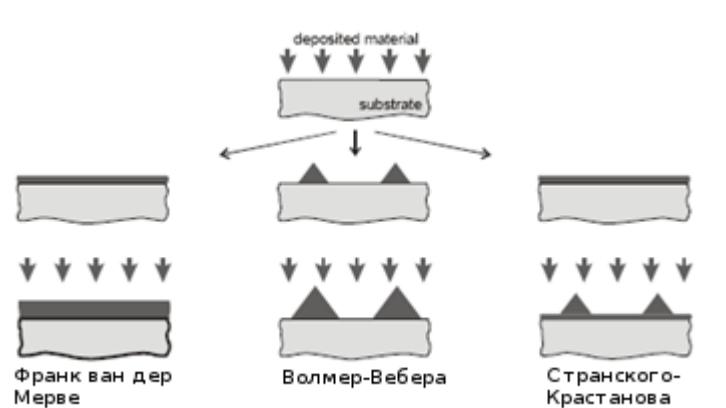


Рисунок 13. Механизмы самосборки при эпитаксиальном росте тонких пленок.

Выбор того или иного механизма роста пленки определяется термодинамикой, которая связывает поверхностные энергии (пленки и подложки) с энергией перехода пленка-подложка.

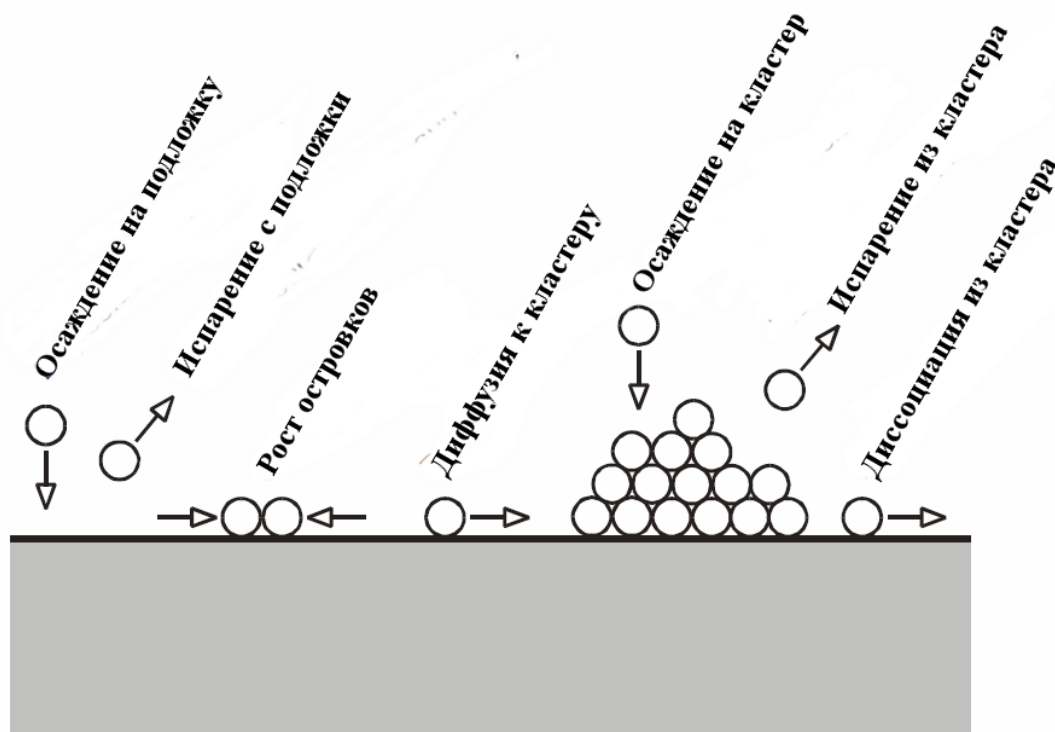


Рисунок 14. Схема атомных процессов при нуклеации кластеров при росте пленки на поверхности подложки.

Рисунок 14 иллюстрирует различные процессы, вовлеченные в формирование кластеров по механизму Волмера-Вебера при осаждении из паров. Баланс между ростом и распадом для выбранного кластера определяется его свободной энергией ΔG по отношению к энергии набора индивидуальных атомов. Для объемного кластера ΔG имеет максимум ΔG^* , при достижении критического размера островка. Островки с размерами выше критических становятся стабильными и формируют кластеры для дальнейшего роста пленки. В первом приближении скорость роста пленки есть произведение скорости прихода атомов к островкам критического размера на концентрацию критических островков. Концентрация критических островков пропорциональна концентрации подвижных атомов на поверхности подложки и коэффициенту поверхностной диффузии, который является сильно спадающей функцией от ΔG^* . В общем случае желательна большая скорость формирования кластеров, что достигается за счет увеличения скорости осаждения новых частиц или снижения температуры подложки, что приводит к понижению ΔG^* . Также это достижимо при добавлении фоновых газа, за счет уменьшения свободной энергии на поверхности (снижение ΔG^*).

При механизме роста Франка-ван дер Мерве пленка растет монослоями за счет формирования островков толщиной в один монослой и их росту до полного слияния в монослой до того, как сформируется значительное количество островков следующего слоя. В этом случае нет свободного энергетического барьера роста кластера. Если материал подложки отличается от материала пленки, монослойному росту пленки способствуют сильная связь пленки с подложкой, низкая поверхностная энергия пленки и высокая энергия поверхности подложки.

Механизм монослойного роста пленки может сменить островковый рост после формирования 1-5 монослоев пленки за счет изменения поверхностной энергии подслоев. Например, при возникновении напряжения в подслоях за счет рассогласования параметров решетки подложки и пленки.

Представленные механизмы описывают эпитаксиальный рост пленки на кристаллических подложках. На аморфных подложках растет поликристаллическая пленка.

1.9 PLD рост пленки

Качественно рост кластеров за цикл импульсного лазерного напыления может быть представлен следующим образом. Импульс испаренного вещества приводит к росту зародышей в виде малых субкритических островков с высокой плотностью. Островки гораздо меньше, чем при непрерывном осаждении, они не стабильны и превращаются в мобильные частицы, которые формируют уже стабильные островки за время порядка 100мс. Приход

последующего импульса приводит к такому же результату, кроме того добавляя частиц к уже устойчивым островкам, повышая их устойчивость.

Существенным параметром при PLD росте это период между двумя импульсами лазерного излучения T_c , с. Если T_c много больше, чем времена атомных процессов T_{ap} (временные константы процессов вовлеченных в рост пленки: движение частиц к островкам, рост островков, их распад) импульсный характер подачи газа не сказывается росте пленки. Если же $T_c \approx T_{ap}$ формирование пленки становится зависим от частотного режима. Согласно [40] два главных термодинамических параметра вносящие определяющий вклад при PLD росте: температура подложки T_s и перенасыщение m , пропорциональное T_s и $\ln(R_a/R_e)$, где R_a - действительная скорость осаждения, R_e - скорость равновесного осаждения при T_s . При PLD R_a управляемо варьируется в пределах $\sim 10^{14} - 10^{22} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Также важными параметрами при PLD росте является: плотность мощности лазерного излучения, степень ионизации, тип осаждающихся частиц, физико-химические свойства подложки.

1.10 Структура пленки

Согласно Смитту [46] важными параметрами, определяющими структуру пленки при PLD росте являются: отношение температуры подложки T_s к температуре плавления T_M материала пленки и отношение расстояния между участками адсорбции к диффузионной длине пробега адсорбированных частиц Λ_D . Выделяют четыре основные структуры получаемых пленок:

Зона 1

Если T_s/T_M мало, настолько, что подвижностью частиц на поверхности можно пренебречь ($\Lambda_D < a$), пленка состоит из нитей диаметром десятки нанометров, разделенных промежутками в несколько нанометров. Нити аморфны или обладают кристаллической структурой низкого качества. В более толстых пленках данная структура перемещается с массивом конусов с основаниями на поверхности подложки и с большими расстояниями между собой.

Зона Т

Эта структура пленки типична для процессов напыления с повышенной энергией адсорбированных частиц. Если $\Lambda_D < a$ пленка представляет собой нити, схожие со структурой Зоны 1, но без промежутков пустоты между нитями и без конусов. Нити подвержены дефектам.

Зона 2

Если $T_s/T_M > 0.3$ поверхностная подвижность становится значительной, пленка представляет собой нити без промежутков с резкими кристаллическими границами между собой. Кристаллическое совершенство таких нитей высоко. Такая структура также может появляться в аморфных пленках, плоскими границы в таких пленках являются плоскости пониженного сцепления.

Зона 3

Когда $T_s/T_M > 0.5$ растущая пленка отжигается во время роста, состоит из более изотропных и самоподобных кристаллических форм. При $T_s/T_M > 0.5$ структуры зоны 2 и зоны 3 формируют с пленки с гладкой поверхностью. Однако грани кристаллов могут образовывать канавки.

Как правило, оптимальная температура подложки для роста высококачественных пленок при PLD находится в диапазоне $0.3 < T_s/T_M < 0.5$, так что частицы на поверхности достигают термодинамически стабильных состояний.

1.11 Дефекты пленок при PLD росте

Существенной проблемой в PLD росте пленок является вкрапление частиц на поверхности пленок. Частиц могут быть образованы:

1. каплями расплавленного материала мишени, испущенными в сторону подложки;
2. оторванными выступающими элементами поверхности мишени, которые механически переносятся на подложку под действием лазерно-наведенного термического или механического удара;
3. конденсацией пара вещества в крупноразмерные кластеры при перенасыщении.

Капельные частицы образуются при существенном превышении плотности мощности лазерного излучения порога абляции. Частицы типа 3 образуются преимущественно при напылении в атмосфере фонового газа. Типичные размеры частиц типа 1 и типа 2 находятся в

микронном и субмикронном диапазоне, размеры частиц типа 3 – нанометры. Размеры частиц увеличиваются с увеличением плотности мощности лазерного излучения и с увеличением длины волны.

Для получения пленок высшего качества требуется экспериментальный подбор всех параметров процесса PLD, ключевые из которых: температура подложки, плотность мощности лазерного излучения, тип и давление фонового газа. PLD рост пленок наиболее привлекателен в области роста пленок из многокомпонентных мишеней, например для напыления диэлектрических и полупроводниковых пленок для изготовления УФ фотокатодов: CsI, CsBr, GaAs.

1.12 Сверхсветовые генераторы широкополосных электромагнитных импульсов (СШП ЭМИ)

Генерация электромагнитного излучения при наклонном падении рентгеновского излучения на проводящую или диэлектрическую поверхность впервые была объяснена Карроном и Ленгмюром в работе [47]. При наклонном падении плоской волны на плоскую проводящую поверхность (катод) кванты рентгеновского излучения за счет внешнего фотоэффекта выбивают электроны (Рисунок 15). Фазовая скорость точки пересечения материальной поверхности и падающей волны:

$$V = \frac{c}{\cos(\psi)}. \quad (17)$$

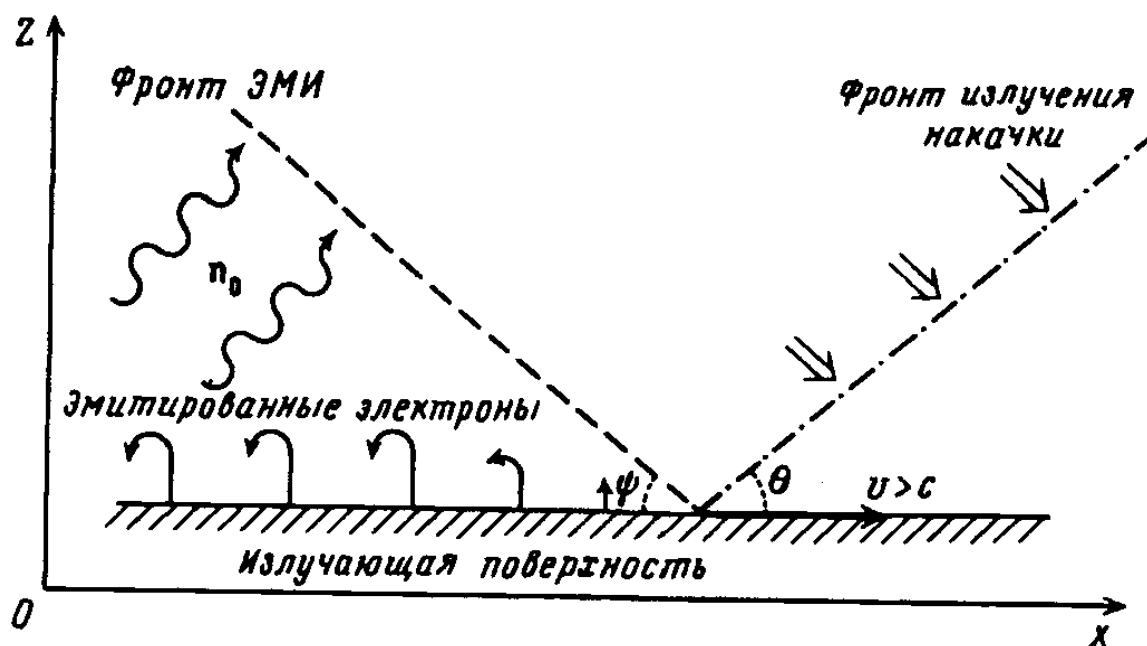


Рисунок 15. Генерация электромагнитного излучения сверхсветовым движением электронного тока.

При углах отличных от 0° скорость движения точки пересечения фронта падающей волны рентгеновского излучения с поверхностью твердого тела (катод) выше скорости света. С такой же скоростью вдоль катода бежит фронт эмиссии электронов, или импульс электронного тока. Данный ток в свою очередь согласно теории Максвелла рождает электромагнитное поле. Электронный ток формирует дипольный слой, излучение которого складывается учетом фазовых соотношений. Так как скорость фронта тока электронной волны больше скорости света образуется Черенковский источник излучения, для которого в дальней зоне излучение отдельных диполей складывается когерентно, а амплитуда магнитной (и соответственно электрической) составляющей поля пропорциональна второй производной поверхностной плотности дипольного момента, который в свою очередь пропорционален энергии фотоэлектронов [48]. Таким образом, появляется возможность создать генератор направленного (в силу Черенковского характера) высокоомощного (за счет увеличения энергии фотоэлектронов, их количества и площади источника) электромагнитного излучения. Такой источник принципиально является импульсным с длительностью электромагнитного импульса в первом приближении [49]:

$$t_0 \approx \frac{2 \cdot \pi}{\omega_{Le}} \approx \frac{10^{-4}}{\sqrt{n_e}}, \quad (18)$$

где ω_{Le} - ленгмюровская частота в облаке фотоэлектронов, n_e - концентрация электронов. Что характерно, рост плотности электронов приводит и к сокращению длительности импульса и к увеличению его амплитуды, что выгодно отличает такой источник от прочих, в которых сокращение длительности генерируемого импульса неизбежно ведет к падению мощности.

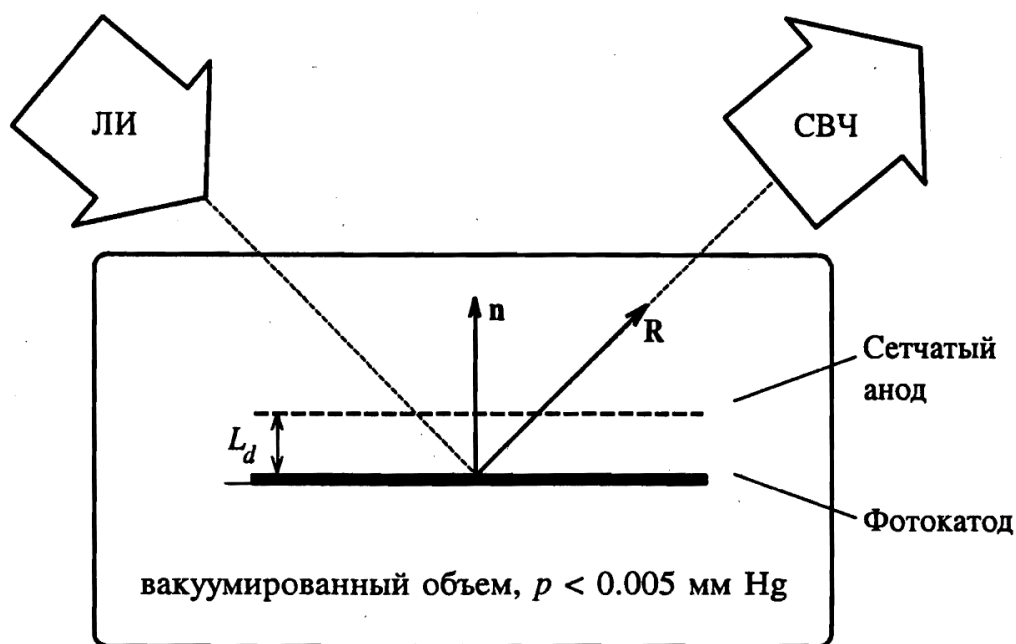


Рисунок 16. Генерация СВЧ ЭМИ в вакуумном диоде при наклонном падении иницирующего излучения.

В работе [1] предложена реализация сверхсветового генератора ЭМИ в виде плоского фотодиода с сетчатым анодом (Рисунок 16). При заданных габаритах увеличение мощности генератора может быть достигнуто за счет увеличения концентрации фотоэлектронов их кинетической энергии. Для достижения представляющих практический интерес амплитуд ЭМИ требуется энергия порядка десятков кэВ, создать фотоэмиссию с такими начальными скоростями электронов физически очень сложная задача. Поэтому было предложено разделить процесс формирования фототока и его разгона в электронном промежутке вакуумного фотодиода под действием постоянного электрического поля. Если анод тока фотодиода сделать прозрачным для разогнанных фотоэлектронов, то в заметной области формируется дипольный слой аналогичный слою в катодной области (при малом кулоновском расталкивании внутри электронного облака и малом времени пролета от катода к аноду). При этом фронт тока электронной волны на аноде также бежит со сверхсветовой скоростью и рождает электромагнитный импульс с амплитудой электрической напряженности поля, пропорциональной плотности тока [1]:

$$E_{\omega} \approx H_{\omega} \approx \frac{\ddot{P} \cdot S}{c^2 \cdot Rl}, \quad (19)$$

где $\ddot{P} = \frac{P}{t_p^2}$ - вторая производная от поверхностной плотности дипольного момента,

$P = \frac{\varepsilon}{2\pi e}$, S - площадь источника, Rl - расстояние в дальней зоне.

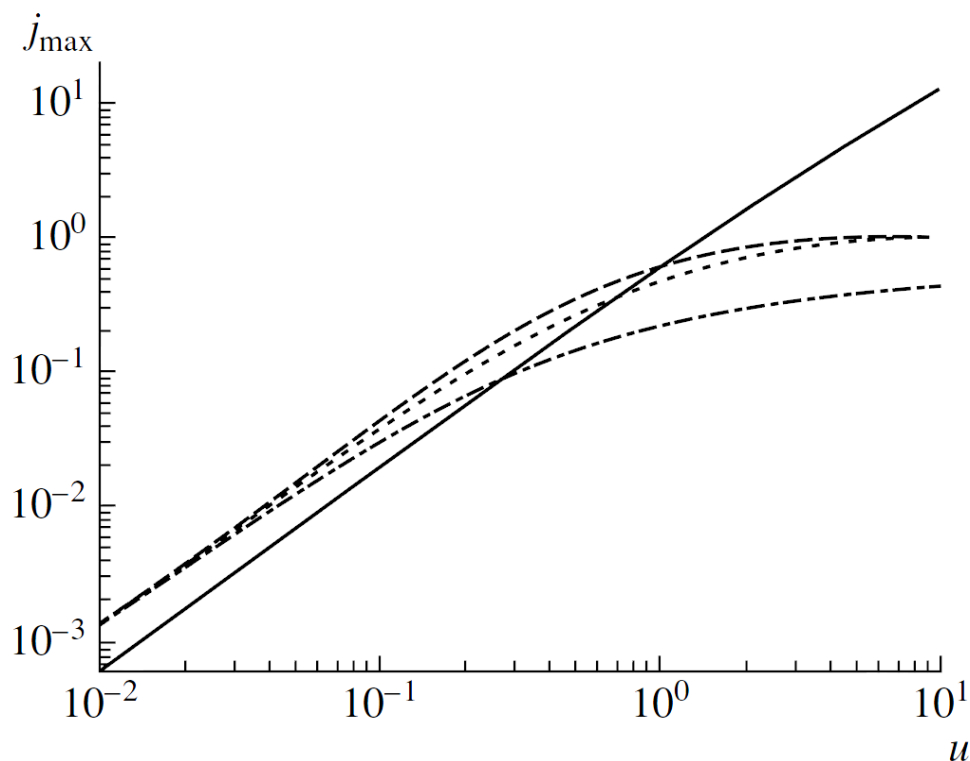


Рисунок 17. Зависимость амплитуды анодного тока от напряжения: сплошная кривая – предельный ток Чайльда-Ленгмюра, штриховая - $\xi = 0.1$, пунктирная - $\xi = 1$, штрихпунктирная - $\xi = 10$, где ξ - отношение снимаемого заряда к максимально запасенному в диодном промежутке.

В работе [49], проведены аналитические оценки для плоского фотодиода со следующими параметрами: межэлектродное расстояние $L_d = 10$ мм, площадь генератора $L_d = 0.02$, $\gamma = e \cdot \varphi / m_e \cdot c^2 + 1 = 1.5$, $\varphi = E \cdot L_d$, E - напряженность электрического поля в межэлектродном промежутке. Получены следующие характеристики: характерная длина волны $\lambda \approx 0.28$ см, расходимость $\nu_r \approx 4 \cdot 10^{-2}$ рад, полная излученная энергия ≈ 1.3 Дж, полная мощность излучения $1.4 \cdot 10^{11}$ Вт, общая запасенная энергия в диоде 5.8 Дж (КПД экстракции энергии из электростатического поля $\sim 22\%$), при интенсивности иницирующего лазерного излучения $\sim 2 \cdot 10^5$ Вт/см², при энергии кванта лазерного излучения 2 эВ, и квантовой эффективности поверхности катода $Y = 0.2$. Результаты аналитических оценок хорошо согласуются с численным моделированием.

В работах [2], [50] проведен более детальный анализ динамики присеточного тока. Показано, что при малых напряжениях на электродах, пиковое значение тока зависит от отношения снимаемого заряда к предельному заряду (Рисунок 17). Длительность и крутизна переднего фронта генерируемого ЭМИ также зависит от величины снимаемого заряда и напряжения, при малых зарядах анодный ток идентичен катодному, при зарядах близких к

полному снимаемому заряду длительность ЭМИ и переднего фронта увеличивается за счет кулоновского расталкивания.

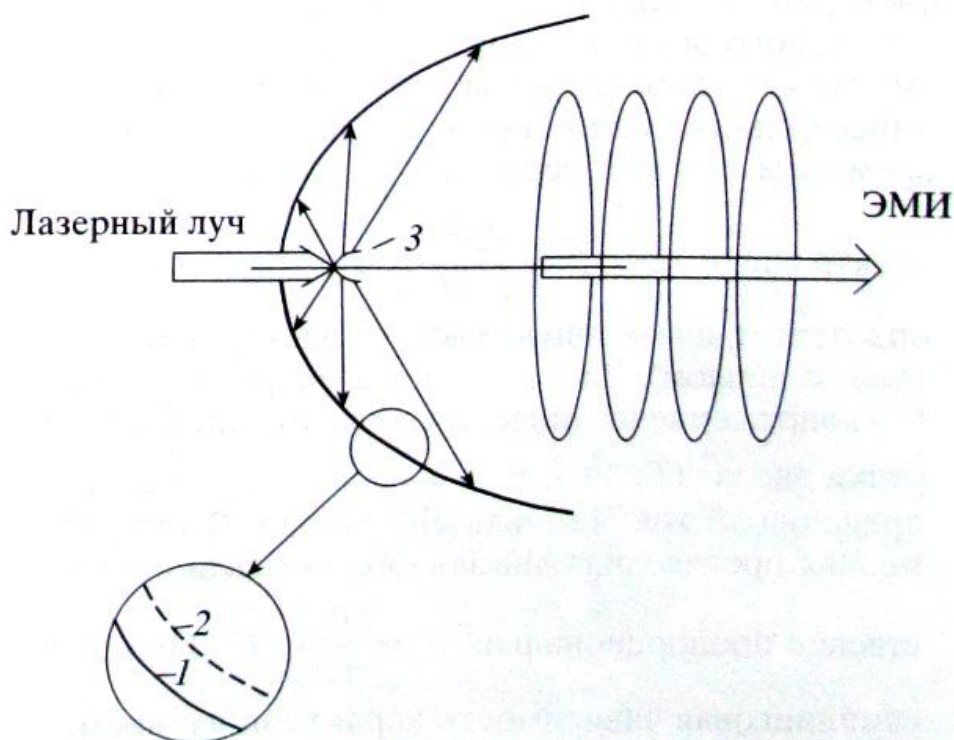


Рисунок 18. Схема сверхсветового лазер-плазменного генератора.

Следует отметить, что ЭМИ генераторы такого типа в зарубежной литературе известны под аббревиатурой DARC (dc to ac radiation convertor), основное преимущество такого генератора в том, что энергия электромагнитной волны черпается из энергии электростатического поля, запасенной в диоде. Лазерное же излучение падающей наклонно волны является лишь инициирующим, в отличие, например, от генераторов на основе лазерной искры, в которых энергия ЭМИ является преобразованной энергией лазерного излучения, коэффициент преобразования, как правило, очень низок и ограничен свойствами среды, в которой создается лазерная искра. В зарубежной литературе известны DARC генераторы на основе диодов с газовым [51] и полупроводниковым [52] наполнение межэлектродного пространства. В работе [53] экспериментально наблюдается генерация когерентного черенковского излучения миллиметрового и субмиллиметрового излучения при прохождении электронных банчей границы алюминиевая фольга-вакуум.

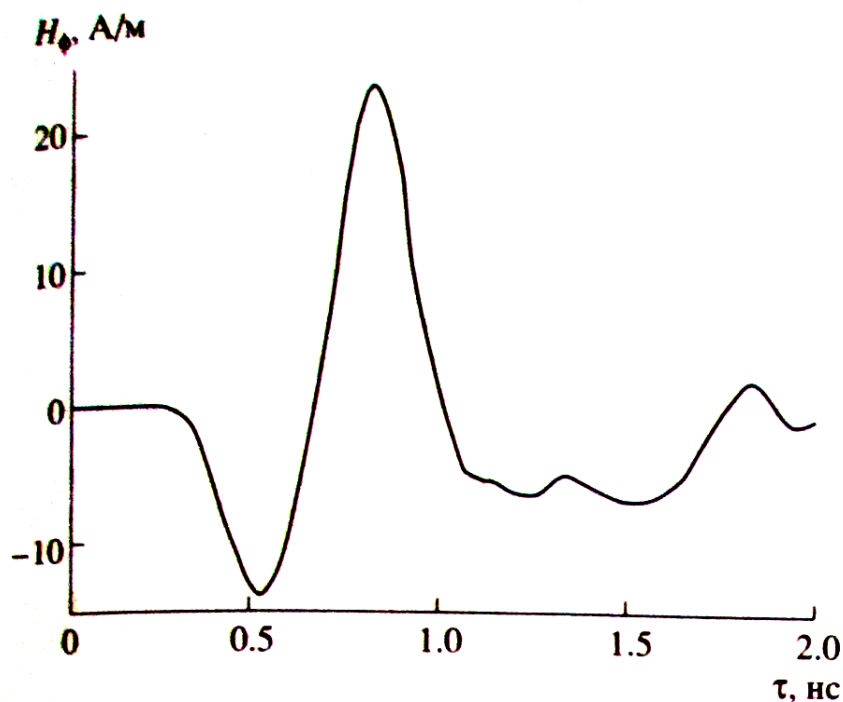


Рисунок 19. Импульс ЭМИ генерируемый параболическим лазер-плазменным сверхсветовым источником.

В работах [54], [55] представлены результаты экспериментального исследования вакуумного сверхсветового источника с рентгеновским иницированием (Рисунок 18). Генератор имеет параболическую форму, в фокусе параболического катода из нержавеющей стали установлена сферическая мишень, облучаемая высокомоушным лазерным излучением установки Искра-5. При этом мишень нагревается до высоких температур, превращается в расширяющуюся плазму, тормозное излучение заряженных частиц которой генерирует рентгеновское излучение, падающее на поверхность катода. Рентгеновские кванты извлекают фотоэлектроны, фронт рентгеновской волны распространяются по поверхности катода со сверхсветовой скоростью, фотоэлектроны разгоняются в диодном промежутке. Такой источник получил название лазер-плазменного. Достигнуты следующие параметры: уровень пиковой мощности ~ 10 МВт, КПД преобразования электростатической энергии в энергию сверхширокополосного ЭМИ $\sim 2\%$, уровень амплитуды напряженности магнитного поля 300 А/м в ближней зоне, длительность переднего фронта импульса ~ 100 пс. Зарегистрированная форма генерируемого видеоимпульса представлена на Рисунок 19. Зависимость амплитуд первого и второго пиков в дальней зоне в максимуме углового распределения от приложенного к диоду напряжения представлена на Рисунок 20. Экспериментальные кривые хорошо согласуются с теоретическими скейлинговыми кривыми

$$H_{\max} \propto U^2.$$

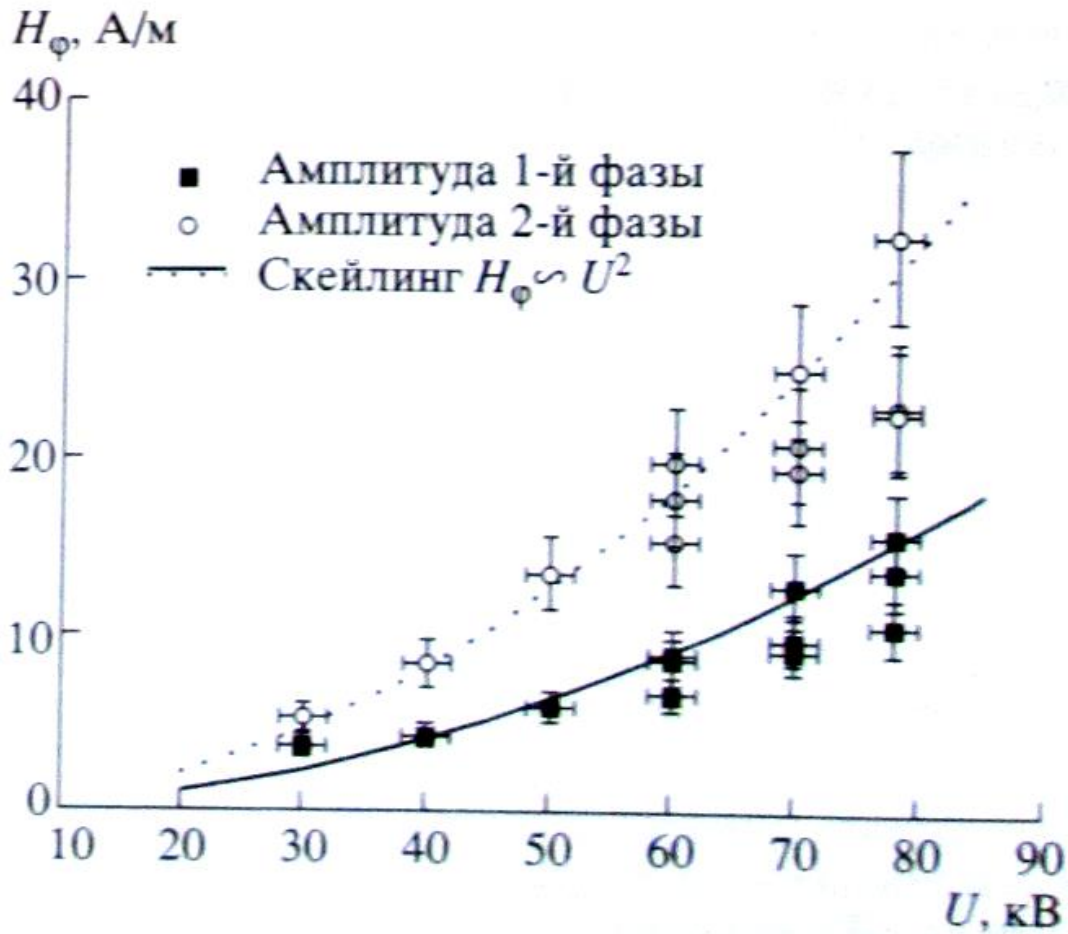


Рисунок 20. Зависимость напряженности магнитного поля в дальней зоне от приложенного напряжения для лазер-плазменного генератора СШП ЭМИ.

В работе [56] представлены результаты экспериментального исследования сверхсветового ЭМИ генератора на основе плоского фотодиода с прямым лазерным иницированием. В данной диссертации представлены результаты по разработке и экспериментальному исследованию параболического генератора ЭМИ с прямым лазерным иницированием, в таком диоде генератор ЭМИ совмещен с параболической направляющей антенной для достижения лучшей направленности излучения. Результаты по измерению напряженности электрической составляющей поля вакуумного сверхсветового генератора при наклонном падении короткого лазерного импульса на медную проволоку представлены в работе [57].

Глава 2. Квантовая эффективность фотокатодов на основе пленок галогенидов металлов

Диэлектрические и полупроводниковые покрытия, нанесенные на металлические подложки, перспективны для изготовления фотокатодов, способных выдерживать продолжительное воздействие окружающей среды [58].

PLD метод нанесения тонких пленок появился относительно давно и продолжает развиваться в настоящее время. Импульсное лазерное осаждение особенно эффективно для нанесения покрытий сложного стехиометрического состава, обладает высокой скоростью роста пленок, гибкостью, простотой настройки. К недостаткам PLD можно отнести: наличие крупноразмерных частиц на покрытии при неправильно подобранном режиме лазера.

2.1 Описание установки для нанесения покрытий методом PLD

Процесс импульсного лазерного осаждения может быть разделен на 3 стадии:

- ✓ Взаимодействие лазерного излучения с мишенью (поглощение электромагнитной энергии, отвод тепла мишенью, расплавление материала мишени, испарение, многофотонная ионизация, образование плазмы, свечение плазмы, обратное тормозное излучение),
- ✓ Расширение плазменного облака, содержащего материал мишени (оценочная начальная температура плазмы в облаке 5000-15000К),
- ✓ Рост тонкого покрытия на поверхности подложки.

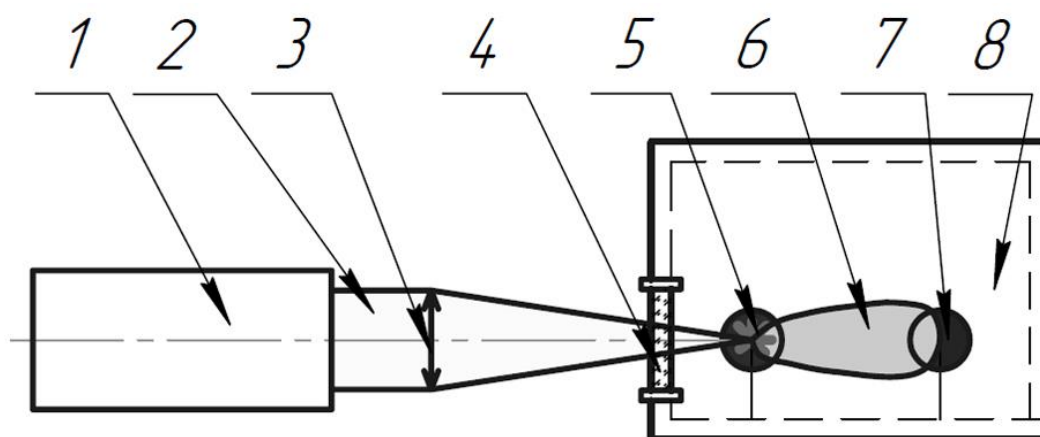


Рисунок 21. Схема процесса импульсного лазерного напыления тонкопленочного покрытия. 1 – импульсный лазер, 2 – лазерное излучение, 3 – фокусирующая оптика, 4 – кварцевое окно, 5 – мишень, 6 – плазменный факел, 7 – подложка, 8 – вакуумная камера.

Для реализации PLD-нанесения покрытий галогенидных соединений была разработана и изготовлена установка, содержащая следующие узлы (*Рисунок 21*):

- ✓ Вакуумная камера с системой крепления мишени и подложки, окном для ввода лазерного излучения
- ✓ Измеритель вакуума Edwards WRG-S
- ✓ Форвакуумный поршневой насос, турбомолекулярный вакуумный насос Varian S.P.A.
- ✓ Импульсный твердотельный лазер с ламповой накачкой на основе Nd:YAG и пассивного насыщающегося затвора LiF.
- ✓ Оптика, фокусирующая лазерное излучение на мишени с фокусным расстоянием $F=50\text{мм}$.
- ✓ Бесконтактный нагреватель подложки - лазер полупроводниковый 808нм 9Вт с волоконным выходом и оптической системой для коллимации излучения.

В качестве подложек использовались пластины из меди и никеля толщиной 1.5мм, диаметром 25мм. Нанесение тонкопленочного покрытия начинается с подготовки мишени и подложки. Если материал для нанесения поставляется в виде сухого порошка (в нашем случае - CsBr), для качественного нанесения порошок прессуется в таблетку. Требуется добиться достаточной плотности материала, чтобы в процессе PLD мишень не была пробита лазерным излучением на большую глубину (не более 2-3мм), иначе поверхность мишени уходит из фокуса оптической системы, и процесс нанесения становится неэффективным. Если материал для нанесения поставляется в виде монокристалла (CsI) или иного плотного материала, то дополнительная подготовка мишени не требуется.

В процессе отработки технологии изготовления фотокатода стало очевидным, что одним из ключевых факторов получения однородного фотоэмиссионного покрытия с высокой квантовой эффективностью, является качественная подготовка подложки. Этапы подготовки подложки: механическая чистка, лазерная чистка, химическая чистка в 50% растворе соляной кислоты, промывка в дистиллированной воде, сушка при комнатной температуре. Отклонения от данной методики очистки подложки приводит к существенному снижению квантовой эффективности и однородности полученного фотокатода.

Подготовленные подложка и мишень устанавливаются в вакуумной камере так, чтобы их плоскости были параллельны, при этом угол падения лазерного луча выставляется в пределах 45-120 град от нормали к поверхности мишени, в зависимости от ее плотности (чем плотнее мишень, тем острее угол). Вакуумная камера откачивается до остаточного давления $10^{-5}-10^{-4}$ торр. Данного давления достаточно для нанесения качественного покрытия, методика PLD не требует сверхвысокого вакуума, так как скорость частиц в плазменном облаке высока

(порядка 10^4 м/с) и они не успевают взаимодействовать с примесями в объеме камеры. Для улучшения адгезии осаждаемого покрытия мы подогревали подложку до 60° Цельсия полупроводниковым лазером, излучение которого проникает в камеру через кварцевое окно. Температуру подложки контролировали термопарой или бесконтактным термометром.

После нагрева подложки до 60° Цельсия, на поверхность мишени подаётся сфокусированное импульсное лазерное излучение. Был разработан твердотельный импульсный Nd:АИГ лазер с ламповой накачкой и LiF пассивным модулятором добротности (см. *Рисунок 22*). Резонатор лазера линейный с плоскими зеркалами, LiF насыщающийся поглотитель установлен у глухого зеркала, его положение подобрано для получения максимально коротких импульсов. Параметры лазера: длина волны - 1064нм, длительность импульса - 100нс, энергия в импульсе - <1 Дж, частота: <20 Гц, модовый состав – одномодовый.

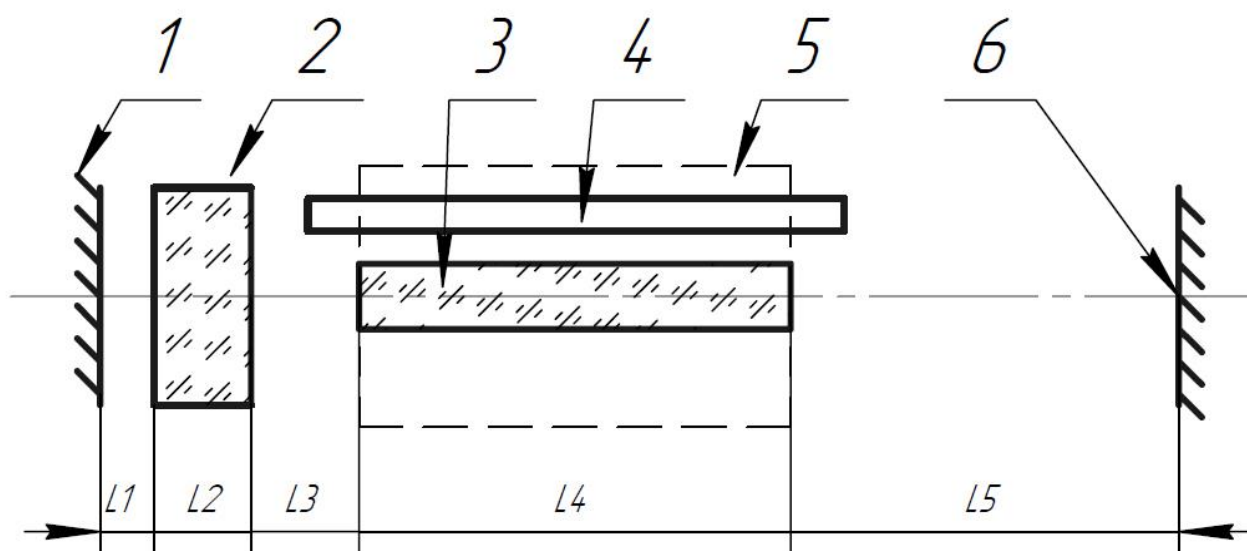


Рисунок 22. Схема импульсного лазера. 1 – плоское глухое зеркало, 2 – пассивный затвор LiF $T_n=5\%$, 3 – активный элемент Nd:YAG 6.3×100 (1.1% Nd), 4 – Хе импульсная лампа накачки, 5 – эллиптический отражатель, 6 – плоское выходное 40% зеркало. $L1=65$ мм, $L2=40$ мм, $L3=130$ мм, $L4=100$ мм, $L5=145$ мм.

Мощность и частота лазера регулируются в широких пределах блоком питания импульсной лампы. Для получения качественного покрытия необходимо, чтобы плотность мощности в каждом импульсе лазерного излучения ненамного превосходила порог образования лазерной плазмы, иначе растет вероятность разлета крупных частиц мишени и осаждение их на подложке, что ухудшает качество покрытия. Длительность процесса нанесения подбирается экспериментально и зависит от материала мишени, плотности мишени и желаемой толщины пленки, *Рисунок 23* иллюстрирует процесс осаждения CsI на медную подложку. Тонкие пленки (порядка нескольких десятков нанометров) из плотных материалов

(кристалл CsI, спрессованная таблетка CsBr) наносятся за 1-2мин (частота следования лазерных импульсов – 20Гц). В процессе нанесения для улучшения диффузии частиц плазменного облака в материал подложки требуется поддерживать ее в нагретом состоянии.

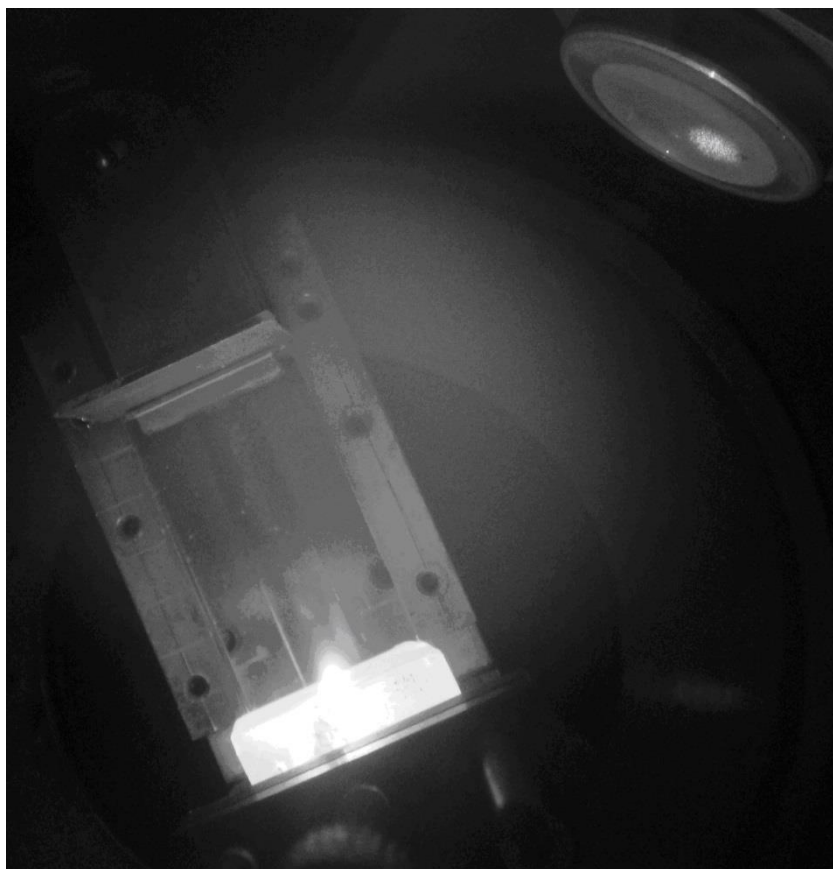


Рисунок 23. Фотография плазменного облака в процессе нанесения CsI на медную подложку.

Известно [23], что квантовая эффективность достигает максимального значения при толщине покрытия 0.5мкм. Дальнейшее увеличение толщины слоя к увеличению квантовой эффективности не приводит. Экспериментально было подобрано время процесса нанесения, при котором толщина пленки составляет порядка 0.5-0.7мкм. При частоте следования лазерного излучения 20Гц оно составило порядка 16мин. Энергия лазерного излучения близка к порогу возникновения лазерной плазмы, толщину пленки контролировали с помощью интерферометра.

После окончания работы лазера подложка остается в камере под вакуумом и отжигается при температуре 60°C в течение 3-х часов. Отжиг существенно улучшает квантовый выход фотокатода, так как удаляет из новообразованной пленки нежелательные примеси (преимущественно – пары воды). После отжига образец извлекается из вакуумной камеры, в течении 10 минут находится на открытом воздухе, затем передается на стенд измерения квантовой эффективности.

2.2 Стенд измерения квантовой эффективности фотокатодов

Экспериментальное исследование квантовой эффективности фотокатодов проводилось методом измерения заряда [59], накапливаемого на измерительной емкости в результате протекания фототока между сетчатым анодом и фотоэмиссионным катодом при облучении последнего одиночным импульсом лазерного излучения с различными спектральными и временными параметрами.

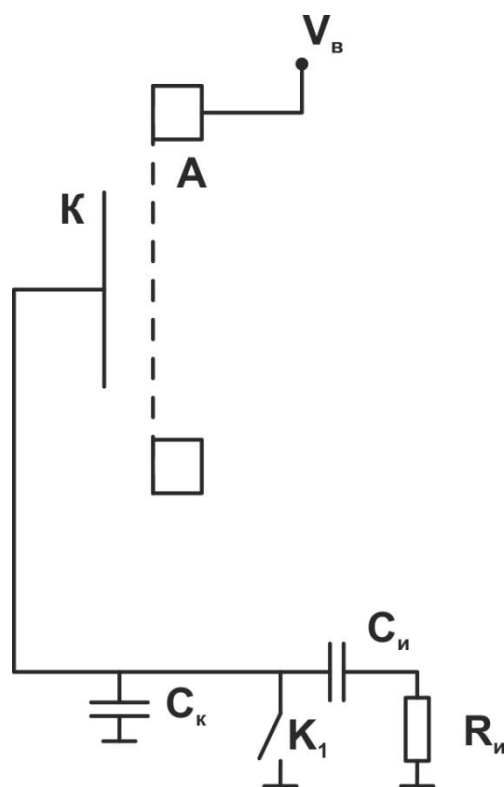


Рисунок 24. Схема измерения съема заряда с фотодиода.

Принципиальная схема измерений квантовой эффективности фотокатодов представлена на *Рисунок 24*. А – сетчатый анод, К – фотокатод, $C_k \cong 100$ пФ емкость сигнального кабеля, $C_n = 10$ нФ измерительная изолирующая емкость, $R_n = 1$ М Ω сопротивление нагрузки (входное сопротивление осциллографа), $V_B = 0$ – $+20$ кВ приложенное постоянное напряжение. Расстояние сетка-катод: 1–5 мм. Для защиты измерительного оборудования от высокого напряжения в случае пробоя промежутка сетка-катод в схеме присутствовала защитная измерительная емкость C_n величиной около 10 нФ. При съеме заряда с фотокатода заряжалась емкость кабеля C_k , после чего величина снятого заряда вычислялась по импульсу тока перезарядки, протекающему через измерительный резистор R_n .

Так как емкость кабеля C_k много меньше, чем защитная измерительная емкость C_n , форма основного импульса тока через входное сопротивление осциллографа R_n не искажалась относительно формы импульса тока, наблюдаемой при коротке C_n . На цифровом

запоминающем осциллографе регистрировался импульс напряжения с характерной длительностью $\tau = R_n C_k \sim 100$ мкс. Площадь под импульсом напряжения, делённая на входное сопротивление осциллографа являлась площадью под кривой импульса тока, т.е. полным зарядом, ушедшим с катода в результате фотоэмиссии:

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{U(t)}{R_n} dt, \quad (20)$$

где Q – заряд [Кл], $I(t)$ – временная зависимость тока [А], $U(t)$ – временная зависимость напряжения [В], R_n – нагрузка в [Ом], t – время, [с].

Величина квантовой эффективности QY рассчитывалась через заряд, определенный по описанной методике, и измеренную энергию одиночного лазерного импульса на основе выражения:

$$QY = \frac{N_{el}}{N_{ph}} = \frac{Q}{W} \cdot \frac{h\nu}{e}, \quad (21)$$

где N_{el} и N_{ph} – соответственно количество вышедших электронов и падающих фотонов, W – энергия лазерного импульса [эВ].

При измерении заряда, протекающего через измерительный резистор в процессе перезарядки фотокатода вычислялась площадь под кривой тока без дополнительных предположений о форме импульса перезаряда. В связи с этим влияние паразитных индуктивностей или ёмкостей, дополнительно присутствовавших в схеме не сказывалось на величине полученного заряда.

Связь по постоянному току между катодом и измерительным резистором отсутствовала из-за наличия защитного конденсатора. В связи с этим после воздействия лазерного импульса измерительный конденсатор заряжался. Для проведения последующих измерений сброс заряда осуществлялся замыканием ключа K_1 .

Для обеспечения съема всего заряда необходимо было прикладывать достаточно большое напряжение к зазору сетка-катод. Данное обстоятельство связано с тем, что при рождении фотоэлектронов в количестве, превышающим поверхностную плотность заряда конденсатора сетка-катод, лишь часть заряда будет уходить с катода. Поверхностная плотность заряда в конденсаторе, при напряженности поля $E = 1$ кВ/см составляет $\sigma = 89$ пКл/см². Так как поверхностная плотность энергии применяемых лазерных источников составляла величину до 1 мДж/см², для обеспечения съема всего заряда фотоэлектронов требовалось ослабление лазерного пучка и повышение напряжения сетка-катод. При этом в

области $\sigma \cdot \frac{h\nu}{e} < QY \cdot \Phi$, наблюдалась практически линейная зависимость снятого заряда от

приложенного напряжения. Определяя напряжение насыщения, при котором линейная зависимость прекращается, и снимаемый заряд практически перестает зависеть от приложенного напряжения, можно косвенно определить величину квантовой эффективности:

$$QY = \frac{\sigma_{нас}}{\Phi} \cdot \frac{h\nu}{e}, \quad (22)$$

где $\sigma_{нас}$ - плотность заряда при насыщении.

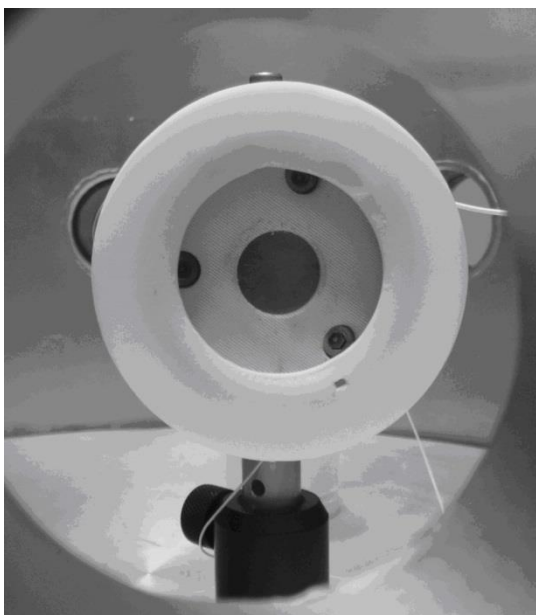


Рисунок 25. Сборка фотодиода для измерения квантовой эффективности. Фото в вакуумной камере.

Однако, последнее выражение справедливо лишь в случае, когда время пролёта электронов от катода до сетки много больше длительности лазерного импульса. В случае использования пикосекундного лазерного источника данное условие выполняется, и такой расчет квантовой эффективности давал результат, аналогичный прямым измерениям. При использовании в качестве источников фотовозбуждения эксимерных лазеров с длительностью импульса 5-7 нс, получающиеся значения квантовой эффективности были заниженными относительно прямых измерений

Исследуемый образец фотокатода помещался в непроводящий, изготовленный из тефлона держатель (см. Рисунок 25). В этот же держатель на расстоянии 1-5 мм от катода (в зависимости от эксперимента) помещался анод. Полученная сборка, по сути, представляет собой вакуумный фотодиод. В качестве анода использовалась сетка с прозрачностью более 80% изготовленная из вольфрамовой проволоки диаметром 35 мкм натянутой с шагом 520 мкм на медное кольцо диаметром 50 мм. Фотография сетки приведена на Рисунок 26.

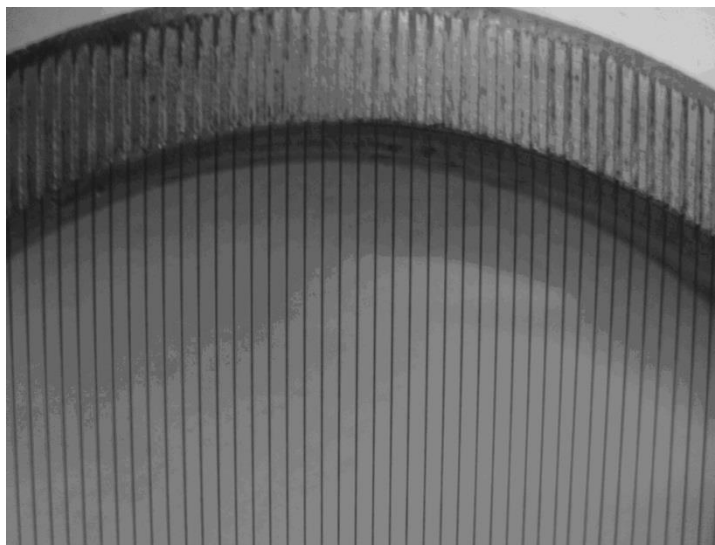


Рисунок 26. Сеточный анод.

На анодную сетку подавалось постоянное напряжение амплитудой до 20 кВ от высоковольтного источника питания SRS PS375. Фотокатод подключался подводящим кабелем к осциллографу (Tektronix TDS 2022B, либо LeCroy WaveRunner 62Xi).

Облучение катода производилось лазерными импульсами через анодную сетку при нормальном угле падения излучения на фотокатод. Таким образом, данная схема позволяла регистрировать суммарный заряд, эмитированный с фотокатода за все время действия лазерного импульса.

2.3 Квантовая эффективность изготовленных фотокатодов

Все измерения квантовой эффективности проводились в вакууме. Для этого конструкция, состоящая из фотокатода анодной сетки и тefлонового держателя помещалась в вакуумную камеру с кварцевыми окнами, которая откачивалась мембранным (Adixen AMD4) и турбомолекулярным (Adixen ATH200) насосами до остаточного давления 10^{-5} Торр. Возбуждение фотоэмиссии с катода внутри вакуумной камеры осуществлялось коллимированным (либо сфокусированным линзой из CaF_2) лазерным пучком с диаметром пятна $d=1-3$ мм, проходящим сквозь входное кварцевое окно. Плотность мощности лазерного импульса на поверхности фотокатодов менялась от 10^3 Вт/см² до 10^5 Вт/см².

В качестве источников, возбуждающих электронную эмиссию использовались эксимерные ArF и KrF лазеры с длиной волны излучения, соответственно 193 нм и 248 нм, длительностью импульса 5 нс и частотой следования 100 Гц. Полученные значения квантовой эффективности для различных материалов приведены в *Таблица 1*.

Материал фотокатода	КЭ
---------------------	----

CsI, PLD рост, $\lambda=193$ нм	1×10^{-2}
CsI, токовое испарение, $\lambda=193$ нм	1.5×10^{-2}
CsBr, PLD рост, $\lambda=193$ нм	3.3×10^{-3}
CsBr, PLD рост, $\lambda=248$ нм	1×10^{-4}

Таблица 1. Результаты измерений квантовой эффективности CsI и CsBr фотокатодов.

Для сравнения полученных результатов, был изготовлен CsI фотокатод на медной подложке традиционным методом токового испарения. Квантовой эффективностью этого фотокатода по значению близка к образцам полученным PLD методом, однако равномерность фотоэмиссионного покрытия была существенно ниже. Значение квантовой эффективности изменялось от 0 до 100% при сканировании лазерным пятном по площади образца. Для образцов полученных методом PLD сканирование по площади фотокатода показало отклонение от максимального значения не более чем на 20%. Также фоточувствительный слой нанесенный PLD методом демонстрирует высокую устойчивость к истиранию, что свидетельствует о хорошей адгезии к подложке.

2.4 Изготовление и исследование фотокатодов на основе пленок CuI

Неоспоримым достоинством CuI фотокатодов, является их не требовательность к рабочему вакууму (фотокатоды устойчиво работают без деградации при остаточном давлении $\cong 10^{-5}$ торр) и высокая стойкость к атмосферному воздействию (кратковременное, до нескольких десятков минут, пребывание в воздушной среде атмосферного давления практически не влияет на их QY [58]).

Основной целью данного направления работы было создание технологий формирования (нанесения) слоев CuI, обеспечивающих не только максимально возможную (и воспроизводимую) величину КЭ создаваемых фотокатодов, но и необходимую для последующего их механическую и электрическую прочность.

Были исследованы два технологических процесса создания фотокатодов на основе CuI: жидкостной и сублимационный.

В первом процессе, формирование пленки CuI происходило в результате кратковременного, в течении десятков секунд, взаимодействия раствора йода в спиртах с поверхностью медной подложки с последующем высушиванием при атмосферном давлении. При этом использовались: (1). 5% раствор йода в этиловом спирте с остаточным содержанием

KI («медицинский йод»), и (2). раствор йода в химически чистом изопропиловом спирте (для предотвращения возможного влияния неконтролируемых примесей и воды).

Эксперименты показали, что жидкостной способ нанесения позволяет достичь практически тех же значений КЭ, какие приведены на *Рисунок 6*, но не обеспечивает необходимой однородности сформированного покрытия даже на относительно малых размерах подложки (разброс в величине КЭ сформированного фотокатода диаметром 20 мм в зависимости от места облучения может достигать 100 и более процентов). Вероятно, такая особенность связана в основном не с качеством подготовки поверхности медной подложки, а является следствием сложных процессов самоорганизации роста нано- микрокристаллов CuI.

Во втором, сублимационном процессе формирование пленки CuI происходило на предварительно подготовленной поверхности медной подложки в результате прямого взаимодействия паров йода с медью. Данный способ формирования пленки CuI также обеспечивал высокую, сравнимую и даже превосходящую литературные значения КЭ фотокатода, и обладал существенным преимуществом по сравнению с жидкостным методом в плане возможности создания фоточувствительного слоя с практически одинаковой не зависящей от места облучения квантовой эффективностью.

На *Рисунок 27* приведены фотографии созданного технологического контейнера (испарительной ячейки) в котором проходило формирование фотокатодов.

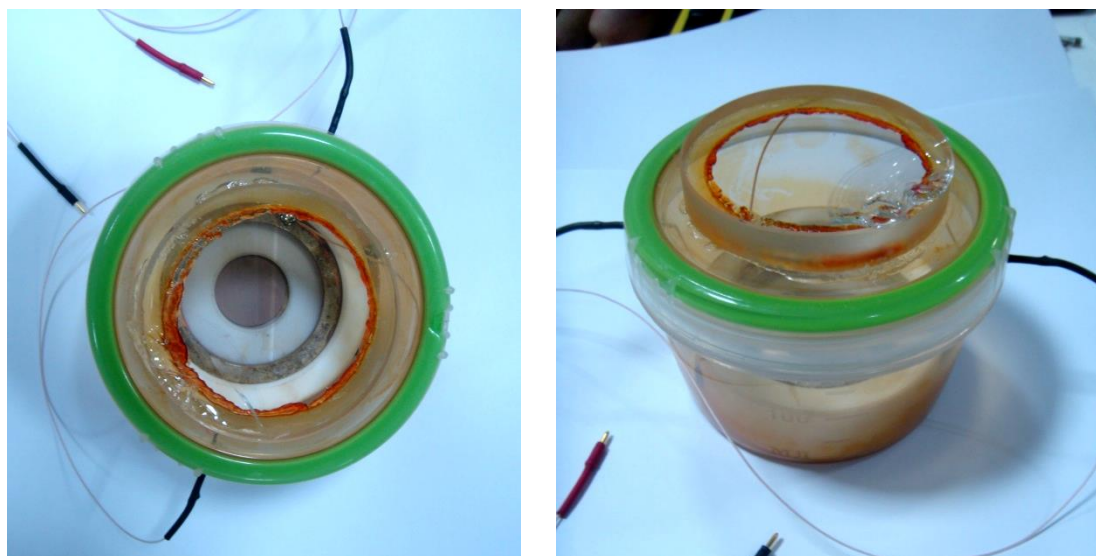


Рисунок 27. Технологический контейнер для формирования фотокатодов на основе CuI.

Контейнер представляет собой герметически закрытый сосуд (с крышкой из кварцевого стекла КУ1) на дне которого размещены кристаллы йода и установлен тефлоновый держатель

с медной подложкой и сетчатым анодом (аналогичный, изображенному на *Рисунок 25*). К подложке и сетчатому аноду подсоединены высоковольтный и измерительный кабели. По сути, данный контейнер представляет собой одновременно устройство для нанесения слоя CuI и его тестирования с целью определения оптимального времени нанесения покрытия. Фотокатод с анодной сеткой подключались к источнику напряжения (до нескольких сотен вольт) и к тракту измерительного осциллографа и облучались через кварцевое окно УФ лазерными импульсами. Оптимальное время нанесения определялось по факту первоначального роста и последующего насыщения сигнала фототока (*Рисунок 28*). При этом все измерения проводились без откачки контейнера (при атмосферном давлении). Типичное время формирования фотокатода варьируется от десятков минут до часов в зависимости от температуры контейнера (эффективности процесса сублимации йода).

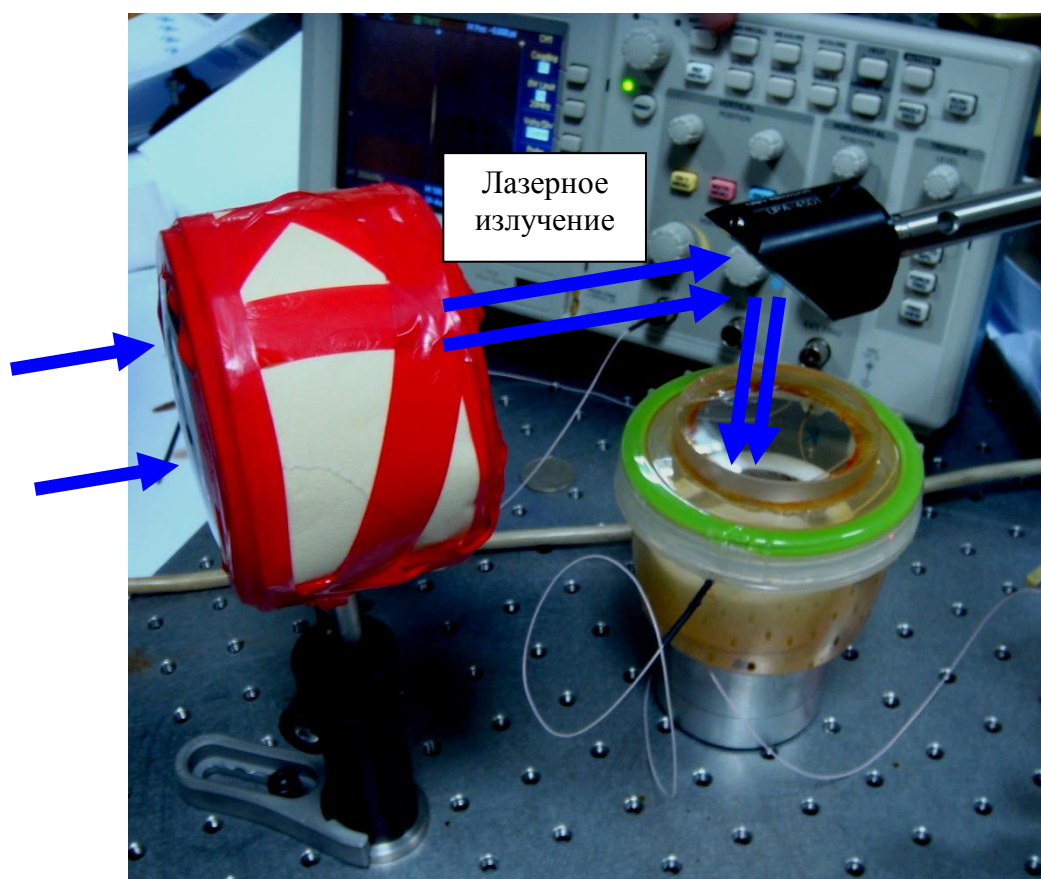


Рисунок 28. Технологический контейнер подключен к источнику напряжения, измерительному осциллографу и диагностическому лазерному каналу для определения оптимального времени формирования фотокатодов на основе CuI .

На *Рисунок 29* приведены типичные фотографии образцов фотокатодов CuI и изображения их микрообластей полученные с помощью электронного микроскопа.

Наилучшие значения КЭ фотокатодов CuI составили: 3×10^{-2} для длины волны 193 нм, 3×10^{-4} для длины волны 248 нм, 2.3×10^{-3} для длины волны 212 нм.

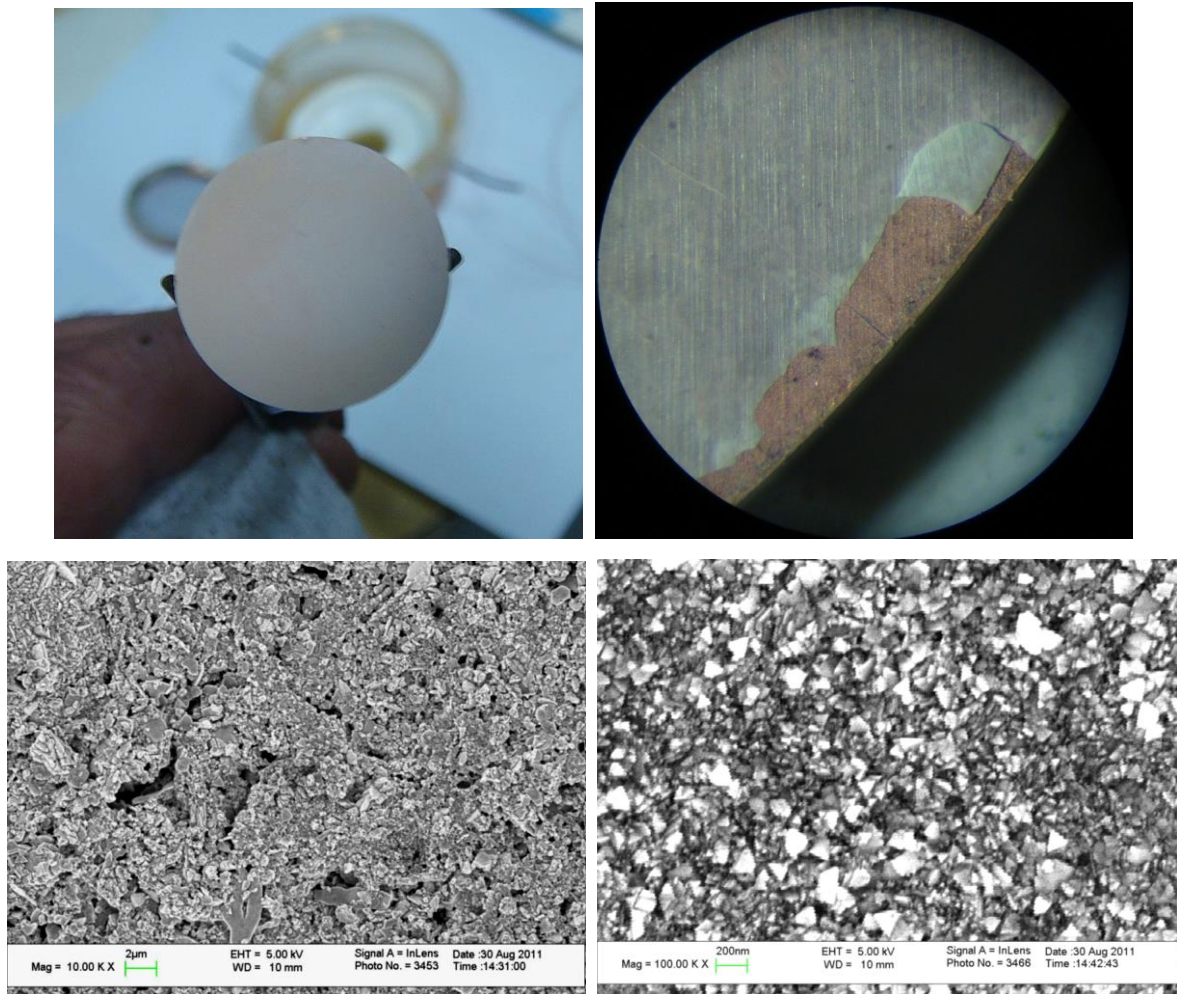


Рисунок 29. Оптические и электронно-оптические фотографии образцов фотокатодов CuI.

Были проведены ресурсные испытания изготовленных CuI фотокатодов. При приложении импульсного электрического поля напряженностью 100 кВ/см и воздействия до 30 тыс. лазерных импульсов с длиной волны 193 нм и 248 нм и интенсивностью до 10^3 - 10^5 Вт/см², КЭ фотокатодов снижалась не более чем на 50 процентов.

Проведенные исследования продемонстрировали эффективность роста пленки CuI методом газофазного осаждения йода на поверхность медной подложки. Получено высокое значение квантовой эффективности в УФ спектральном диапазоне, высокая степень однородности КЭ по всей апертуре фотокатода. Способность сохранять фотоэмиссионные свойства при контакте с воздухом позволяют масштабировать технологию для изготовления крупногабаритных фотокатодов, что было сделано в рамках данной работы – изготовлен параболический CuI фотокатод диаметром 200мм, использованный в качестве электронного эмиттера в сверхсветовом генераторе электромагнитного излучения.

Глава 3. Исследования структуры и морфологии тонких пленок CsI, CsBr, GaAs нанесенных методом PLD

В данной главе представлены результаты по исследованию состава и структуры пленок напыленных методом PLD. Как описывалось выше пленки CsI и CsBr могут быть использованы как УФ фотокатоды, пленки же GaAs могут быть использованы в качестве фотокатодов видимо области спектра.

В работе [60] были проведены исследования состава CsI пленок, нанесенных методами PLD и термического испарения на кремниевые подложки. Неожиданным был результат избыток Cs при PLD росте, что понижало работу выхода полученного материала. При термическом испарении CsI избытка Cs не наблюдалось. В данной главе описано подробное исследование морфологии и структуры CsI, CsBr, GaAs покрытий, выращенных методом PLD на аморфных подложках при различных температурах. Показано, что при нарушении условия конгруэнтного переноса для лазера с длиной волны 1064нм, пленки CsI и CsBr сохраняют состав мишени, для GaAs покрытий наблюдается избыток галлия, что хорошо согласуется с результатами, полученными в [61].

3.1 Модернизированная установка для нанесения покрытий методом PLD

Для нанесения пленок выбранных материалов была модернизирована установка, описанная в главе 2. Установка состоит из вакуумной камеры, снабженной безмасляными средствами откачки до уровня вакуума 10^{-5} мбар, входными окнами для прохождения лазерного излучения, вакуумметром FRG-720, нагревателем подложки, с контролируемой температурой, оснасткой для реализации процесса нанесения (см. *Рисунок 30*).

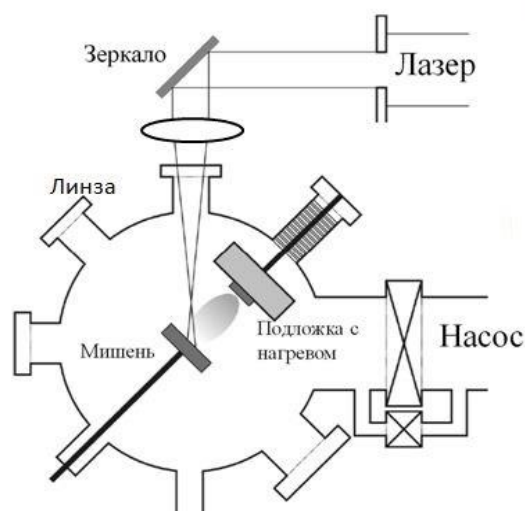


Рисунок 30. Схема модифицированной установки нанесения покрытий методом PLD.

Для контролируемого нанесения покрытий создан новый импульсный лазер на кристаллах Nd:YAG, построенный по схеме задающий генератор – усилитель (см. Рисунок 31). Излучение задающего генератора на квантроне K1 расширялось телескопом и заводилось в усилительный каскад K2. Затем излучение через систему зеркал M7-M9 заводилось в вакуумную камеру и фокусировалось линзой на поверхности мишени. Зеркало M9 также использовалось для сканирования сфокусированным пятном по мишени, так как в процессе нанесения в мишени образовывались каналы, материал выходил из фокуса и процесс нанесения прерывался. Полученные параметры лазера: моноимпульсный одномодовый (TEM₀₀) режим, энергия в импульсе до 1 Дж, частота до 20 Гц, длина волны 1064 нм, длительность импульсов по полувысоте 25 нс.

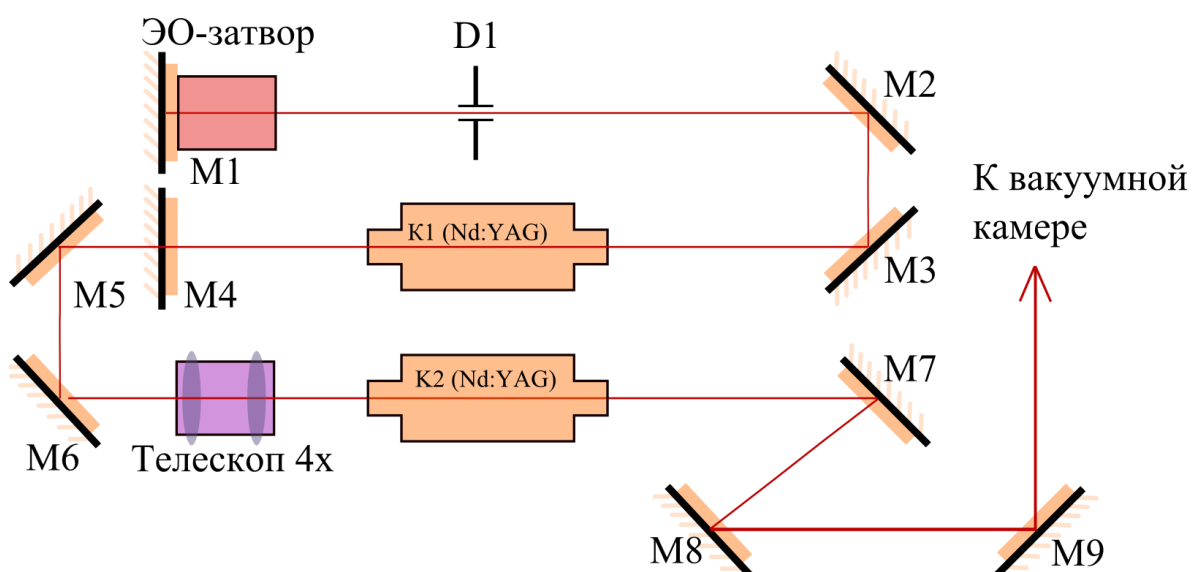


Рисунок 31. Схема импульсного твердотельного лазера. M1-M9 – зеркала, K1, K2 – квантроны K-104, D1 – диафрагма.

Перед началом процесса нанесения стеклянная подложка и мишень очищались этанолом, помещались внутрь вакуумной камеры, подложка закреплялась на подогревателе. В случае CsBr прессовались таблетки из порошка химически чистого материала. Мишень выставлялась так, чтобы лазерное излучение падало под углом 30° – 45° к поверхности мишени. Таким образом, уменьшалось лазерно-плазменное взаимодействие и исключалось взаимодействие лазерного излучения с подложкой. Частицы в абляционном факеле осаждаются на поверхности подложки, после чего они могут диффундировать на некоторое расстояние, пока не начинают взаимодействовать друг с другом или с поверхностью, тем самым образуя зародыш. Способ образования зародышей определяет структуру и морфологию растущей пленки. В данной работе проводилось нанесение при трех разных температурах подложки: 25°C , 50°C , 100°C .

3.2 Исследование полученных пленок

Полученные образцы тонких пленок исследовались на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover (Cu-K α –излучение). Съёмка рентгенограмм проводилась без разрушения образца с наведением рентгеновского пучка на нужный участок плёнки с помощью системы видео-лазерного наведения. В плёнках, полученных при разных температурах, кристаллизуются однофазные галогениды цезия. Из рентгенограмм, приведенных на *Рисунок 32* видно, что на фоне рентгеноаморфного гало от подложки присутствуют лишь рефлексы, соответствующие галогенидам цезия. Уточнённые по рентгенограммам параметры их элементарных кубических ячеек (пр. гр. Pm-3m) равны $4,296(6)\text{\AA}$ и $4,568(4)\text{\AA}$ для CsBr и CsI соответственно и находятся в хорошем соответствии со справочными данными PDF-2 для образцов, полученных при всех температурах подложки.

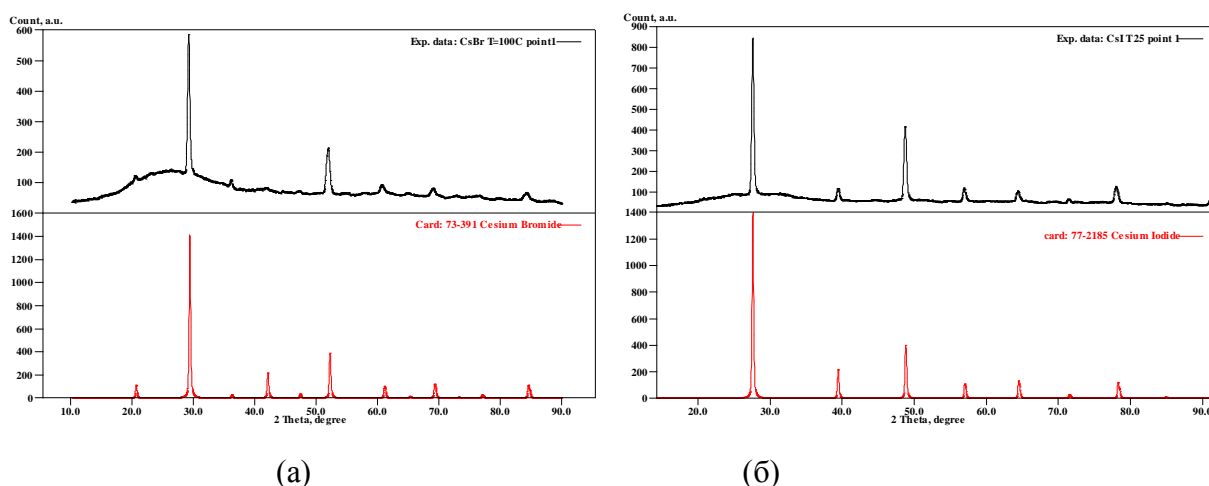


Рисунок 32. Сравнение экспериментальных дифрактограмм пленок (верхние кривые) CsBr 100°C (а), CsI 25°C (б) со справочными данными (нижние кривые).

На *Рисунок 33* представлены рентгенограммы для пленок CsBr при различных температурах подложки. Видно, что всех температурах получается стехиометрический перенос материала мишени на подложку.

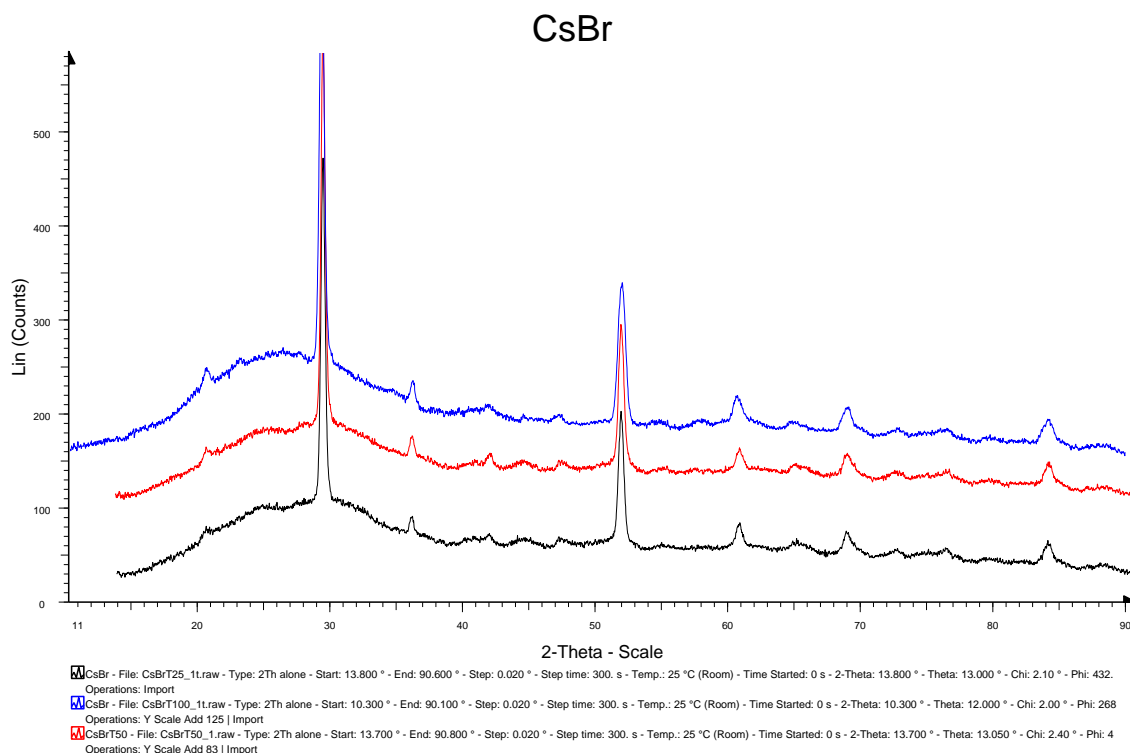


Рисунок 33. Дифрактограммы для пленок CsBr при различных температурах подложки.

С помощью сканирующей электронной микроскопии (микроскоп JSM-5910LV, производства JEOL) получены изображения плёнок в режиме отражённых электронов (Z-контраст). Плёнки представляют собой поликристаллические образования (агрегаты) из псевдосферических частиц (см. *Рисунок 34*) с диаметром до 1 мкм. При повышении температуры наблюдалась тенденция к увеличению плотности покрытия поверхности.

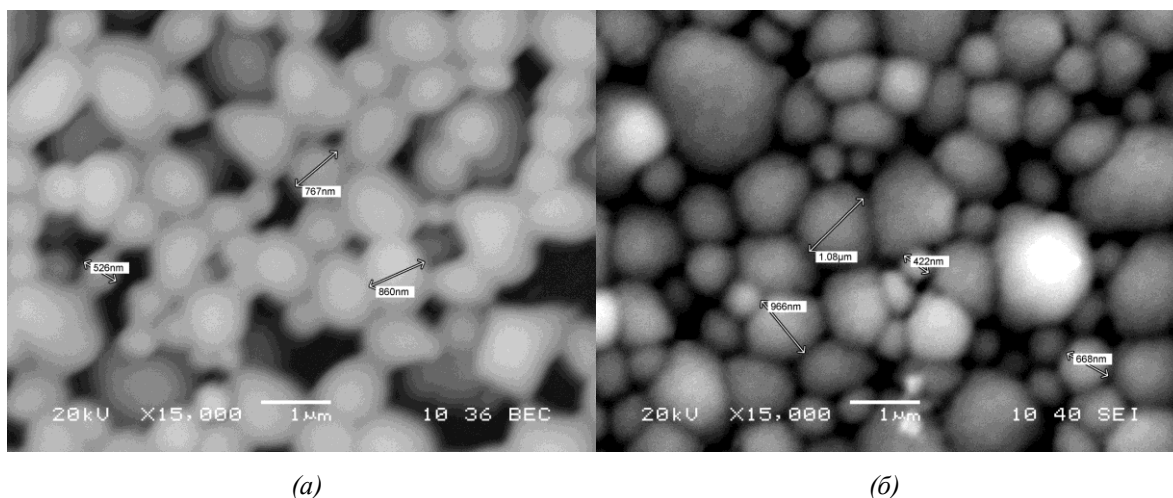


Рисунок 34. СЭМ-изображение микроструктуры пленок CsBr (а) и CsI (б) в масштабе x15000 (Z-контраст).

Получить рентгеновские пики, соответствующие стехиометрическому GaAs, не удалось для всех образцов. Для выяснения причин этого был проведен элементный анализ полученных пленок на электронном микроскопе, расположение участков анализа указано на *Рисунок 35*. Анализ показал присутствие в пленке инородных примесей (углерод и кислород), что скорее всего связано с загрязнением образца при транспортировке в измерительную камеру, однако интерес представляет лишь соотношение Ga и As $n=[Ga]/[As]$ (см. *Таблица 1*). Видно, что во всех случаях наблюдается избыток Ga, в некоторых областях весьма существенный (в 2.58 раза больше, чем As в области “Spectrum 2”). Это значит, что при переносе GaAs стехиометрия пленки не сохраняет исходного состава вещества мишени.

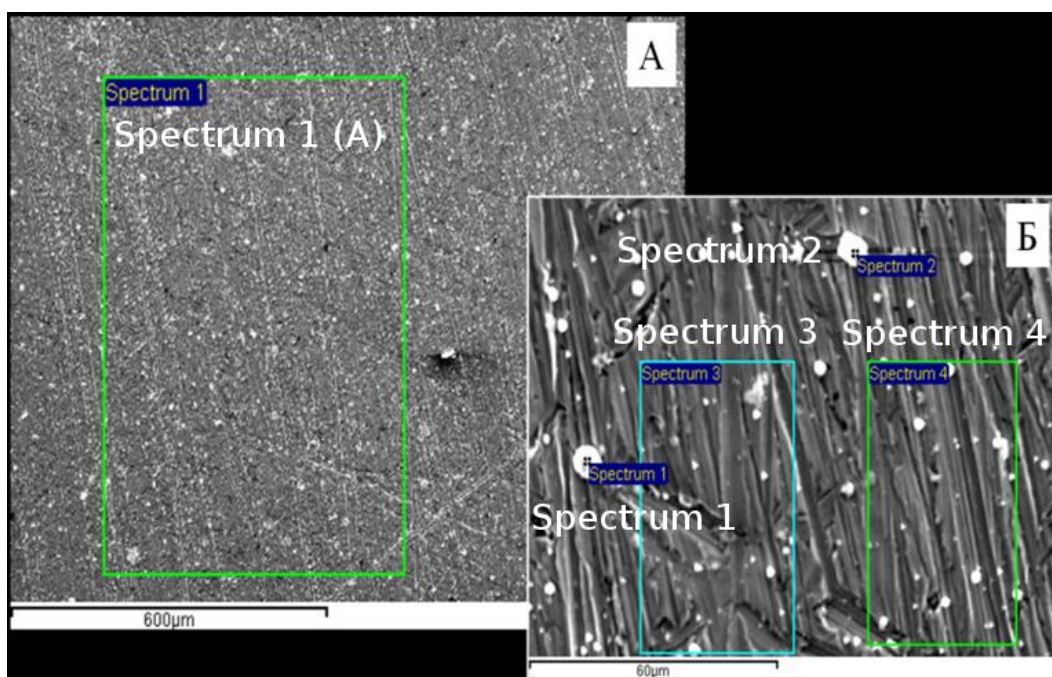


Рисунок 35. Участки анализа химического состава на образце с нанесенной пленкой GaAs.

Область анализа	Отношение количества атомов $n=[Ga]/[As]$
Spectrum 1 (A)	1.27
Spectrum 1	1.66
Spectrum 2	2.58
Spectrum 3	1.24
Spectrum 4	1.29

Таблица 2. Анализ соотношения Ga и As в полученной пленке.

3.3 Анализ результатов

Исследование состава пленок дало противоречивую информацию: для галогенидных соединений наблюдается очень хорошее сохранение стехиометрии пленок, чего не

наблюдается для GaAs. В работе [62] представлен критерий конгруэнтного переноса испаряемого вещества при лазерной абляции:

$$L \leq d_{ev}, \quad (23)$$

где $L = 2 \cdot (D \times \tau)^{1/2}$ – толщина испаренного слоя материала, вследствие расплавления мишени, $d_{ev} = (l_s/2) \times \ln(F/F_{th})$ – толщина аблированного слоя, D – коэффициент диффузии жидкость-пар, τ – длительность лазерного импульса, l_s – глубина поглощения излучения лазера, F – плотность энергии в импульсе, F_{th} – порог абляции.

Однако прямая подстановка данных для используемых материалов и условий эксперимента (длина волны 1064нм, энергия в импульсе до 1Дж), не дает адекватного результата: из-за очень большой глубины проникновения излучения толщина аблированного слоя при отношении $F/F_{th} = 2$ составляет 69мм для CsI, CsBr и 0,69мм для GaAs. Экспериментально наблюдаемая глубина кратера при воздействии одиночного импульса на всех мишенях составила десятки микрометров. Приведенный критерий конгруэнтного переноса справедлив для случаев, когда глубина проникновения $l_s = 1/\alpha$, где α – коэффициент поглощения, меньше, либо соизмерима диаметру пятна на поверхности мишени (применимо одномерное уравнение теплопроводности). В нашем же случае использовалась длина волны 1064нм с плохим поглощением в материале мишеней, однако абляция наблюдалась для всех типов материалов мишени. Оценим толщину слоя материала мишени нагретого до температуры выше температуры плавления:

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{c_T \cdot m_T}, \quad (24)$$

где ΔT – искомая разница температур до воздействия лазерного импульса и после, ΔE – поглощенная энергия, c_T – удельная теплоемкость, $m_T = \rho \cdot (\pi \cdot (d/2)^2 \cdot h)$ – масса вещества, ρ – плотность вещества, d – диаметр пятна в фокусе, h – толщина поглощения излучения лазера.

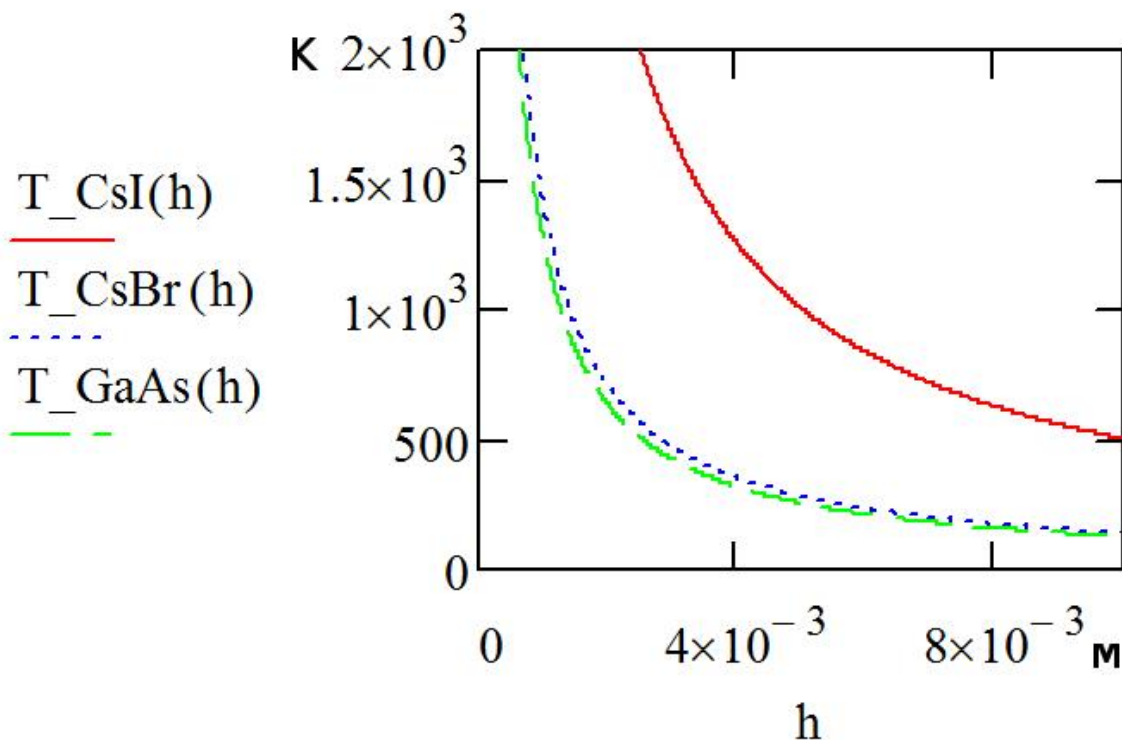


Рисунок 36. Кривые нагрева мишеней, рассчитанные с учетом коэффициентов поглощения на длине волны 1064нм.

Для CsI и CsBr нагрев превышает температуру плавления (894К и 909К соответственно) вплоть до толщины 5.6мм и 1.58мм, для GaAs (1511К) до толщины 0.84мм (см. Рисунок 36). Таким образом, поглощение и глубина нагрева выше температуры плавления всех мишеней на длине волны 1064нм весьма схожи. Сравним коэффициенты теплопроводности материалов [63]: CsI - $1.1 \text{ Вт} \times \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$, CsBr - $0.94 \text{ Вт} \times \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$, GaAs - $55 \text{ Вт} \times \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$. Теплопроводность GaAs на порядок выше значений для CsI и CsBr, что вкупе с большей температурой плавления эффективно уменьшает толщину абляции, одновременно увеличивая область высоких температур в приповерхностном слое (где идет испарение за счет нагрева).

Известно [64], [65], что при температуре, близкой к температуре $>850\text{К}$, становится существенным диссоциативное лэнгмюровское испарение GaAs, причем при $T < 930\text{К}$ соотношение испаряемых потоков $J_{\text{Ga}}/J_{\text{As}} = 1/2$. Большая длина зоны прогрева и большой коэффициент теплопроводности, приводят в эффективному отводу тепла из зоны взаимодействия с лазерным излучением и нагреву большей площади поверхности до высоких температур, что приводит к обеднению поверхностного слоя мышьяком. За счет этого в зоне абляции постоянно увеличивалась концентрация Ga, что в свою очередь приводило к экспериментально наблюдаемому преимущественному переносу Ga на подложку. Малый коэффициент теплопроводности, невысокая температура плавления CsI, CsBr позволяют

получать конгруэнтный перенос вещества при импульсной лазерной абляции даже для длин волны излучения со слабым поглощением в мишени.

В работе [66] показано, что даже при выполнении условия конгруэнтного переноса (23), что для GaAs выполнимо на длине волны второй гармоники Nd:YAG лазера, за счет диссоциативного испарения уже с поверхности мишени на подложке наблюдается недостаток As. Конгруэнтный перенос для GaAs при PLD возможно реализовать при выполнении критерия (23) в условиях напуска малого давления газообразного мышьяка в зоне взаимодействия [61].

В свою очередь исследования морфологии пленок позволяют судить, что в работе реализован метод капельного напыления материала мишени. Общепринятая практика в PLD – снижать количество капель вещества мишени на пленке, для чего используются специальные средства: диафрагмирование, напыление в обратном направлении и др. В реализованном методе получено разбрызгивание материала мишени под воздействием импульсов лазерного излучения, что обусловлено большой глубиной поглощения и расплава мишени. Данный метод напыления хорош для получения покрытия с развитой поверхностью, большое количество микросфер (кристаллизованных капель вещества мишени с хорошим сохранением стехиометрии исходного вещества) формирует пористую пленку с большой площадью поверхности. Проведенный анализ показывает, что метод не применим для материалом с большой теплопроводностью и температурой плавления, однако данные ограничения могут сняты переходом на другую длину волны лазерного излучения и подбором параметров процесса нанесения.

Глава 4. Генератор СШП ЭМИ на основе созданных фотокатодов

В данной главе описывается создание и экспериментальное исследование свехсветового генератора СШП ЭМИ параболической формы с прямым лазерным инициированием. Представлены результаты и численного моделирования разработанного источника, описание экспериментальной установки и результаты экспериментальных исследований генерации СШП ЭМИ.

4.1 Расчет геометрии параболического фото катода

Для расчета геометрии излучателя требуется определить уравнение параболы фото катода, которое можно записать в канонической форме в двухмерной декартовой системе координат (rz) , как:

$$r^2 = 2p \cdot z, \quad (25)$$

где $p = 2f$, f - фокусное расстояние параболы.

Расчет геометрии излучателя можно разделить на следующие этапы:

1. Определение максимального диаметра параболы фото катода. Чем больше диаметр параболы, тем больше поверхность излучателя, тем большую амплитуду СШП ЭМИ можно получить. Однако для экспериментального образца чрезмерно раздувать габариты представляется нецелесообразным. Диаметр параболоида также определяет дифракционную расходимость центральной длины волны в пакете СШП.
2. Нахождение фокусного расстояния параболы.
3. Межэлектродное расстояние.

4.1.1 Определение максимального диаметра фото катода

Максимальный диаметр параболического фото катода может быть найден из дифракционной расходимости центральной длины волны в пакете СШП импульса, а так же из общих соображений – чем больше диаметр параболы, тем больше поверхность излучателя, тем большую амплитуду СШП ЭМИ можно получить, однако слишком увеличивать габариты представляется нецелесообразным для исследовательского образца.

Типичный порог разрушения диэлектрических материалов для импульсов с длительностью порядка 10нс составляет $J = 10 \text{ Дж/см}^2$. При длительности лазерного

импульса $\tau = 50 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ и площади фотокатода $S_{\text{фотокатода}} = 100 \text{ см}^2$ пиковая интенсивность на поверхности фотокатода достигает значения (диаметр лазерного пучка, падающего на рассеивается в фокусе параболы - $d = 1 \text{ см}$):

$$I = \frac{J \cdot \pi \cdot d^2}{S_{\text{фотокатода}} \cdot \tau} = 1.57 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2. \quad (26)$$

Что при чувствительности $S_Y = 0.2 \text{ (А/Вт)}$, и межэлектродном промежутке порядка $L_d = 5 \text{ мм}$ дает максимальную концентрацию электронов:

$$n_e = \frac{I \cdot S_Y}{L_d} \approx 6.2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}. \quad (27)$$

Максимальная частота СШП пакета в заанодном пространстве может определена, как ленгмюровская частота электронного слоя с концентрацией n_e :

$$\omega_{L_e} = \sqrt{\frac{e^2 \cdot n_e}{\epsilon_0 \cdot m_e}} \approx 4.44 \cdot 10^9 \text{ Гц}. \quad (28)$$

Дифракционная расходимость излучения с такой частотой:

$$\theta_D = \frac{\omega_{L_e}^{-1} \cdot c}{D} \cdot \frac{180^\circ}{\pi}. \quad (29)$$

Ширина диаграммы направленности для параболической зеркальной антенны:

$$2 \cdot \theta_{\text{ПЗА}} \approx \frac{34^\circ \cdot \lambda}{D/2} = \frac{34^\circ \cdot \omega_{L_e}^{-1} \cdot c}{D/2}. \quad (30)$$

Отношение $\theta_{\text{ПЗА}}/\theta_D = 1.187$ и не зависит от D , расходимость ЭМИ импульса обусловленная параболической формой излучателя практически совпадает с дифракционной. Приняв за желаемый угол расходимости порядка 20° , из формулы (30) диаметр параболы фотокатода $D=230.5 \text{ мм}$, для удобства в конструкцию генератора заложен диаметр 210 мм .

4.1.2 Определение фокусного расстояния

Фокусное расстояние параболического генератора определяется двумя факторами:

- ✓ Парабола генератора должна быть как можно более крутой, при такой геометрии проекция дипольного момента в направлении, коллинеарной оси параболы максимальна.

- ✓ При слишком большой крутизне параболы угол падения иницирующего лазерного излучения увеличивается, что при углах больших $\approx 60^\circ$ приводит к формированию запирающего слоя [50].

Для подбора оптимального фокусного расстояния необходимо провести анализ значений углов падения на краю параболы и выбрать минимальное значение фокуса, при котором амплитуда плотности тока падает в 2 раза, по отношению к оптимальному углу падения 45° .

Уравнение нормали к параболической кривой в т. x_0 может быть записано, как:

$$y_n(x) = y(x_0) - \frac{dy(x_0)}{dx} \cdot (x - x_0), \quad (31)$$

где $y(x)$ - каноническое уравнение параболы (25).

Уравнение прямой, проходящей через фокус параболы т. F и точку x_0 :

$$y_{F-x_0}(x) = \frac{x-F}{x_0-F} \cdot (y(x_0)), \quad (32)$$

Тангенс угла между прямой $y_{F-x_0}(x)$ и $y_n(x)$ может быть записан как:

$$\tan(\alpha) = \frac{\frac{y(x_0)}{x_0-F} - \left(-\frac{dy(x_0)}{dx}\right)}{1 + \frac{y(x_0)}{x_0-F} \cdot \left(-\frac{dy(x_0)}{dx}\right)}. \quad (33)$$

На краю апертуры параболы наложим ограничение $\tan(\alpha) < \tan(60^\circ)$, чтобы эффективность дипольного слоя не падала более, чем в 2 раза по отношению к углу падения 45° .

Путем алгебраических преобразований с учетом, что $y(x) = \sqrt{4 \cdot F \cdot x}$ можно получить следующую зависимость:

$$\tan(\alpha) = -\frac{\sqrt{x_0}}{\sqrt{F}}. \quad (34)$$

Запишем функцию $y(F, x_0) = \arctg\left(-\frac{\sqrt{x_0}}{\sqrt{F}}\right)$, в которой F – параметр, на *Рисунок 37*

приведены графики $y(F, x_0(y))$ при $F=10, 20, 30, 40, 50$ мм, $x(y) = \frac{y^2}{4 \cdot F}$.

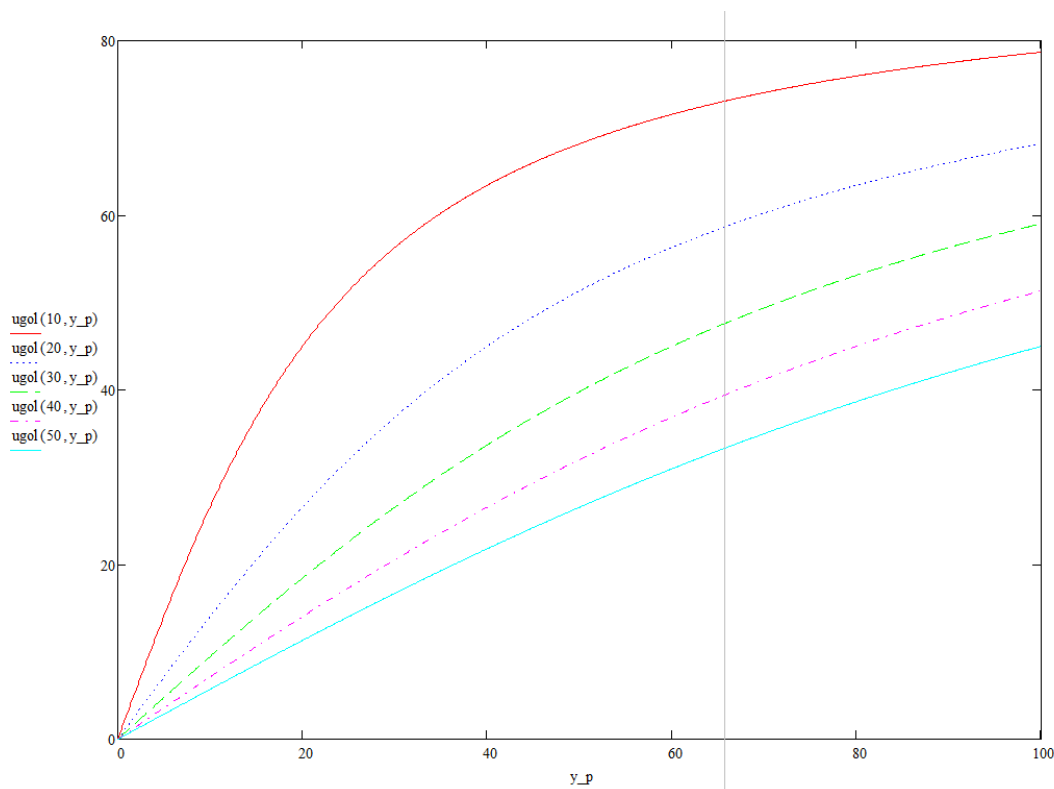


Рисунок 37. Зависимость углов падения к нормали для параболы от диаметра параболы при различных значениях F . Верхняя сплошная кривая $F=10$, нижняя $F=50$ мм, промежуточные кривые $F=20, 30, 40$ мм (сверху вниз).

Из Рисунок 37 видно, что в промежутке значений $F=30-40$ мм, область углов падения $20^{\circ}-60^{\circ}$ простирается от радиуса параболы $R=20-100$ мм, при этом на краю апертуры углы падения не превышают 60° , что означает отсутствие формирования запорного слоя. При $F=50$ мм углы падения на большей части поверхности параболы меньше 45° , однако увеличение фокусного расстояния не желательно, так как приводит к потере эффективности излучения в направлении оси параболы.

Проведенный анализ показывает, что оптимальное значение фокусного расстояния параболы фотокатода лежит в диапазоне $F=30-40$ мм, для экспериментального образца выбрано значение $F=35$ мм.

4.1.3 Определение межэлектродного расстояния

Межэлектродное расстояние определяется из нескольких факторов: электрическая прочность фотокатода, длительность генерируемого импульса. Измеренная прочность CuI фотокатода при высоковольтных импульсах длительностью 20 нс составила 250 кВ/см. Для экспериментального образца напряженность электрического поля в промежутке

представляется разумным ограничить значением $200\text{кВ}/\text{см}$, дабы избежать пробоев сетка-фотокатод, что приводит к деградации последнего.

Длительность генерируемого импульса при полной разрядке фотодиода в первом приближении равна двойной длительности пролета расстояния катод-анод. Если желаемая длительность импульса составляет 100пс , то время пролета должно быть $\tau_{np} = 50\text{нс}$. Запишем формулу для напряжения сетка-анод в зависимости от времени пролета одиночного электрона с нулевой начальной энергией в электростатическом поле и величины зазора:

$$U(\tau_{np}, L_d) = \frac{2 \cdot L_d^2 \cdot m_e}{\tau_{np}^2 \cdot e} \quad (35)$$

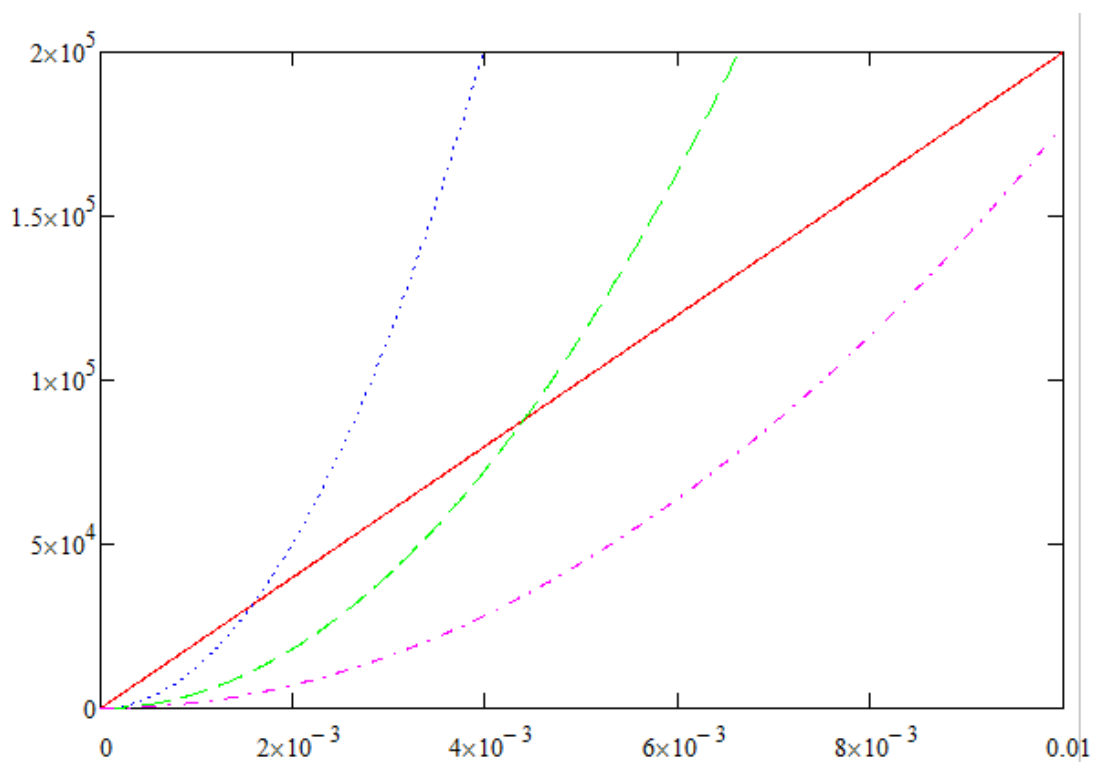


Рисунок 38. Кривые зависимости напряжения катод-анод в зависимости от межэлектродного расстояния при различных временах пролета одиночным электроном межэлектродного промежутка. Сплошная кривая – электропрочность, точечная – время пролета 20нс , пунктирная – 50нс , штрихпунктирная – 80нс .

На Рисунок 38 представлены зависимости напряжения от величины зазора сетка-катод при различных τ_{np} . Точка пересечения кривой $U(50 \cdot 10^{-12}\text{с}, L_d)$ с прямой электропрочности – есть оптимальная конфигурация. Для экспериментального образца выбран зазор 5мм , прикладываемое напряжение 100кВ .

4.2 Моделирование плоского сверхсветового генератора в коде «Карат»

«Карат»

Моделирование генерации СШП ЭМИ в коде «Карат» [67], [68], [69], [70] для плоского фотодиода выполнено для изучения влияния сьема заряда на амплитудно-временные параметры генерируемого импульса. Постановка плоской задачи представлена на *Рисунок 39* и представляет собой двухмерную задачу.

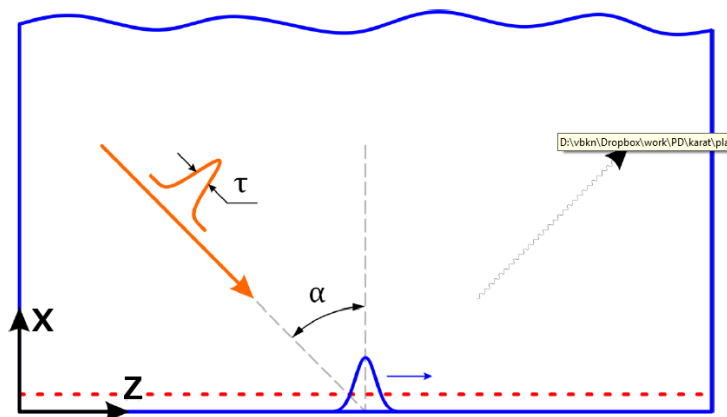


Рисунок 39. Сценарий численного эксперимента.

Моделируемая система представляет собой плоский конденсатор с сетчатым анодом, межэлектродное расстояние 5мм, ускоряющее напряжение анод-катод 100кВ. Иницирующий фотоэмиссию лазерный импульс длительностью 15пс с плоским волновым фронтом падает на конденсатор под углом 45 град. Катод испускает электроны с равномерным распределением по энергиям 0-0.5эВ, вектора скорости всех электронов перпендикулярны поверхности катода. Плотность тока электронов в терминах программного пакета «Карат» может быть записана как:

$$I/Y = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot U_{C-A}}{L_d} \cdot v_{PH} \left[\frac{A}{cm} \right], \quad (36)$$

где $\varepsilon=1$ – проницаемость вакуума, U_{C-A} - ускоряющее напряжение, v_{PH} - фазовая скорость волны электронного тока.

$$v_{PH} = \frac{c}{\sin(\alpha)}, \quad (37)$$

Максимальная плотность заряда в межэлектродном промежутке (ограниченная экранировкой поля в межэлектродном зазоре кулоновским полем самого заряда):

$$\sigma = \frac{U_{C-A}}{L_d} \cdot \varepsilon_0 \left[\frac{Kl}{\text{см}^2} \right], \quad (38)$$

Полный заряд, извлекаемый из катода, пропорционален энергии лазерного импульса и квантовой эффективности:

$$q = \frac{QY \cdot e \cdot E_L}{h\nu}, \quad (39)$$

где E_L - энергия лазерного импульса.

В качестве расчетного параметра используется часть полного снимаемого заряда:

$$k = \frac{\sigma \cdot d}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot U_{C-A}}, \quad (40)$$

Рассчитанная максимальная плотность тока составляет $I/Y (\alpha = 45^\circ, U_{C-A} = 100 \text{кВ}, d = 5 \text{мм}) = 751 \left[\frac{\text{А}}{\text{см}} \right]$. Дробные значения полного заряда $k = 0.1..1$ (75.1 А/см, 225.4 А/см...) пропорциональны различным лазерным энергиям, вплоть до энергии полного съема заряда, запасенного в фотодиоде. Для имитации лазерного пятна, бегущего по поверхности катода со сверхсветовой скоростью код «Карат» был модифицирован автором, бегущее пятно (полоска в 2D вычислениях) имеет длину:

$$l_{el} = v_{ph} \cdot \tau = 0.67 \left[\text{см} \right], \quad (41)$$

где $\tau = 15 \text{нс}$ - длительность лазерного импульса. Счётная область составила 50x50см, анодная сетка имитировалась как абсолютно прозрачная фольга, рассеянием электронов на сетке пренебрегалось. Граничные условия: абсолютно проводящие границы по оси z, по оси x абсолютно прозрачные для электромагнитного излучения границы. Снимок процесса рождения электромагнитного импульса при сверхсветовом движении волны электронного тока представлен на *Рисунок 40*.

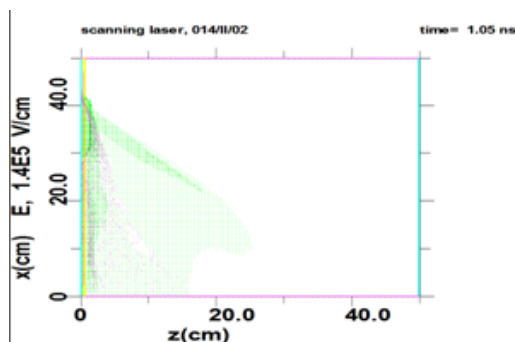


Рисунок 40. Снимок эволюция электромагнитного импульса в счетной области при $t=1.05 \text{нс}$.

На *Рисунок 41* представлена история прохождения электромагнитного импульса через точку $x=37.5\text{см}$, $z=26\text{см}$ при $k=1$ ($I/Y = 751\text{А/см}$). В результате моделирования получен набор таких история при различных k . На *Рисунок 42* представлена зависимость z составляющей напряженности эклектического поля $E_z(k)$. При $k=1$, то есть полном съеме заряда получена пиковая амплитуда $2.5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$.

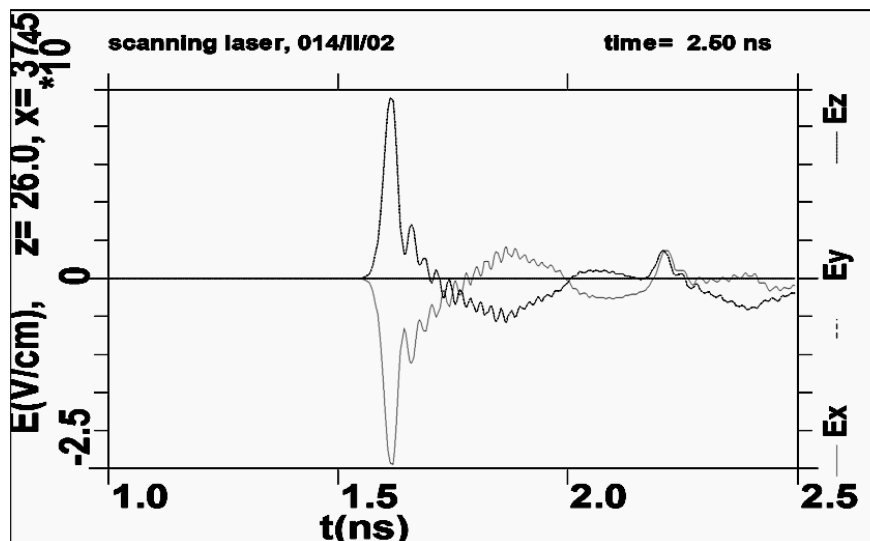


Рисунок 41. История компонент E_z , E_x в точке $x=37.5\text{см}$, $z=26\text{см}$ при $k=1$.

Длительности импульса из аналитических оценок составляет [71]:

$$T_A \approx \frac{d}{c} \cdot \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}, \quad (42)$$

$$\gamma = 1 + \frac{e \cdot U_{C-A}}{m_e \cdot c^2}, \quad (43)$$

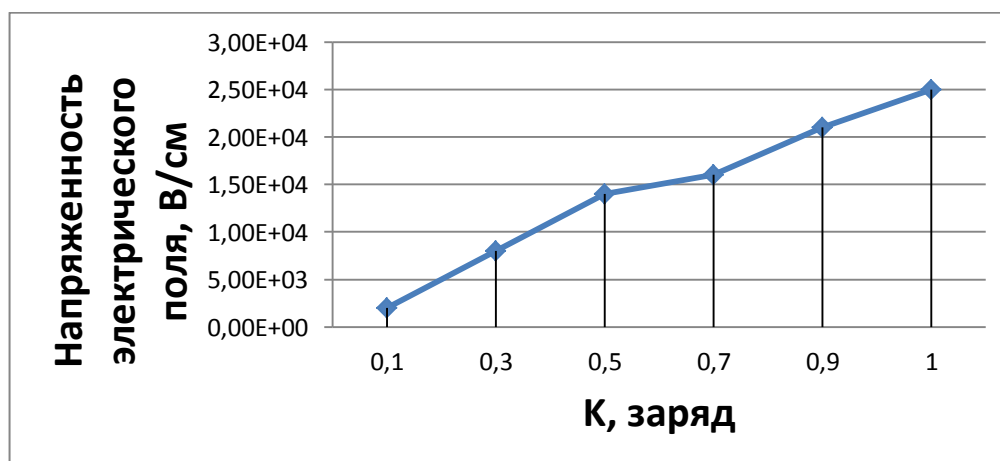


Рисунок 42. Зависимость z составляющей напряженности электрического поля от относительного заряда k .

Для рассмотренного случая $T_A \approx 55 \text{ ns}$. Длительность ЭМИ при численном моделировании составила $T_N \approx 45 \text{ ns}$ FWHM. Численные оценки подтверждают аналитические выкладки и демонстрируют возможность получения сверхширокополосных электромагнитных импульсов с высокой амплитудой и КПД.

4.3. Моделирование параболического сверхсветового генератора в коде «Карат»

Моделирование выполнено кодом «Карат», в котором реализовано численное решение уравнений Максвелла и PiC модель для частиц. Исследовалась временная форма генерируемого электромагнитного импульса, его ширина спектра и пиковая мощность в зависимости от эмитированного заряда. Модель задавалась как двумерная осесимметричная параболическая система, см. *Рисунок 43*.

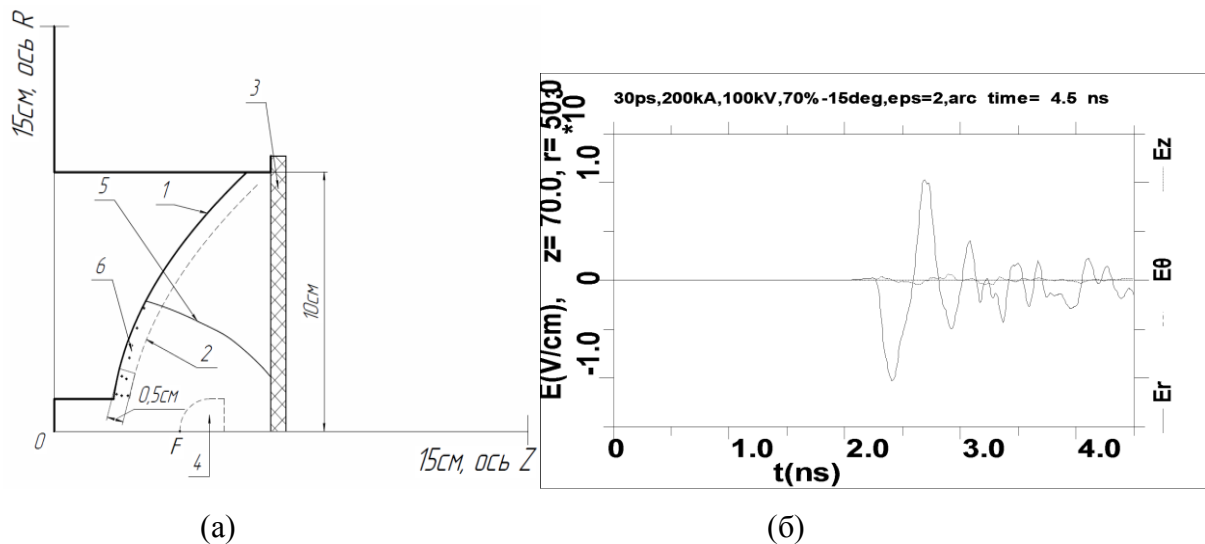


Рисунок 43. (а) - Счетная область. 1 - параболический фотокатод под потенциалом земли, 2 – сетчатый анод под высоким потенциалом (100кВ), 3 – диэлектрик с $\epsilon = 2$, 4 - параболическое зеркало в фокусе параболы катода, 5 – фотоны, 6 – электроны. (б) – временная форма генерируемого импульса.

Катод находился под потенциалом земли, к сетчатому аноду прикладывался ускоряющий потенциал $U = -100 \text{ кВ}$, межэлектродное расстояние составляло 0.5 см . Все результаты получены при условии, что исходный лазерный импульс длительностью $\tau = 30 \text{ пс}$ с плоским волновым фронтом отражается промежуточным параболическим зеркалом, расположенным в фокусе параболического фотодиода.

На *Рисунок 44* представлены расчетные зависимости мощности генерируемого излучения от времени. Данные зависимости получены при величинах заряда Q , эмитированного с поверхности катода, от $0,6 \text{ мкКл}$ до 27 мкКл . Коэффициент эмиссии фотокатода $\gamma = 1,0$.

Из *Рисунок 44* видно, что при росте эмитированного заряда растет крутизна переднего фронта СВЧ-импульса (до 50пс по уровню 0.1-0.9 при $Q=27\text{мкКл}$), и растет мощность первого максимума, увеличивается доля энергии в первом максимуме. Оценочная ширина спектра сигнала рассчитанная по длительности нарастающего фронта при $Q=6\text{мкКл}$:

$$\Delta f_T = \frac{1}{4 \cdot t_R} = \frac{1}{4 \cdot 70\text{нс}} \approx 3,3\text{ГГц}, \quad (44)$$

где t_R - длительность переднего фронта импульса по уровню 0.1-0.9.

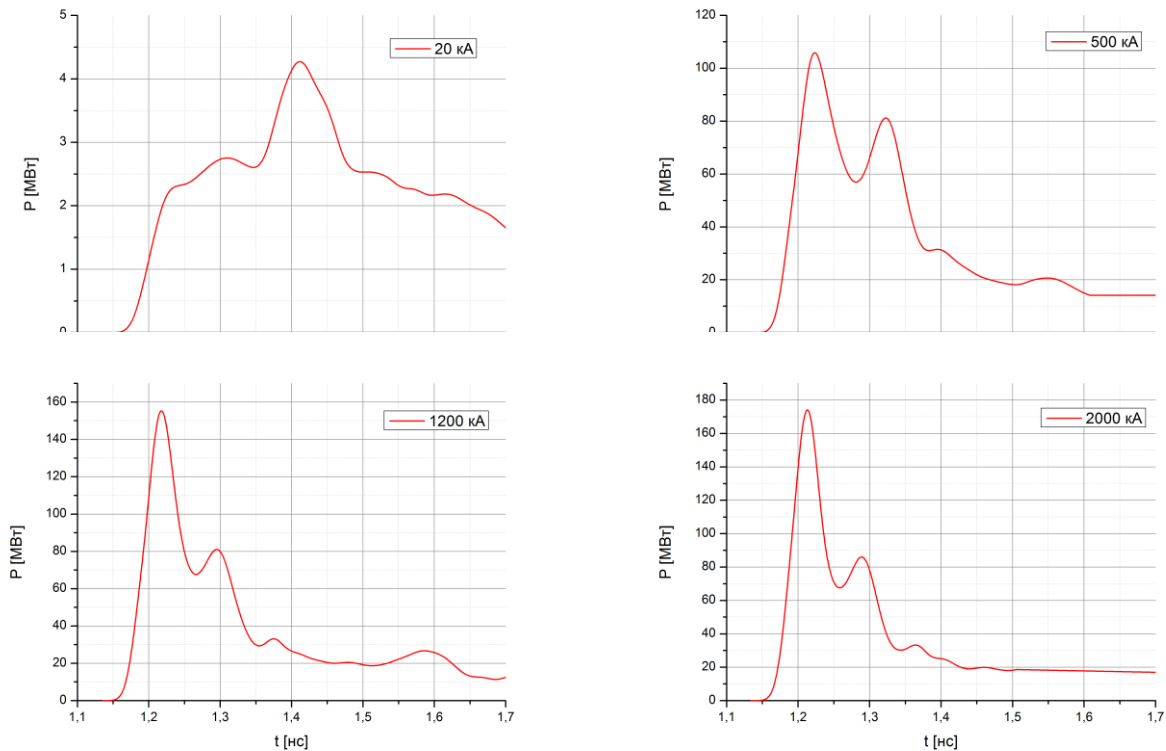


Рисунок 44. Расчетная форма генерируемого электромагнитного импульса в зависимости от разрядного тока сетка-катод.

Также была получено распределение плотности мощности электромагнитного импульса в пространстве. Диаграмма направленности представлена на *Рисунок 45*, в силу наличия осевой симметрии отсчет ведется от оси генератора в одном направлении. Из диаграммы направленности видно, что большая часть энергии импульса сосредоточена в 30° , оценка для дифракционной расходимости составила (см. 4.1.1) 20° .

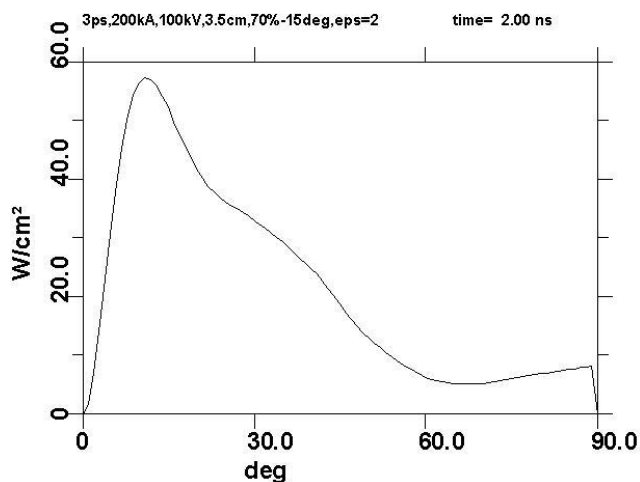


Рисунок 45. Диаграмма направленности СШП импульса, результаты моделирования в коде «Карт».

4.4 Разработка экспериментальной установки

Экспериментальный образец параболического генератора СШП ЭМИ представляет собой вакуумную камеру с непрерывной откачкой (см. Рисунок 46). Внутри камеры установлены оптическая, электродная система, система подогрева катода. Конструкция генератора содержит решения, направленные на улучшение характеристик генератора, максимальное использование заложенного потенциала.

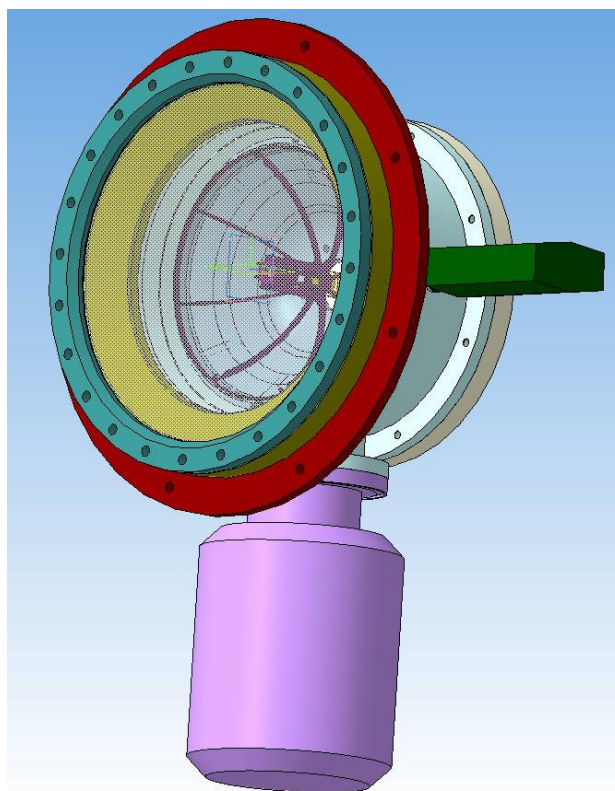


Рисунок 46. Генератор ЭМИ в сборе.

Корпус генератора изготовлен из нержавеющей стали. К корпусу с одной стороны вакуумно-плотно крепится крышка из диэлектрического материала (капролон). Сквозь данную крышку проходит высоковольтный токоввод, совмещенный с входным окном лазерного излучения (см. *Рисунок 47*). Входное окно уплотняется фланцем с прорезью под крепление клеммы высоковольтного провода ГИНа.

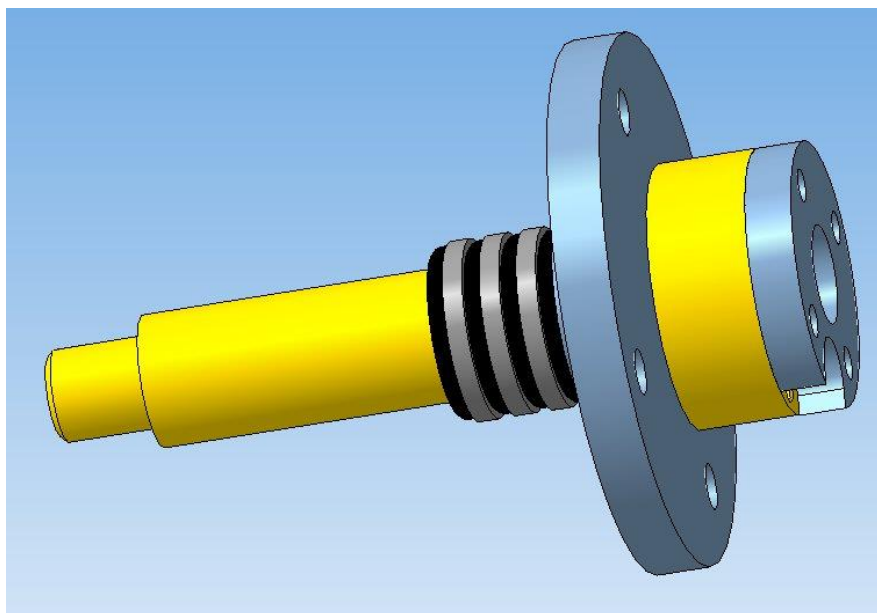


Рисунок 47. Токоввод с уплотнениями. Входное окно уплотняется фланцем с прорезью под крепление клеммы высоковольтного провода ГИНа.

Подвод электрической энергии выполнено с той же стороны, что и ввод лазерного излучения, таким образом, устранены лишние элементы на выходе СВЧ излучения (высоковольтные провода). Также такое решение должно обеспечивать более эффективную изоляцию высокого потенциала сетки от заземленного корпуса, так как практически везде они разделены только вакуумным промежутком, и только по задней крышке вдоль поверхности капролона, которая специально сделана со скосом для увеличения расстояния, что снижает возможность поверхностного пробоя (см. *Рисунок 48*).

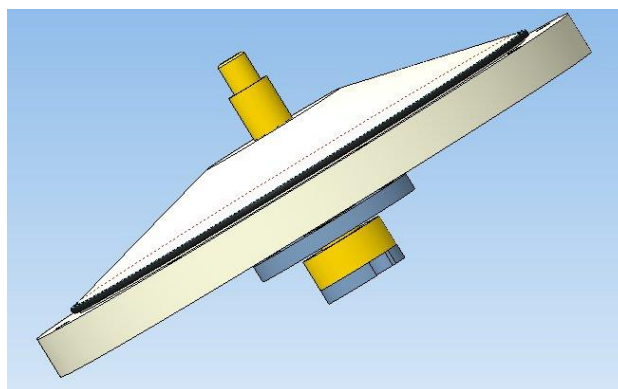


Рисунок 48. Задняя крышка с закрепленным токовводом.

Разработке сеточного узла было уделено особое внимание, так как грамотное его исполнение должно во многом увеличивать КПД генератора. Ребра жесткости выполнены в виде дуг, повторяющих параболическую форму сетки. Замкнутый контур ребра выигрывает в жесткости, однако существует большая вероятность, что перемычки не будут давать выходить СВЧ излучению, так как расстояние между ребрами одного порядка с длиной волны генерируемого СВЧ излучения. Чтобы сетка хорошо держала форму, используется опоясывающее медное кольцо, которое припаивается к сетке. Держатели ребер жесткости выполнены из латуни ЛС59, задний держатель, помимо фиксирования ребер (припаиваются к пазам в держателе), фиксирует параболическое зеркало, рассеивающее лазерное излучение по поверхности фотокатода. Зеркало можно сдвигать вдоль оси и фиксировать винтом (см. *Рисунок 49*).

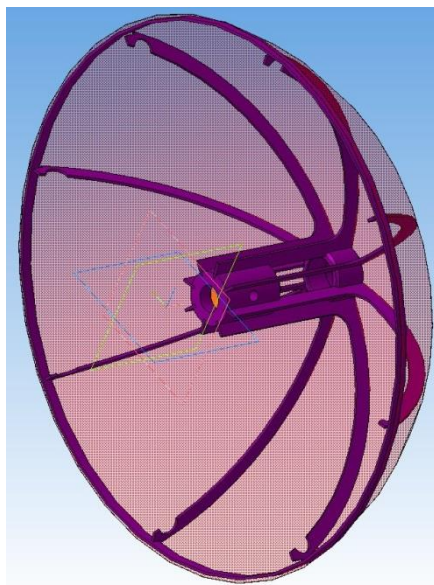


Рисунок 49. Сеточный узел.

Сеточный узел крепится на токоввод резьбовым соединением. Такое решение обеспечивает надежный электрический контакт, позволяет с высокой точностью установить зазор анод-катод. Ослабляя фланец уплотнения токоввода можно менять электродный промежуток в экспериментах, без разбора генератора.

Катодный узел состоит из фотокатода выполненного из 1мм меди с нанесением фотоэмиссионного покрытия. Фотокатод имеет подогреватель для отжига фотокатода для увеличения квантовой эффективности после контакта с атмосферой. Было принято решение сделать подогреватель в виде отдельного узла. Решение обусловлено возможностью в одном конструктиве исследовать различные фотокатоды (CuI, CsI и др.), только меняя «чашки» с фотоэмиссионным покрытием. Подогреватель выполнен в виде чаши из материала Д16Т, внутренняя поверхность – парабола, подобранная так, чтобы обеспечивать максимальную

площадь теплового контакта с задней поверхностью катода. В фрезерованные пазы вклеиваются вакуумной эпоксидной смолой TorrSeal патронные нагреватели ТЭНП 8,0-1,5-6,5/0,315-L-220 и датчик температуры Pt-100 (см. *Рисунок 50*). Подогреватель опирается на заднюю крышку через проставки из материала PEEK (высокотемпературный диэлектрик с высокой электропрочностью).

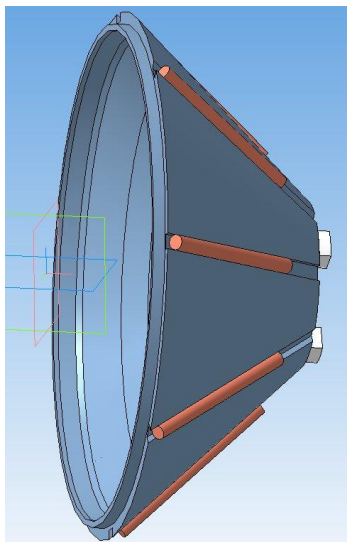


Рисунок 50. Подогреватель фотокатода

Генерируемое СВЧ излучение выходит из вакуумного объема через лавсановое окно (лавсановая пленка 100мкм). Это решает несколько задач: лавсан хорошо держит вакуум, диэлектрический материал (не поглощает СВЧ), тонкий (исключена интерференция на длинах волн СВЧ излучения). Уплотняющие выходные фланцы имеют скругленные внутренние поверхности. Это обусловлено несколькими причинами: снижение дифракционных потерь, снижение нагрева боковых поверхностей (сцепление СВЧ с корпусом минимально, а нагрев может привести к разрушению лавсанового окна), снижение помех за счет уменьшения локальных токов в материале корпуса.

К корпусу приварены стандартные вакуумные фланцы KF DN40 2шт для присоединения вакуумметра и токовыводов системы подогрева и ISO130, для присоединения турбомолекулярного насоса. Измеренное остаточное давление составило порядка $5 \cdot 10^{-6}$ мбар. Для откачки используется турбомолекулярный насос Adixen ATH-200, форвакуумный насос SH-110, контроль вакуума ведется по датчику Varian FRG-720, время откачки до давления $5 \cdot 10^{-5}$ мбар составляет 10мин.

Вся конструкция устанавливается на массивную стойку, к которой крепится алюминиевая плита для установки: кронштейны с зеркалом для завода лазерного излучения, ГИН в непосредственной близости к токовыводу для снижения паразитных индуктивностей, затягивающих высоковольтные импульсы. Целиком конструкция представляет собой

крупногабаритную установку, готовую к проведению исследований по генерации СВЧ ШП ЭМИ (см. Рисунок 51)

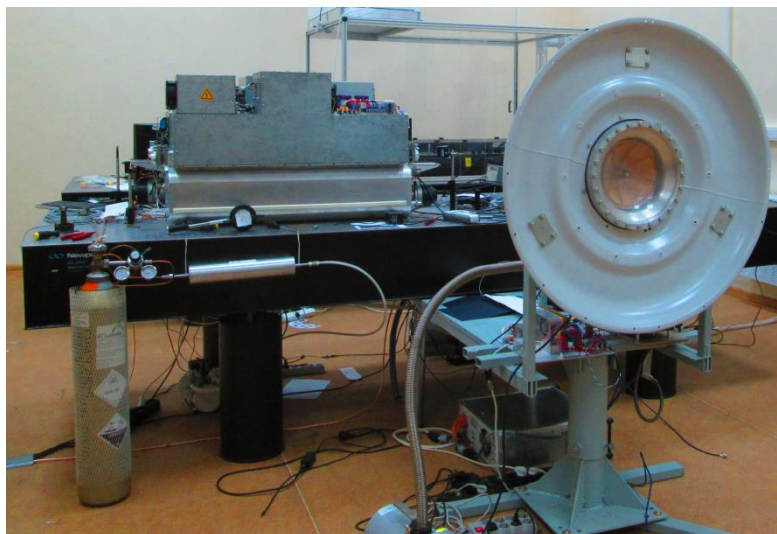


Рисунок 51. Экспериментальный стенд по генерации СШП ЭМИ

4.5 Схема экспериментальной установки

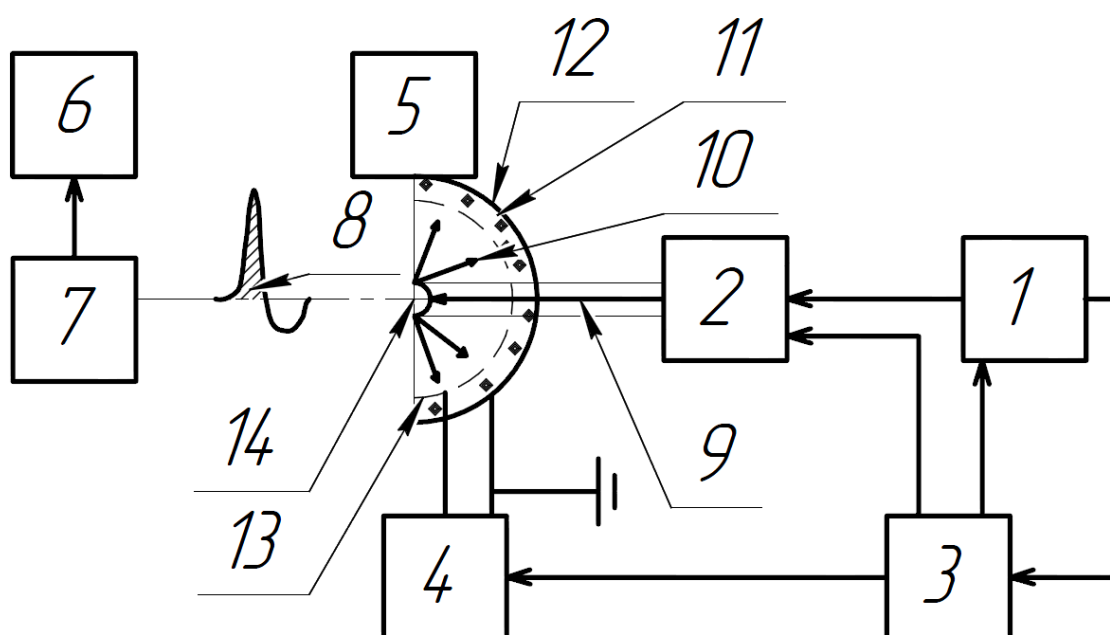


Рисунок 52. Экспериментальная установка генератора СШП ЭМИ. 1 – задающий генератор, 2 – эксимерный усилитель, 3 – система синхронизации, 4 – высоковольтный импульсный блок питания, 5 – вакуумный насос, измеритель давления, 6 – осциллограф Tektronix TDS-DPO-71604, 7 – измерители поля, 8 – генерируемый импульс, 9 – лазерное излучение, 10 – отраженный лазерный импульс, 11 – фотоэлектроны, 12 – параболический фотокатод, 13 – сетчатый анод, 14 – параболическое зеркало

На *Рисунок 52* представлена схема экспериментальной установки. Внутри вакуумной камеры установлено параболическое металлическое зеркало с внешним диаметром 10мм, поверхность которого описывается уравнением $r^2 = 2p \cdot z$ ($2p = 8$ мм). Фотокатод параболической формы изготовлен из меди. Уравнение поверхности параболы $r^2 = 2p \cdot z$ ($2p = 140$ мм), внешний диаметр 200мм. Осаждением паров йода на рабочую поверхность получен фотоэмиссионный слой CuI. Анод изготовлен из латунной сетки, протравленной для достижения прозрачности порядка 80%. Зазор между анодом и катодом составил 5мм, что при приложенном потенциале в $U = 100$ кВ, дает поле в катодном промежутке с напряженностью 200кВ/см. Измеренная емкость фотодиода составила $C = 100$ пФ, максимальный заряд $Q = C \cdot U = 10$ мкКл.

Высоковольтный импульсный источник представляет собой маслonaполненный повышающий импульсный трансформатор с времязадающим дросселем и коэффициентом передачи 5. Емкость в первичной обмотке согласована с емкостной нагрузкой на выходе и заряжается до напряжения 20кВ. Параметры высоковольтного источника: амплитуда импульса до 100кВ, длительность импульса по полувысоте 60нс, время нарастания 20нс.

В экспериментах, для инициации выхода фотоэлектронов использовались гибридные лазерные системы: пикосекундный задающий генератор с усилением в эксимерной среде, фемтосекундный задающий генератор с усилением в эксимере.

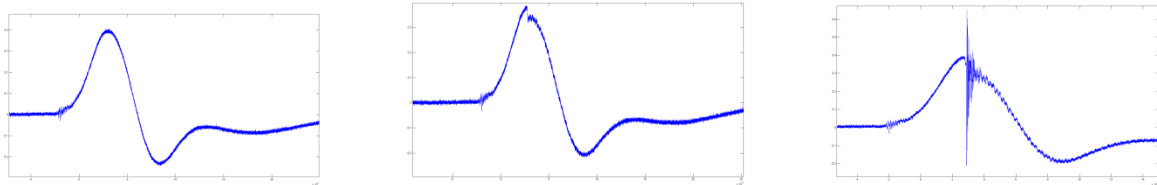
Общая измеренная эффективность разрядки емкости СШП генератора составила 1кВ/1мДж, в условиях эксперимента снималось не более 25% общего заряда, прочие параметры эксперимента соответствовали использованным в численном моделировании.

4.6 Эксперименты с пикосекундным иницированием

В первой серии экспериментов для запуска генерации СШП ЭМИ использовался лазерный импульс пикосекундной длительности. Лазерный источник представлял собой систему из твердотельного задающего генератора в режиме синхронизации мод и эксимерного усилителя. Длина волны задающего генератора 1064 нм преобразовывалась в 193нм с помощью ряда нелинейных оптических преобразований. Пикосекундный импульс излучения с длиной волны 193нм, энергией 4мкДж подается на вход трехпроходного эксимерного усилителя на базе лазера CL 7000 производства ООО «Оптосистемы» (www.optosystems.ru). Параметры лазерной системы: длительность импульса 30пс, длина волны 193нм, энергия в импульсе до 8мДж. Общая измеренная эффективность разрядки емкости СШП генератора составила 1кВ/1мДж, в условиях эксперимента снималось не более

25% общего заряда, прочие параметры эксперимента соответствовали использованным в численном моделировании.

Измерение момента прихода оптического импульса проводилось по сигналу с делителя напряжения, подключаемого к источнику ЭМИ. На *Рисунок 53* показаны примеры осциллограммы сигналов, соответствующие импульсу напряжения 8 кВ.



а)

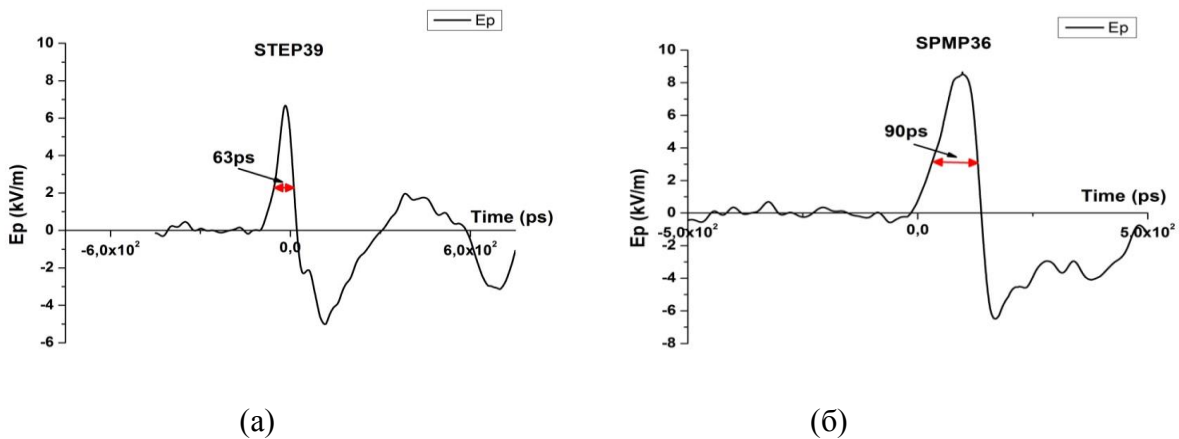
б)

в)

Рисунок 53. Иллюстрация синхронизации прикладываемого импульса напряжения и оптического импульса фотовозбуждения. а) Импульс приложенного напряжения. б) Съем заряда импульсом суперлюминесценции эксимерного усилителя. в) Съем заряда и помехи, наведенные при подаче усиленного пикосекундного оптического импульса.

4.6.1 Амплитудно-временные зависимости

Диагностика временных профилей ЭМИ осуществлялась с помощью измерителей напряженности электрического (СПЭП39) и магнитного (СПМП36) полей. Время нарастания переходной характеристики измерителей не более 30пс, время спада переходной характеристики 2,3нс и 100нс, соответственно. В качестве регистратора использовался осциллограф Tektronix TDS-DPO-71604. СПЭП39 подключался через широкополосный аттенуатор 3дБ, СПМП36 – 8дБ.



(а)

(б)

Рисунок 54. Осциллограмма выходного импульса генератора.

На *Рисунок 54*. представлены осциллограммы полей выходного СВЧ излучения. Измерители поля располагались на расстоянии 1.25 м от выходного окна генератора СШП ЭМИ вдоль оси симметрии Z, на расстоянии 30 см друг от друга поперек оси Z. Измерения проводились без использования безэховой камеры, так как из-за малой длительности генерируемого импульса отражения регистрируются гораздо позже основного импульса и не вносят искажений в основной сигнал. При регистрации измерители использовались в паре. Один располагался ближе к апертуре генератора (СПЭП39 на *Рисунок 54а*, СПМП36 на *Рисунок 54б*) и использовался для запуска осциллографа. Пиковые амплитуды напряженности поля ЭМИ, измеренные регистраторами электрического и магнитного полей, соответственно равнялись:

$$E_E = U_1 / K_E = 2.2B / 0.26 \approx 8.5 \text{ кВ/м}, \quad (45)$$

$$E_M = \left(U_2 / K_M \right) \cdot R = \left(0.92 / 0.053 \right) \cdot 377 \approx 6.6 \text{ кВ/м}, \quad (46)$$

где $K_E = 0.26 \text{ В/(кВ/м)}$ – коэффициент преобразования измерителя СПЭП39, $K_M = 0.053 \text{ В/(А/м)}$ – коэффициент преобразования измерителя СПМП36, U_1, U_2 – измеренные амплитуды сигналов, $R=377 \text{ Ом}$ – импеданс вакуума. При оптимальной синхронизации лазерной и высоковольтной частей достигнута амплитуда напряженности поля 49 кВ/м (соответствующая мощности 145 Вт/см^2 для гармонического сигнала). Длительность генерируемого импульса по полувысоте составила: 63пс для датчика СПЭП39, 90пс для датчика СПМП36. Минимальное зарегистрированное время нарастания переднего фронта по уровню 0.1-0.9 составила $\Delta t_R = 60 \text{ пс}$. Спектр амплитуды СШП ЭМИ представлен на *Рисунок 55*.

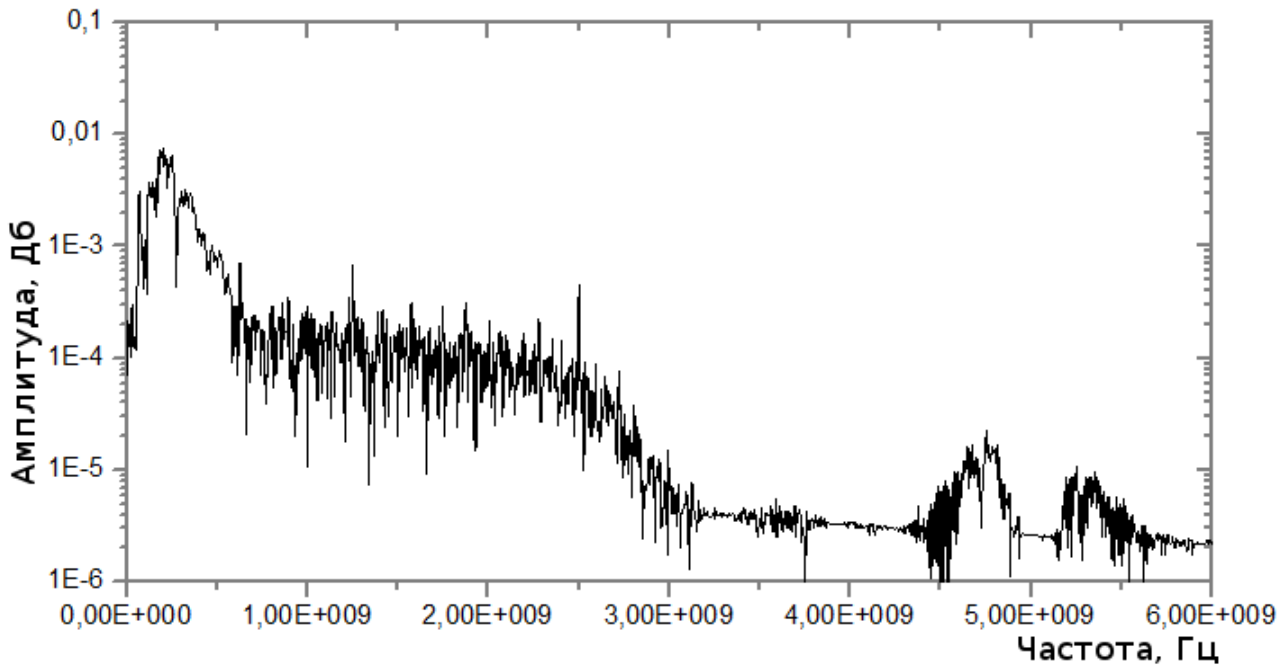
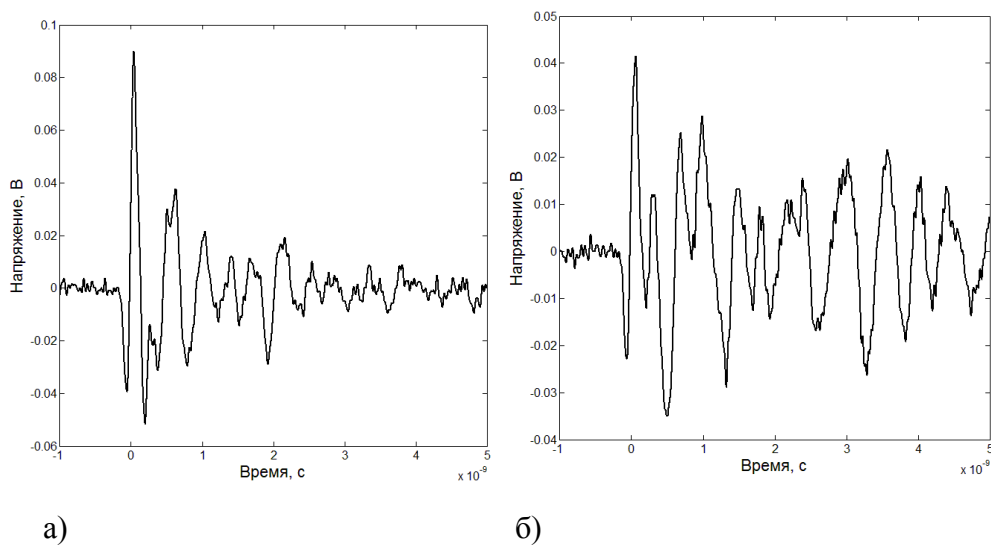


Рисунок 55. Спектр генерируемого импульса при пикосекундном иницировании.

Из Рисунок 55. видно, что основная мощность сигнала заключена в диапазоне частот до 600МГц, центральная частота находится в районе 300МГц. Следует отметить, что характерное время нарастания сигнала сравнимо с временем переходной характеристики датчиков. Измерительный тракт не позволяет получить неискаженный сигнал, затягивает по времени и уменьшает амплитуду. На Рисунок 56 представлены зависимости сигнала с широкополосной штыревой антенны для двух ортогональных поляризаций.



а)

б)

Рисунок 56 Зависимость сигнала с антенны, измеренная для двух поляризаций электрического поля импульса. а) вертикальная и б) горизонтальная поляризация. Расстояние до источника 1.25 м. Измерения на оси источника.

4.6.2 Пространственное распределение

На *Рисунок 57* показана зависимость амплитуды поля с вертикальной и горизонтальной поляризациями от угла на горизонтальной и вертикальной осях на расстоянии 1.25 м от выходной апертуры генератора при засветке 5мДж 193нм. Шаг измерения 8° по вертикальной и горизонтальным осям с центром, соответствующим оси генератора.

На *Рисунок 58* приведена зависимость амплитуды поля с вертикальной поляризацией от угла на вертикальной оси на расстоянии 2.5 м от выходной апертуры генератора при засветке 5мДж 193нм. Шаг измерения 8° по вертикальной оси с центром соответствующим оси генератора.

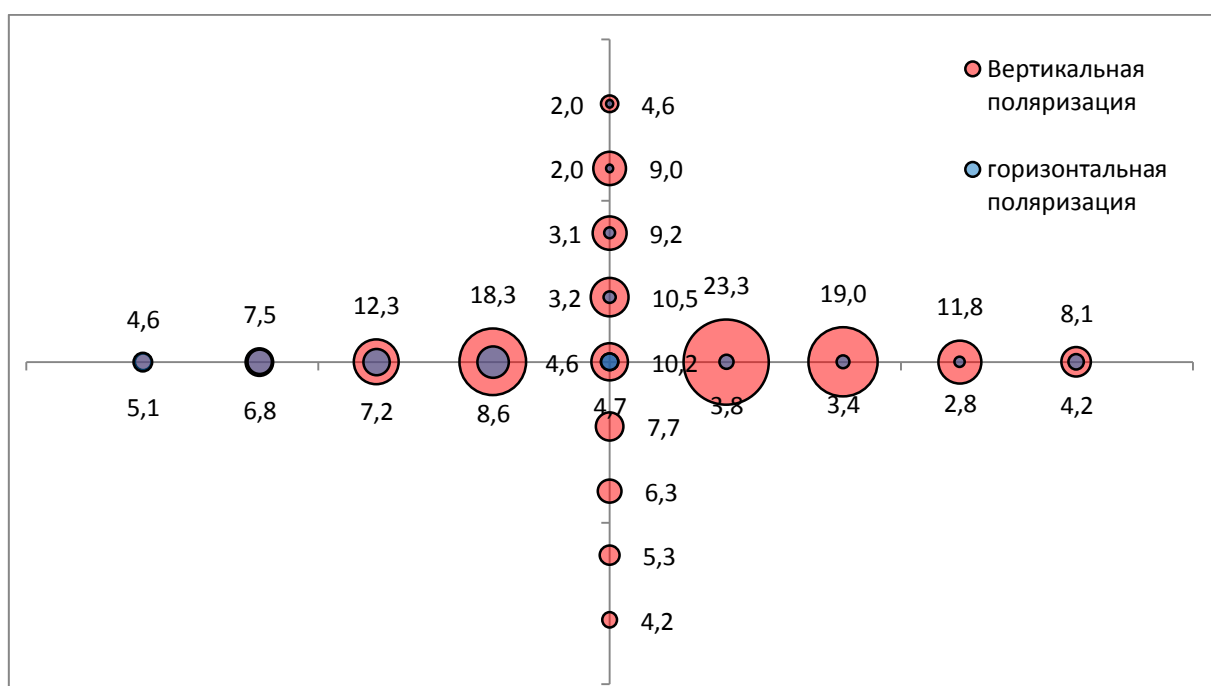


Рисунок 57. Зависимость амплитуды поля с вертикальной и горизонтальной поляризациями от угла на горизонтальной и вертикальной осях на расстоянии 1.25 м от выходной апертуры генератора. Подписанные значения соответствуют пиковой напряженности электрического поля в кВ/м.

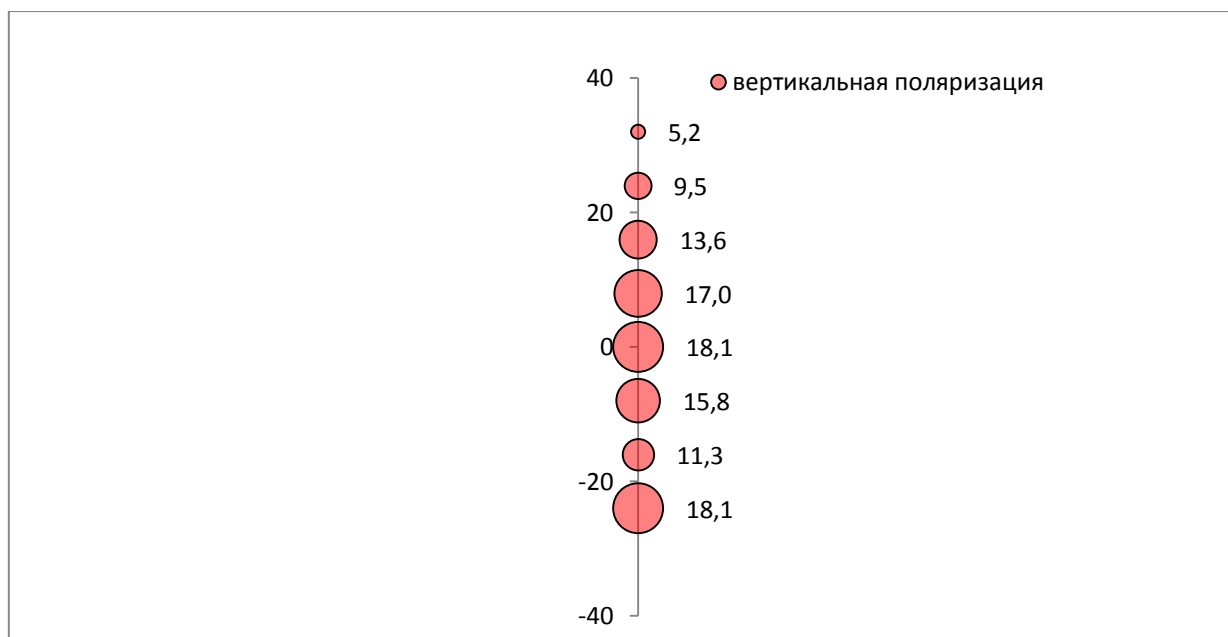


Рисунок 58. Зависимость амплитуды поля с вертикальной поляризацией от угла на вертикальной оси на расстоянии 2.5 м от выходной апертуры генератора. Подписанные значения соответствуют пиковой напряженности электрического поля в кВ/м.

Как видно из приведенных распределений, излучение источника СШП ЭМИ концентрируется вблизи оси излучателя в пределах угла 20° . Тот факт, что напряженность поля сгенерированного ЭМИ не обращается в ноль на оси излучателя, вероятнее всего, объясняется неравномерностью засветки фотокатода пикосекундным оптическим импульсом.

При использовании в качестве источника фотовозбуждения оптических импульсов с энергией 5.5 мДж, пиковая напряженность электрического поля составила около 180 В/см на расстоянии 1.25 м от излучателя и 230 В/см.

4.6.3 Зависимость амплитуды СШП ЭМИ от приложенного напряжения и энергии лазерного импульса

Измеренная зависимость амплитуды ЭМИ от напряжения сетка-фотокатод представлена на Рисунок 59. Видная явно выраженная линейная зависимость от приложенного разгонного напряжения при малом съеме заряда.

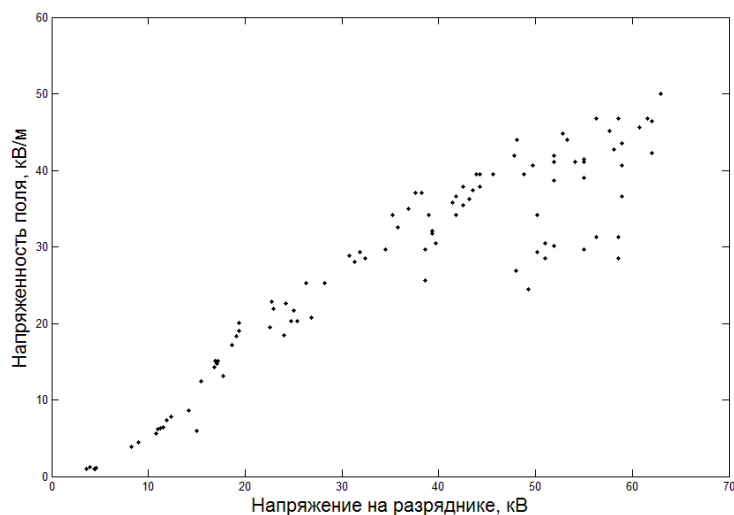


Рисунок 59. Зависимость напряженности электрического поля СШП ЭМИ от напряжения на ГИНе.

Зависимость амплитуды ЭМИ от энергии лазерного излучения представлена на рис.

Рисунок 60. Зависимость хорошо аппроксимируется прямой.

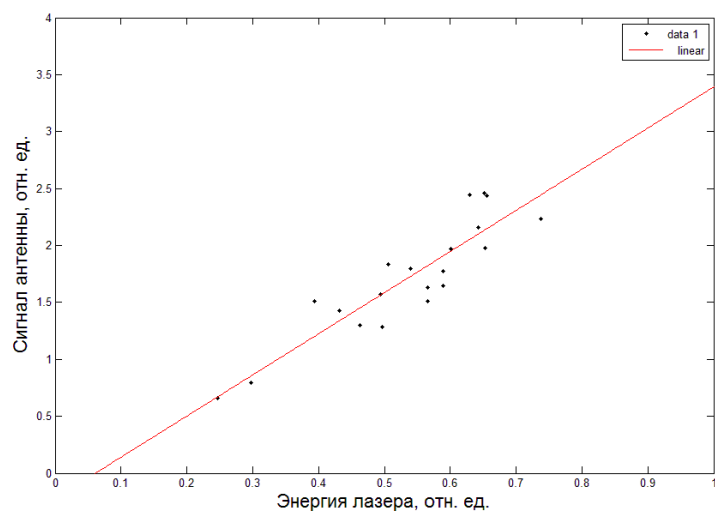


Рисунок 60. Зависимость напряженности поля от энергии иницирующего импульса света при напряжении ГИН 100 кВ.

Полученные экспериментальные кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в работе [54].

4.7 Эксперименты с фемтосекундным иницированием

Во второй серии экспериментов для запуска генерации СШП ЭМИ использовался лазерный импульс фемтосекундной длительности. Лазерный источник представлял собой систему из твердотельного задающего генератора на титансапфире в режиме синхронизации мод, регенеративного усилителя и эксимерного усилителя. Длина волны задающего генератора 774 нм преобразовывалась в четвертую гармонику 193 нм с помощью нелинейных оптических кристаллов ВВО. Фемтосекундный импульс излучения с длиной волны 193 нм,

энергией 10мкДж подается на вход трехпроходного эксимерного усилителя на базе лазера CL 7000 производства ООО «Оптосистемы» (www.optosystems.ru). Параметры лазерной системы: длительность импульса 150фс, длина волны 193нм, энергия в импульсе до 3мДж.

4.7.1 Амплитудно-временные зависимости

Диагностика временных профилей ЭМИ осуществлялась с помощью измерительной полосковой преобразовательной линии ИППЛ-Л. Время нарастания переходной характеристики 10пс, чувствительность $5.1 \cdot 10^{-4} (B/(B/м))$, максимальная длительность регистрируемого импульса 1.5нс. В качестве регистратора использовался осциллограф Tektronix TDS-DPO-71604, антенна подключалась через широкополосный аттенюатор 30дБ, измерения проводились на расстоянии 3м от апертуры генератора.

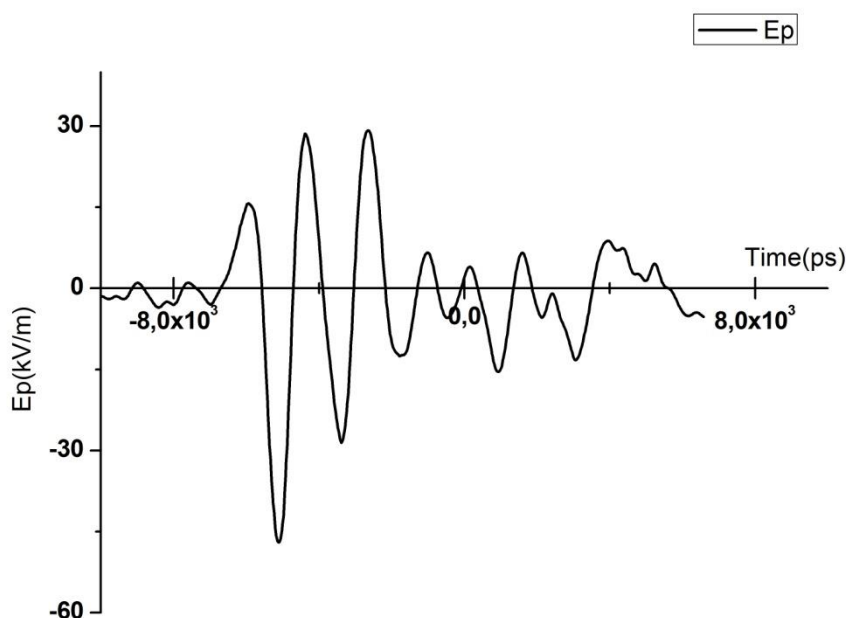


Рисунок 61. Осциллограмма выходного импульса генератора при инициации фемтосекундным импульсом.

На **Ошибка! Источник ссылки не найден.** представлена осциллограмма поля выходного СВЧ излучения при запуске генерации фемтосекундным импульсом. Пиковая амплитуда напряженности поля ЭМИ (для второго положительного максимума на **Ошибка! сточник ссылки не найден.**), равнялась:

$$E_{E\phi} \approx \frac{0.142(B) * 32}{0.51 \cdot 10^{-3} (B/(B/м))} = 8.9 \text{ кВ/м}, \quad (47)$$

В экспериментах амплитуда второго максимума изменялась от 2,5 кВ/м до 10 кВ/м, форма и длительность импульса не изменялись. Измеренная длительность первого максимума

по полувысоте составила $\sim (70 \div 80)$ пс, длительность нарастания первого максимума по уровню $0.9 \sim (50 \div 60)$ пс. При оптимальной синхронизации лазерной и высоковольтной частей на расстоянии 1.5м достигнута амплитуда напряженности поля во втором максимуме 44кВ/м. Спектр амплитуды СШП ЭМИ представлен на **Ошибка! Источник ссылки не найден.**

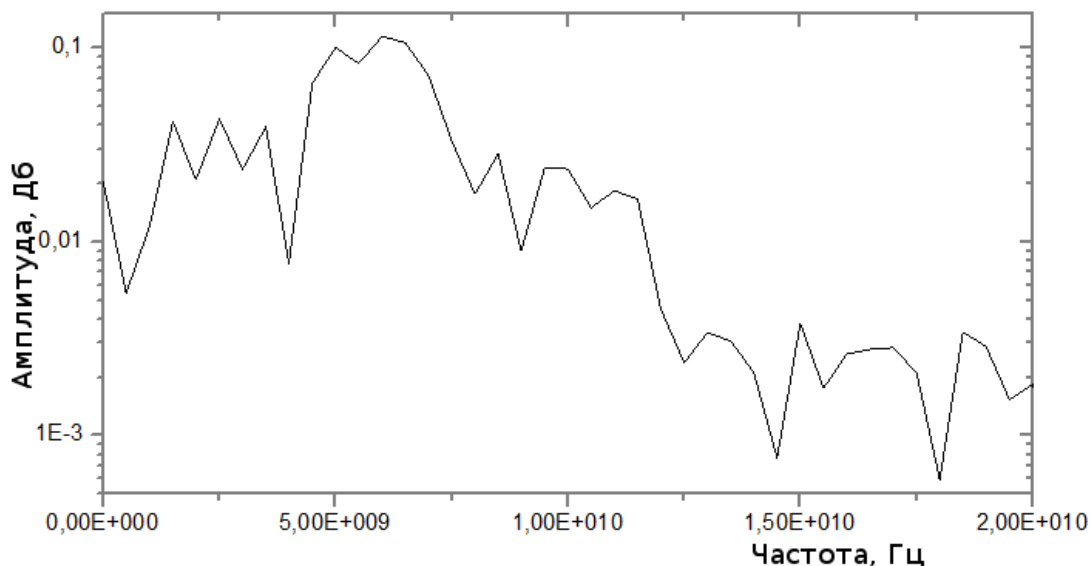


Рисунок 62. Спектр амплитуды СШП ЭМИ при инициировании фемтосекундным лазерным импульсом.

Из **Ошибка! Источник ссылки не найден.** видно, что большая часть энергии СШП ЭМИ сосредоточена в области 5-8ГГц, с центральной частотой 6.5ГГц. При этом спектр сигнала простирается вплоть до границы полосы пропускания регистрирующего осциллографа.

4.7.2 Пространственное распределение

Были проведены эксперименты по определению пространственного распределения СШП ЭМИ при фемтосекундном инициировании. При этом равномерность засветки иницирующим импульсом контролировалась для достижения осесимметричной картины на фотокатоде. Для проведения измерений использовался преобразователь напряженности электрического поля ИППЛ-Л зав. №14 с коэффициентом преобразования 2.16 кВ/м/В и временем нарастания переходной характеристики 60 пс. Сигнал с преобразователя фиксировался осциллографом Tektronix DPO-71604С с шириной полосы 16 ГГц. Для ослабления сигнала преобразователя применялся аттенюатор с величиной ослабления 20 дБ и

рабочей полосой частот 0-18 ГГц. На *Рисунок 63* представлена измеренная зависимость в угловых координатах для радиальной составляющей напряженности электрического поля в двух ортогональных поляризациях.

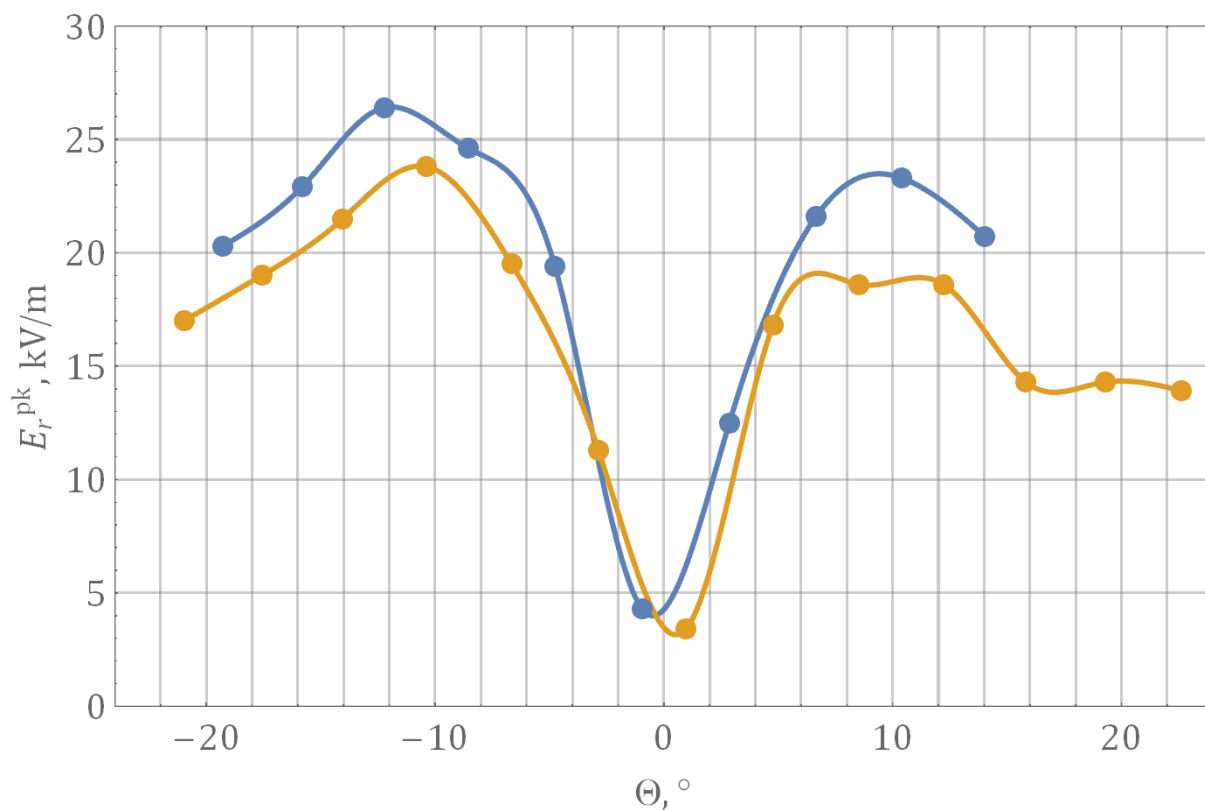


Рисунок 63. Угловая зависимость пиковой напряженности электрического поля

Экспериментальная кривая пространственного распределения СШП ЭМИ имеет симметричные максимумы в окрестности 10° , что хорошо согласуется с результатами проведенного моделирования параболического фотодиода в РіС коде «Карат» (см. *Рисунок 45*).

Заключение

В диссертационной работе исследованы: метод капельного переноса материала мишени при импульсном лазерном напылении фотоэмиссионных покрытий, фотоэмиссионные свойства изготовленных фотокатодов в УФ спектральном диапазоне; созданы широкоапертурные фотокатоды CuI, получена генерация сверхширокополосных импульсов электромагнитного излучения в параболическом сверхсветовом генераторе с прямым лазерным инициированием. Затронутые в диссертации проблемы тесно связаны, получены новые результаты.

В работе экспериментально получены образцы УФ фотокатодов на основе пленок из диэлектрических материалов CsI, CsBr, нанесенных методом импульсного лазерного напыления. Измерена квантовая эффективность полученных образцов для различных длин волн. Описана методика измерения квантовой эффективности на основе измерения снимаемого заряда при импульсной разрядке вакуумного фотодиода.

Представлены результаты по изучению структуры и морфологии пленок соединений CsI, CsBr, GaAs, нанесенных методом импульсного лазерного напыления с капельным переносом материала мишени. Показано, что на аморфных подложка получаемые пленки носят поликристаллический характер, рост температуры подложки при нанесении приводит к увеличению плотности пленок. Стехиометрический состав пленок CsI, CsBr сохраняется при всех температурах подложки. Стехиометрия пленок GaAs не сохраняется. Дано объяснение экспериментальным результатам на основе модели теплопроводности твердых тел.

Представлены результаты работы по созданию и изучению свойств параболического сверхсветового генератора СШП ЭМИ на основе CuI фотокатода. Проведен расчет геометрии излучателя, подобраны оптимальные параметры фокусного расстояния параболы, межэлектродного расстояния.

В PIC коде «Карат» проведено моделирование генератора СШП ЭМИ, получены временные зависимости генерируемого импульса при различном снимаемом заряде с фотодиода, получено пространственное распределение ЭМИ. Проведена разработка конструкции излучателя, которая представляет собой вакуумный фотодиод с непрерывной откачкой.

Проведены эксперименты по генерированию СШП ЭМИ с инициацией пикосекундным и фемтосекундным УФ излучением. При разрядке запасенной электростатической не более 5% получены временные профили СШП ЭМИ с характерной длительностью ~60пс. При этом

обнаружено, что спектр при инициировании фемтосекундным импульсом шире, центральная частота находится в области 6.5ТГц, против 600МГц при пикосекундном инициировании. На расстоянии 1.5м от апертуры излучателя получены пиковые амплитуды СШП импульса: 49кВ/м при пикосекундной инициации, 44кВ/м при фемтосекундной. Экспериментально полученные временные зависимости хорошо согласуются с результатами численного моделирования.

Измерены зависимости амплитуды СШП ЭМИ от приложенного напряжения сетка-анод, и от энергии инициирующего лазерного излучения. Экспериментально полученное пространственное распределение ЭМИ согласуется с результатами моделирования в РіС коде «Карат».

Выводы

1. Создана методика импульсного лазерного напыления фотокатодов с капельным переносом материала мишени. Изготовлены образцы фотокатодов на основе галогенидов щелочных металлов CsI, CsBr с высокой однородностью квантовой эффективности в пределах апертуры 20мм. Методом газозафазного и жидкостного осаждения йода изготовлены широкоапертурные (20см) CuI фотокатоды параболической формы с однородностью квантового выхода по всей площади фотокатода в пределах 10%.
2. Проведены исследования стехиометрического состава и структуры пленок соединений CsI, CsBr, GaAs, изготовленных методом импульсного лазерного напыления с капельным переносом материала мишени при различных температурах подогрева подложки. Продемонстрировано, что при нарушении условия стехиометрического переноса в методе ИЛН, возможно получение пленок с сохранением исходного состава для материалов с малой теплопроводностью и низкой температурой плавления. Дано объяснение нарушению стехиометрии пленок GaAs наносимых методом лазерного напыления.
3. Разработан и создан сверхсветовой генератор СШП ЭМИ с широкоапертурными (диаметром 20см) CuI фотокатодами параболической формы. Проведены эксперименты по генерации электромагнитных импульсов при инициализации фотокатода пикосекундными и фемтосекундными лазерными импульсами. Получена генерация электромагнитных импульсов с фронтом нарастания менее 60пс, что хорошо согласуется с результатами проведенного численного моделирования в программном коде «Карат». Обнаружено, что при инициации фемтосекундными импульсами ширина

спектра СШП ЭМИ составила 3ГГц с центральной частотой в области 5ГГц. Получены экспериментальные зависимости амплитуды напряженности электрического поля СШП ЭМИ от приложенного напряжения катод-анод и от энергии иницирующего лазерного излучения. Зарегистрированное пиковое значение амплитуды СШП ЭМИ на расстоянии 1.5м составило 44кВ/м при облучении фемтосекундным импульсом с энергией 1.5мДж.

Благодарности

Хочу выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю д.ф.-м.н. Гарнову Сергею Владимировичу за ценные советы, терпение и неоценимую помощь на протяжении всей работы, заведующему лабораторией лазерной спектроскопии к.ф.-м.н. Букину Владимиру Валентиновичу за обсуждение результатов по результатам работы. Большое спасибо всему коллективу лаборатории за своевременную техническую помощь, дружескую атмосферу и моральную поддержку.

Хочу выразить благодарность Тараканову Владимиру Петровичу за предоставленный РіС код «Карат», в котором проводилось численное моделирование сверхсветового параболического генератора. А так же за доработку кода под нужды задачи и консультации по его использованию.

Также хочу поблагодарить свою жену Копылову Марину Андреевну за терпение и поддержку на протяжении всей работы к подготовке диссертации.

Список литературы

1. Лазарев Ю., Петров П. Генерация мощного направленного электромагнитного импульса ультракороткой длительности // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. № 9. — С. 625-628.
2. Солдатов А.В. Ограниченный пространственным зарядом ток при разрядке плоского вакуумного диода электронным импульсом // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 4. — С. 336-341.
3. Einstein A. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt // Annalen der Physik. 1905. Т. 322. № 6. — С. 132-148.
4. Fowler R.H., Nordheim L. Electron emission in intense electric fields // Proc. R. Soc. London, Ser. A. 1928. Vol. 119, No. 781, pp. 173-181.
5. Дюбридж Л. Новые теории фотоэлектрического эффекта // Успехи физических наук. 1938. Т. XIX, No. 1, С. 74-121.
6. Wentzel G. Zur -theorie des photoelektrischen effekts // Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei. 1926. Т. 40. № 8. — С. 574-589.
7. Tamm I., Schubin S. Zur Theorie des Photoeffektes an Metallen // Zs. Phys. 1931. Т. 68. — С. 97-113.
8. Berglund C.N., Spicer W. Photoemission studies of copper and silver: Theory // Physical Review. 1964. Т. 136. № 4A. — С. A1030.
9. Mahan G. Theory of photoemission in simple metals // Physical Review B. 1970. Т. 2. № 11. — С. 4334.
10. Brodskii A., Tsarevskii A. Theory of volume photo-emission from condensed media // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1976. Т. 42. — С. 476.
11. Spicer W.E., Herrera-Gomez A. Modern theory and applications of photocathodes. in SPIE's 1993 International Symposium on Optics, Imaging, and Instrumentation. 1993. International Society for Optics and Photonics.
12. Kunze C. Untersuchungen an Cs-Sb-Schichten // Annalen der Physik. 1960. Т. 461. № 1-2. — С. 89-106.
13. Garfield B., Thumwood R. Effect of composition on the yield of Cs-Sb photocathodes // British Journal of Applied Physics. 1966. Т. 17. № 8. — С. 1005.
14. Hagino M., Takahashi T. Thickness of Cs-Sb Films Relative to the Original Sb Films // Journal of Applied Physics. 2004. Т. 37. № 10. — С. 3741-3743.
15. McCarroll W. Crystal Structure of Photoelectric Films of Cesium Antimonide // Journal of Applied Physics. 1961. Т. 32. № 10. — С. 2051-2052.

16. Gnutzmann G., Dorn F.W., Klemm W. On Some A_3B and AB_2 Compounds of the Heavy Alkali Metals with Group V Elements // *Z. Anorg. Allg. Chem.* 1960. T. 309. — C. 210-225.
17. Sommer A.H. Photoemissive materials. Preparation, properties and uses // Huntington: Krieger, 1980. T. 1.
18. Sommer A. A New Alkali Antimonide Photoemitter with High Sensitivity to Visible Light // *Applied Physics Letters*. 1963. T. 3. № 4. — C. 62-63.
19. McCarroll W. Chemical and structural characteristics of the potassium-cesium-antimony photocathode // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1965. T. 26. № 1. — C. 191-195.
20. Martinelli R., Fisher D. The application of semiconductors with negative electron affinity surfaces to electron emission devices // *Proceedings of the IEEE*. 1974. T. 62. № 10. — C. 1339-1360.
21. Machuca F., Liu Z., Sun Y., Pianetta P., Spicer W.E., Pease R.F.W. Role of oxygen in semiconductor negative electron affinity photocathodes // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. 2002. T. 20. № 6. — C. 2721-2725.
22. Taft E., Apkfr L. Photoemission from cesium and rubidium tellurides // *JOSA*. 1953. T. 43. № 2. — C. 81-83.
23. Anderson D., Kwan S., Peskov V., Hoeneisen B. Properties of CsI and CsI-TMAE photocathodes // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1992. T. 323. № 3. — C. 626-634.
24. Liu Z., Maldonado J., Sun Y., Pianetta P., Pease R. CsBr photocathode at 257nm: A rugged high current density electron source // *Applied physics letters*. 2006. T. 89. № 11. — C. 111114.
25. Singh B., Shefer E., Breskin A., Chechik R., Avraham N. CsBr and CsI UV photocathodes: new results on quantum efficiency and aging // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2000. T. 454. № 2. — C. 364-378.
26. Borovick-Romanov A., Peskov V. Cs based photocathodes for gaseous detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1994. T. 348. № 2. — C. 269-274.
27. Eason R. Pulsed laser deposition of thin films: applications-led growth of functional materials. : John Wiley & Sons, 2007.
28. Koch C., Johnson S., Kumar D., Jelinek M., Chrisey D., Doraiswamy A., Jin C., Narayan R., Mihailescu I. Pulsed laser deposition of hydroxyapatite thin films // *Materials Science and Engineering: C*. 2007. T. 27. № 3. — C. 484-494.
29. Cheung J., Horwitz J. Pulsed laser deposition history and laser-target interactions // *MRS bulletin*. 1992. T. 17. № 02. — C. 30-36.

30. Anisimov S., Bäuerle D., Luk'Yanchuk B. Gas dynamics and film profiles in pulsed-laser deposition of materials // *Physical Review B*. 1993. Т. 48. № 16.
31. Phipps C., Dreyfus R. Laser ablation and plasma formation // *Bull. Amer. Phys. Soc.* 1992. Vol. 37, P. 83.
32. Kelly R., Miotello A. Comments on explosive mechanisms of laser sputtering // *Applied Surface Science*. 1996. Т. 96. — С. 205-215.
33. Bäuerle D. *Laser processing and chemistry*. Т. 3 : Springer, 2000.
34. Grigoropoulos C., Park H., Xu X. Modeling of pulsed laser irradiation of thin silicon layers // *International journal of heat and mass transfer*. 1993. Т. 36. № 4. — С. 919-924.
35. Sands D. Pulsed laser heating and melting // *Heat Conduction/Book*. 2011. Т. 2.
36. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. Избранные задачи теории лазерной абляции // *Успехи физических наук*. 2002. Т. 172. № 3. — С. 301-333.
37. Самохин А. О динамике импульсного плавления при лазерном облучении твердых тел // *Крат. сообщ. по физике ФИАН СССР*. 1979. № 10. — С. 32-34.
38. Булгаков А.В., Булгакова Н.М. Тепловая модель импульсной лазерной абляции в условиях образования и нагрева плазмы, поглощающей излучение // *Квантовая электроника*. 1999. Т. 27. № 2. — С. 154-158.
39. БУЛГАКОВА О.А. Численное моделирование фазовых переходов при импульсном лазерном нагреве теллурида кадмия // *Материалы XLVII Международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс»*, Новосибирск, 2009. — С. 35.
40. Chrisey D.B., Hubler G.K. Pulsed laser deposition of thin films // *Pulsed Laser Deposition of Thin Films*, by Douglas B. Chrisey (Editor), Graham K. Hubler (Editor), pp. 648. ISBN 0-471-59218-8. Wiley-VCH, May 2003. 2003. Т. 1.
41. Arnold C.B., Aziz M.J. Stoichiometry issues in pulsed-laser deposition of alloys grown from multicomponent targets // *Applied Physics A*. 1999. Т. 69. № 1. — С. S23-S27.
42. Kelly R., Dreyfus R. On the effect of Knudsen-layer formation on studies of vaporization, sputtering, and desorption // *Surface science*. 1988. Т. 198. № 1. — С. 263-276.
43. Lowndes D.H., Geohegan D., Puretzky A., Norton D., Rouleau C. Synthesis of novel thin-film materials by pulsed laser deposition // *Science*. 1996. Т. 273. № 5277. — С. 898-903.
44. Sign K., Narayan J. Pulsed-laser evaporation technique for deposition of thin films: Physics and theoretical model // *Physical Review B*. 1990. Т. 41. № 13. — С. 8843.
45. Herman M.A., Sitter H. *Molecular beam epitaxy: fundamentals and current status*. : Springer-Verlag Berlin, 1989.

46. Smith D.L. Thin-film deposition: principles and practice. : McGraw-Hill New York etc, 1995.
47. Carron N., Longmire C. Electromagnetic pulse produced by obliquely incident X rays // Nuclear Science, IEEE Transactions. 1976. Т. 23. № 6. — С. 1897-1902.
48. Bolotovskii B.M., Ginzburg V.L. The Vavilov-Cerenkov effect and the Doppler effect in the motion of sources with superluminal velocity in vacuum // Soviet Physics Uspekhi. 1972. Т. 15. № 2. — С. 184.
49. Лазарев Ю., Петров П. Генератор электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе сверхсветового источника. : ЖЭТФ, 1999. Т. 115, В. 5, С. 1689-1707.
50. Soldatov A., Solov'ev A., Terekhina M. Dynamic parameters of the dipole layer formed during pulsed photoemission discharging of a plane vacuum diode // Plasma Physics Reports. 2007. Т. 33. № 9. — С. 726-732.
51. Hoffman J., Muggli P., Liou R., Gundersen M., Yampolsky J., Katsouleas T., Joshi C., Mori W. High power radiation from ionization fronts in a static electric field in a waveguide // Journal of Applied Physics. 2001. Т. 90. № 3. — С. 1115-1123.
52. Hashimshony D., Zigler A., Papadopoulos K. Conversion of electrostatic to electromagnetic waves by superluminous ionization fronts // Physical review letters. 2001. Т. 86. № 13. — С. 2806.
53. Shibata Y., Ishi K., Takahashi T., Kanai T., Ikezawa M., Takami K., Matsuyama T., Kobayashi K., Fujita Y. Observation of coherent transition radiation at millimeter and submillimeter wavelengths // Physical Review A. 1992. Т. 45. № 12. — С. R8340.
54. Бессараб А.В., Гаранин С.Г., Мартыненко С.П., Прудкой Н.А., Солдатов А.В., Терёхин В.А., Трутнев Ю.А. Генератор сверхширокополосного электромагнитного излучения, инициируемый пикосекундным лазером. // Доклады Академии наук. 2006. Т. 411. № 5. С. 609-612.
55. Бессараб А., Гаранин С., Мартыненко С., Солдатов А., Соловьев А., Терёхин В., Трутнев Ю. Методы расчета генератора сверхширокополосного электромагнитного излучения, инициируемого пикосекундным лазером. // Доклады Академии наук. 2006. Т. 411. № 6. С. 758-761.
56. Кондратьев А., Лазарев Ю., Потапов А., Тищенко А., Заволоков Е., Сорокин И. Экспериментальное исследование генератора ЭМИ СВЧ-диапазона на основе сверхсветового источника. // Доклады Академии наук. 2011. Т. 438. № 5. С. 615-618.
57. Chen Z.-Y., Li J.-F., Peng Q.-X., Li J., Dan J.-K., Chen S. Experimental study of radio-frequency cherenkov radiation by a line focused laser pulse obliquely incident on a wire target // Chinese Journal of Physics. 2011. Т. 49. № 3. — С. 725-731.
58. Бузулуцков А. Газовые фотодетекторы с твердыми фотокатодами // ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. 2008. Т. 39. № 3., С. 812-869.

59. Srinivasan-Rao T., Fischer J., Tsang T. Photoemission studies on metals using picosecond ultraviolet laser pulses // *Journal of applied physics*. 1991. T. 69. № 5. — С. 3291-3296.
60. Fairchild S., Back T., Murray P., Cahay M., Shiffler D. Low work function CsI coatings for enhanced field emission properties // *Journal of Vacuum Science & Technology A*. 2011. T. 29. № 3. — С. 031402.
61. Leppert V.J. Pulsed laser deposition of gallium arsenide (PHD Thesis) // *Dissertation Abstracts International*. 1994. T. 55-08.
62. Gamaly E., Rode A., Luther-Davies B., Tikhonchuk V. Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics // *Physics of Plasmas*. 2002. T. 9. № 3. — С. 949-957.
63. Touloukian Y.S., DeWitt D.P. *Thermophysical Properties of Matter-The TPRC Data Series. Volume 7. Thermal Radiative Properties-Metallic Elements and Alloys.* : DTIC Document, 1970.
64. Foxon C., Joyce B. Interaction kinetics of As₄ and Ga on {100} GaAs surfaces using a modulated molecular beam technique // *Surface Science*. 1975. T. 50. № 2. — С. 434-450.
65. Craciun V., Craciun D. Thermal mechanisms in laser ablation of GaAs // *Applied surface science*. 1997. T. 109. — С. 312-316.
66. Erlacher A., Ambrico M., Perna G., Schiavulli L., Ligonzo T., Jaeger H., Ullrich B. Absorption and optoelectronic properties of low-temperature grown thin-film GaAs on glass formed by pulsed-laser deposition //
67. Tarakanov V. User's manual for code KARAT // Springfield: BRA. 1992. T. 2012.
68. Ignatov A., Tarakanov V. Squeezed state of high-current electron beam // *Physics of Plasmas (1994-present)*. 1994. T. 1. № 3. — С. 741-744.
69. Aplin K.L., Tarakanov V.P. Modelling studies of charged particle interactions for a space application // *ELECTROSTATICS 2003*. 2004. № 178. — С. 221-226.
70. Bogdankevich I., Ivanov I., Loza O., Rukhadze A., Strelkov P., Tarakanov V., Ul'yanov D. Fine structure of the emission spectra of a relativistic Cherenkov plasma maser // *Plasma Physics Reports*. 2002. T. 28. № 8. — С. 690-698.
71. Лазарев Ю., Петров П., Сырцова Ю. Фотоэмиссионный импульсный источник широкополосного направленного электромагнитного излучения // *Журнал технической физики*. 2004. Т. 74. № 11. — С. 83-91.