Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники»

На правах рукописи



Панченко Николай Алексеевич

ЭФФЕКТИВНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С НАКАЧКОЙ ДИФФУЗНЫМИ РАЗРЯДАМИ, ИНИЦИИРУЕМЫМИ ПУЧКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ ЛАВИН

01.04.21 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель доктор физико-математических наук Ломаев Михаил Иванович

Оглавление

Введение
Глава 1 Формирование объемных самостоятельных разрядов для накачки газовых
лазеров (литературный обзор)
1.1 Формирование самостоятельных разрядов в газовых смесях.
Общие сведения
1.2 Формирование объемного импульсного самостоятельного разряда в активных
газовых смесях высокого давления
1.3 Объемные разряды с убегающими электронами25
1.3.1 Локальный критерий убегания
1.3.2 Открытые разряды и их применение в квантовой электронике28
1.3.3 Возбуждение активных сред убегающими электронами, генерируемыми
на фронте волны ионизации
1.3.4 Диффузные разряды с убегающими электронами в формируемые в
неоднородном электрическом поле
1.3.5 Применение ОРИПЭЛ для возбуждения активных газовых сред41
Глава 2 Методики измерений и экспериментальная аппаратура
2.1 Конструкция импульсного генератора накачки и разрядной камеры47
2.2 Измерение параметров лазерного и спонтанного излучения
2.3 Приготовление активных газовых смесей
2.4 Измерение параметров импульсов накачки и энергии, запасаемой в
формирующей линии генератора РАДАН
2.5 Расчетная модель лазера на смесях азота с SF_6 и NF_3 с возбуждением
ОРИПЭЛ
2.6 Погрешности измерений62
Глава 3. Азотный лазер с накачкой диффузным разрядом63
3.1 Основные принципы работы азотного лазера64
3.2 Параметры азотного лазера с накачкой диффузным разрядом71
3.2.1 Формирование ОРИПЭЛ и лазерная генерация в чистом азоте 71
3.2.2 Влияние добавок на режим работы азотного лазера с накачкой ОРИПЭЛ74
3.2.3 Режимы работы азотного лазера с накачкой ОРИПЭЛ77
Выводы к Главе 3

Глава 4 Нецепные HF(DF) – лазеры с накачкой ОРИПЭЛ
4.1 Основные сведения о нецепных HF(DF) - лазерах
4.2 Диффузный разряд в смесях SF_6 с H_2 , D_2 и C_2H_6 90
4.3 Эффективные нецепные HF(DF) - лазеры с накачкой ОРИПЭЛ97
Выводы к Главе 4
Глава 5 Эксиплексные лазеры на фторидах инертных газов с накачкой ОРИПЭЛ105
5.1 Основные сведения об эксимерных лазерах106
5.1.1 Структура потенциальных кривых
5.1.2 Методы накачки и кинетика образования верхнего лазерного уровня108
5.2 Эксиплексные лазеры на молекулах фторидов инертных газов с накачкой
ОРИПЭЛ
5.3 Лазеры на смеси He-F ₂ . ВУФ генерация в ОРИПЭЛ119
5.4 ВУФ излучение в смесях чистых инертных газов
Выводы к Главе 5
Заключение
Список использованной литературы

Введение

Актуальность исследования

В настоящее время газовые лазеры широко используются в экспериментах по взаимодействию излучения с веществом, в различных технологических приложениях, биологии, медицине, при создании новых материалов и модификации свойств различных известных веществ, для стимулирования различных химических процессов в различных средах и т.д. Важным параметром лазера, определяющим возможность его применения, является его эффективность. Считается общепринятым, что для получения эффективной генерации необходимо сформировать в активных средах высокого давления объемный самостоятельный разряд. Термин «объемный» подчеркивает тот факт, что характеристики такого разряда определяются процессами собственно в разряде и не связаны с его взаимодействием со стенками камеры, как это имеет место в классическом тлеющем разряде, а в объеме разряда нет сильных пространственных флуктуаций плотности тока.

Условия формирования однородного объемного разряда в активных газовых средах высокого давления к началу настоящей работы были хорошо известны [1–3]. Для получения объемной плазмы необходимо использовать электроды, обеспечивающие однородное электрическое поле в промежутке без сильных краевых эффектов, обеспечить определенный уровень предыонизации газа от различных источников (рентгеновское, ВУФ- и УФ излучение, пучок электронов и т.д.). в промежутке и подать на промежуток импульс высокого напряжения с достаточно крутым фронтом. Концентрация электронов предыонизации определяется из условия перекрытия электронных лавин при развитии пробоя, а ограничение на длительность фронта импульса напряжения, связано с необходимостью избежать появления зоны с низкой концентрацией электронов у катода за счет их дрейфа.

Следует отметить, что электроды однородного поля достаточно громоздки [4–5], что увеличивает индуктивность лазерных промежутков. Необходимость использования систем предыонизации также приводит к дополнительному увеличению габаритов газовых лазеров. Это не позволяет формировать достаточно короткие импульсы возбуждения и ограничивает удельную мощность накачки. Большой и не до конца решенной проблемой является переход объемного самостоятельного разряда в канальную стадию (контракция разряда), причиной которой часто является

неоднородности предыонизации и поля в промежутке [6], появление катодных пятен, с которых начинается рост каналов [7]. Явление контракции наиболее сильно проявляется в объемных разрядах в смесях инертных газов с фтором и SF_6 . Так, в лазерах на молекулах F_2 *, ArF*, KrF*, XeF* объемная стадия разряда обычно продолжается не более 20–30 нс [8–9]. В ряде активных сред, например, в тяжелых инертных газах, таких, как криптон и ксенон при использовании традиционных методов инициирования не удается получить объемный разряд при давлениях уже около 1 атм.

В последнее годы была показана возможность формирования объемных диффузных разрядов без использования дополнительной предыонизации промежутка. Было обнаружено, что при подаче импульсов высокого напряжения с коротким временем нарастания на электроды разрядного промежутка, (иглы, лезвия и т.д.), формирующие неоднородное электрическое поле, в процессе развития пробоя возникают пучки убегающих электронов (УЭ) и рентгеновское излучение, которые обеспечивают предыонизацию. Это приводит к формированию диффузной плазмы в газе высокого давления. Разряды, возникающие в данных условиях, получили название «объемные разряды, инициируемые пучками электронов лавин» (ОРИПЭЛ) [10].

Следует отметить такие свойства ОРИПЭЛ, как высокая вкладываемая удельная мощность возбуждения (до сотен МВт/см3 [11]), возможность получения диффузной плазмы при давлениях до ~10 атмосфер даже в тяжелых инертных газах без использования дополнительного источника предыонизации, короткая длительность импульса. Это делает разряды данного типа весьма привлекательным для создания эффективных источников лазерного излучения. ОРИПЭЛ перспективны с точки зрения получения эффективной генерации на переходах различных атомов и молекул, включая создание электроразрядных лазеров на димерах инертных газов.

Степень разработанности темы исследования

К началу настоящей работы ОРИПЭЛ рассматривался, прежде всего, как источник импульсов рентгеновского излучения и электронных пучков с короткой длительностью, исследовалось влияние геометрии разрядного промежутка, состава и давления газа, фронта, амплитуды и длительности высоковольтных импульсов на параметры пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения, велись поиски условий достижения максимальных токов пучка убегающих электронов, рассматривались различные технологические применения разрядов данного типа (см.,

например, монографии [12–14] и ссылки в них). Применение разрядов, инициируемых убегающими электронами, для получения лазерной генерации практически еще только начиналось.

Ранее пучки убегающих электронов с энергией несколько кэВ, формируемые в так называемом открытом разряде, использовались для накачки газовых лазеров с середины 80-х годов. В [15] была получена генерация на 2.03 мкм в ксеноне и его смеси с гелием при давлениях 0.5-5 мм рт. ст. Мощность излучения не превышала 5 Вт при КПД 0.03%. Подобные исследования были проведены позднее в [16]. Оптимальное соотношение компонент в смеси Не:Хе составило 99.5:0.5 при давлении гелия p=4-8 мм рт. ст. Наблюдался линейный рост мощности генерации с увеличением мощности накачки электронным пучком. Экспериментальные исследования лазера на самоограниченном переходе гелия $2^1P_1^0-2^1S_0$ при накачке импульсным электронным пучком, генерируемым в открытом разряде, проведены в [17]. Достигнут практический КПД лазера 0.056% при квантовом КПД 0.7%.

В [18] убегающие электроны, формируемые в отдельном промежутке, использовались для получения генерация на молекулах N_2 . Энергия электронов составила около 10 кэВ, плотность тока достигала 1 кА/см². При давлении азота 40 мм рт. ст. получена энергия излучения 1 мДж, но КПД лазера не превышал 0.04 %, что более чем в пять раз предельных КПД азотного лазера.

Давление газа в экспериментах с открытым разрядом ограничено величиной < 100 мм рт. ст., что существенно ограничивает составы активных газовых сред, в которых может быть получено вынужденное излучение.

Продольный разряд в виде волн ионизации, на фронте которых генерировались убегающие электроны с энергией ~100 кэВ, использовался для получения генерации на молекулах азота. В этих экспериментах энергия излучения на длине волны 337 нм не превышала 1 мДж при крайне низкой эффективности [19].

Пучки убегающих электроны в воздухе атмосферного давления, формируемые импульсами высокого напряжения, были применены для возбуждения кристаллов ZnSe и CdS и получения генерации в области длин волн 460 – 522 нм [20].

На основе пучков убегающих электронов, генерируемых в барьерном разряде, был запущен ИК лазер на ксеноне с частотой следования импульсов до нескольких кГц [21].

Формирование диффузных разрядов с предыонизацией убегающими электронами в неоднородном электрическом поле под действием импульсов напряжения наносекундной длительности с амплитудой до 350 кВ исследовалось в [22]. Получен объемный диффузный разряд в различных газах при давлениях до 6 атм. Была получена генерация в смеси Ar-Xe на длине волны 1,73 мкм.

В [23] пучок убегающих электронов использовался для создания проводимости в активной среде CO_2 лазера. Получена генерация на длине волны 10,6 мкм при давлениях активной среды до 5 атм. Энергия излучения составляла Q=40 мДж при электрическом КПД (относительно запасаемой энергии) $\eta_0 = 2.8\%$.

В [24] исследовалась УФ-генерация в чистом азоте и его смеси с элегазом при накачке ОРИПЭЛ. Однако из-за низкого сопротивления плазмы разряда в чистом азоте и малой активной длины в экспериментах в смесях N_2 - SF_6 электрический КПД генерации составил η_0 =0.1%, что более чем в два раза ниже предельных значений для азотного лазера.

Цель и задачи исследования

Цель настоящей диссертационной работы заключается в поиске активных газовых смесей высокого давления различного состава, в которых при накачке диффузными разрядами, инициируемыми УЭ, возможно достижение максимальных эффективности, мощности и (или) длительности импульсов лазерного излучения.

Задачи

- 1. Проведение анализа научной литературы, посвящённой исследованию формирования объемных разрядов и разрядов с убегающими электронами, включая ОРИПЭЛ, и применению разрядов с убегающими электронами для накачки различных газовых лазеров.
- 2. Получение данных о вольт-амперных параметрах плазмы наносекундных диффузных разрядов, инициируемых убегающими электронами, а также измерение спектральных и амплитудно-временных характеристик вынужденного излучения таких разрядов.
- 3. Определение условий достижения максимальных параметров вынужденного излучения, генерируемого диффузными разрядами, инициируемыми убегающими электронами.

Методология и методы исследования

Основным методом исследований является физический эксперимент. В контролируемых условиях и при многократном воспроизведении с использованием стандартных методик регистрации импульсов излучения, тока и напряжения на разрядном промежутке, стандартных методик оценки ошибок эксперимента измерялись следующие параметры ОРИПЭЛ:

- электрические параметры разряда;
- спектральные характеристики вынужденного и спонтанного излучения плазмы диффузного разряда;
- амплитудно-временные характеристики вынужденного и спонтанного излучения плазмы диффузного разряда;

Все измерения производились с помощью современной калиброванной аппаратуры.

Для интерпретации полученных экспериментальных данных использовалось математическое моделирование работы источников вынужденного излучения на молекулах азота с использованием кинетических моделей, разработанных в Лаборатории теоретической физики Института сильноточной электроники СО РАН.

Осуществлялся расчёт:

- временного хода мощности спонтанного и вынужденного излучения на $C^3\Pi_u$ $B^3\Pi_g$ переходе молекул азота;
- временных зависимостей тока разряда, напряжения и электрического поля на лазерном промежутке;
- скоростей ионизации, прилипания рекомбинации, возбуждения верхнего лазерного уровня в плазме ОРИПЭЛ;
 - концентрации электронов и молекул азота в состояниях $C^3\Pi_u$, $B^3\Pi_g$, $A^3\Sigma_u^{\ +}$;

Положения, выносимые на защиту

На защиту выносятся следующие положения:

1. В промежутке, образованном лезвийными электродами, при подаче импульсов напряжения с амплитудой более 250 кВ и временем нарастания около 1 нс в смесях инертных газов с фтором в диапазоне давлений 1–5 атмосфер формируется устойчивый диффузный разряд, инициируемый пучками убегающих электронов, длительностью 30–50 нс и достигаются КПД и длительность импульсов генерации на молекулах XeF* и

- KrF* и $BУ\Phi$ переходе молекул $F*_2$, сопоставимые с лазерными характеристиками, полученными при накачке поперечными объемными разрядами с предыонизацией в разрядных системах, образованными профилированными электродами.
- 2. В активных смесях азота с элегазом при полном давлении 30–100 мм рт. ст. в диффузном разряде, инициируемом убегающими электронами в промежутке «лезвиелезвие» в условиях рассогласования сопротивления плазмы разряда $R_{\rm d}$ и импеданса генератора накачки ρ в диапазоне $R_{\rm d}/\rho$ =0,12–0,4 реализуем режим генерации азотного лазера с двумя и тремя пиками излучения в последовательных осцилляциях тока в промежутке из-за увеличения напряжения горения разряда за счет прилипания электронов к электроотрицательным молекулам элегаза.
- 3. В активных смесях азота с элегазом при соотношении парциальных давлений газов N_2 : SF_6 =10:1 и полном давлении 300–400 мм рт. ст., а также активных смесях гелия, азота и элегаза при соотношении парциальных давлений газов $He:N_2:SF_6$ =10:10:1 при давлении до 1 атм, благодаря диффузному разряду, инициируемому пучками убегающих электронов между лезвийными электродами длительностью 10 нс, достижим предельный электрический КПД генерации на второй положительной системе азота.
- 4. В активных смесях SF_6 с водородом либо дейтерием в соотношении SF_6 : $H_2(D_2)=8:1$ при полном давлении 300–400 мм рт. ст., благодаря диффузному разряду, инициируемому пучками убегающих электронов между лезвийными электродами, реализуются оптимальные режимы накачки и достигается предельный внутренний КПД генерации нецепных электроразрядных HF- и DF- лазеров до 7–10%.

Степень достоверности результатов исследования

- 1. Достоверность <u>первого</u> научного положения подтверждается воспроизводимостью результата измерений длительности импульса и КПД генерации на молекулах XeF^* , KrF^* , F_2^* , близкой к 80%, совпадением полученных параметров генерации с характеристиками лазеров на фторидах инертных газов и фторе при их накачке поперечным объемным разрядом с предыонизацией. [25–29].
- 2. Достоверность <u>второго</u> научного положения подтверждается, воспроизводимостью результата, близкой к 100%, совпадением расчетных и измеренных параметров генерации азотного лазера, близким к 90%;
 - 3. Достоверность третьего научного положения подтверждается

воспроизводимостью результата близкой к 100%, согласием полученных значений КПД генерации с данными научной литературы близким к 90% [30–32], совпадением результатов измерений с результатами численного моделирования работы азотного лазера близким к 90%;

4. Достоверность <u>четвертого</u> научного положения подтверждается воспроизводимостью результата, близкой к 90%, согласием полученных значений оптимальных удельной энергии излучения, длительности импульса накачки и предельных КПД генерации нецепных химических лазеров с данными научной литературы [33, 34], а также наличием каскадных переходов и малым временем запаздывания начала генерации на отдельных спектральных линиях, не превышающем 5 нс.

Новизна выносимых на защиту положений

Новизна первого, третьего и четвертого научных положений заключатся в применении для накачки газовых лазеров диффузных разрядов, инициируемых пучками убегающих электронов. С такой накачкой без дополнительной предыонизации реализованы лазеры на молекулах XeF^* , KrF^* , F_2^* с характеристиками, сравнимыми с характеристиками электроразрядных лазеров с предыонизацией (2016–2017 гг.). Также в активных средах N_2 - SF_6 -(He) и SF_6 - $H_2(D_2)$ при давлении до 1 атм получена генерация на молекулах N_2 , HF(DF) с предельным электрическим $K\Pi J$ (2013–2015 гг.).

Новизна второго научного положения заключается в том, что было предложено совместить условия рассогласования сопротивления плазмы диффузного разряда в смесях N_2 - SF_6 , $He-N_2-SF_6$ и импеданса генератора накачки в промежутке типа «лезвиелезвие» с увеличением напряжения горения разряда за счет прилипания к электроотрицательным молекулам элегаза для получения нового режима генерации азотного лазера (2014–2018 гг.).

Новизна полученных результатов

- Получены предельные КПД генерации в наносекундном диффузном разряде, инициируемом пучками убегающих электронов в смесях высокого давления N_2 SF₆, He- N_2 -SF₆ и SF₆-H₂(D₂), на молекулах N_2 и HF(DF) (2013–2018 гг.).
- В условиях рассогласования сопротивления плазмы диффузного разряда и импедансов генератора накачки в разряде в промежутке типа «лезвие-лезвие» получен новый режим генерации азотного лазера с двумя и тремя пиками излучения в течение нескольких последовательных осцилляций тока разряда. (2014—2018 гг.).

• Показано, что в смесях инертных газов с фтором в системе лезвийных электродов формируется устойчивый диффузный разряд большой длительности и достигаются длительность и КПД генерации на молекулах XeF*, KrF*, F₂*, сравнимые с данными характеристиками в электроразрядных лазерах с накачкой объемным разрядом с предыонизацией (2016–2017 гг.).

Научная значимость

Научная значимость работы определяется её вкладом в понимание физических процессов при генерации когерентного оптического излучения в диффузных разрядах, инициируемых пучками электронов лавин, определены условия для получения ряда лазеров с накачкой таким типом разряда с эффективностью близкой к предельной, а так же новый режим работы азотного лазера с двумя или тремя пиками излучения.

Кроме того:

- найдены условия накачки диффузными разрядами, инициируемыми убегающими электронами, газовых лазеров, работающих на различных молекулах в широком диапазоне спектра от ИК до ВУФ диапазона, в которых достигаются предельные эффективности генерации и увеличение длительности импульсов излучения, а также реализуются новые режимы генерации;
- обнаружено, что при накачке мощными диффузными разрядами длительностью 10 нс в смесях элегаза с дейтерием наблюдается лазерное излучение на переходах P-ветви молекул DF, верхние уровни которых заселяются в «горячих» реакциях атомов дейтерия с молекулами фтора D + $F_2 \rightarrow DF(v)$, v > 4.

Результаты исследования лазеров с накачкой диффузным разрядом, инициируемым пучками электронов лавин, могут быть использованы как при разработке газовых лазеров, так и при улучшении параметров уже известных лазеров, что позволит увеличить их эффективность, рабочее давление, а так же упростить систему предыонизации.

Практическая значимость

- При накачке диффузным разрядом, инициируемым пучками убегающих электронов, получен КПД азотного лазера близкий к 0.2–0.23%, что превышает результаты, полученные в большинстве работ при использовании накачки поперечным разрядом с предыонизацией, на 10-15% [32] и сравнимо с работами [30, 31].
 - В диффузных разрядах, инициируемых пучками убегающих электронов,

получен электрический КПД нецепных HF(DF) лазеров близкий к 7–10%, что сравнимо с результатами, полученными при накачке поперечным разрядом с предыонизацией в [33, 34].

• Реализованы новые режимы генерации на молекулах азота.

Внедрение результатов и предложения по их использованию

Результаты диссертационной работы использованы в следующих грантах:

- 1. Грант РФФИ № 14-08-00074-а «Эффективная лазерная генерация в мощных наносекундных диффузных разрядах» (2014–2016 гг.);
- 2. Грант РНФ № 14-29-00052 «Создание новых технологий модификации, упрочнения и очистки поверхности металлов и диэлектриков импульсной плазмой разрядов атмосферного давления, формируемых за счет убегающих электронов» (2014—2016 гг.).
- 3. Работа поддержана Министерством образования и науки в рамках базовой части проекта №3.9605.2017/8.9 «Особенности эмиссии электронов из плазмы и формирования электронных пучков в области повышенных давлений форвакуумного диапазона для пучково-плазменной модификации материалов».

Апробация результатов исследования

Результаты исследований докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

- 1. IV VII Международные научно-практическая конференции «Актуальные проблемы радиофизики», г. Томск, Россия, 2012, 2013, 2015, 2017;
- 2. Conferences on Lasers, Applications, and Technologies (LAT), Minsk, Belarus, 2016;
- 3. XI XIII Международных конференциях «Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул», г. Томск, Россия, 2013, 2015, 2017;
- 4. The 11th Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technologies, Tomsk, Russia, 2012;
- 5. $17^{\underline{\text{th}}} 18^{\underline{\text{th}}}$ International Symposium on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2014, 2016;
- 6. XV XVI Международных конференциях по методам аэрофизических исследований (ICMAR), г. Новосибирск, Россия, 2013, 2015;
 - 7. The 3rd and 4th International Symposium on Laser Interaction with Matter, LIMIS

- 2014, Nanjing, China, 2014, LIMIS 2016, Chengdu, China, 2016;
- 8. The 20th and 21th International Symposium on High Power Laser Systems & Applications, Chengdy, China, 2014 Γ., Gmunden, Austria, 2016;
- 9. VI Всероссийская конференция молодых ученых "Материаловедение, технологии и экология в третьем тысячелетии" (Томск, 2016);
- 10. The VII International Symposium "Modern Problems of Laser Physics" (MPLP-2016), Novosibirsk, Russia, 2016;
- 11. XIII Международная конференция «Газоразрядная плазма и её применение», Новосибирск, Россия, 2017.

Личный вклад автора

Представленные в настоящей диссертации результаты получены лично автором, а также при совместной работе с соавторами публикаций: Ломаевым М. И., Сорокиным Д. А., Тарасенко В. Ф. и Панченко А. Н.

Постановка задач осуществлялась научным руководителем Ломаевым М. И. и Панченко А. Н. при участии автора диссертации.

Подготовка экспериментальных стендов и проведение экспериментов по исследованию параметров диффузных разрядов, инициируемых убегающими электронами, и параметров вынужденного и спонтанного излучения, генерируемого этими разрядами, осуществлялась автором лично либо при участии Панченко А. Н.

Обработка и анализ исходных экспериментальных данных осуществлялись автором диссертации.

Расчёты параметров объемных диффузных разрядов, инициируемых убегающими электронами, и параметров вынужденного и спонтанного излучения в смесях азота с элегазом осуществлялись совместно с научным сотрудником Лаборатории теоретической физики ИСЭ СО РАН Сусловым А. И.

Обсуждение и интерпретация результатов экспериментов проводились совместно с соавторами публикаций.

Публикации

По теме диссертации опубликована 21 работа, в том числе 11 статей в журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (из них 2 статьи в

зарубежных научных журналах, входящих в Web of Science; 4 статьи в российских научных журналах, переводные версии которых входят в Web of Science, и 2 статьи в российских научных журналах, переводные версии которых входят в Scopus), 6 статей в электронных сборниках материалов конференций, представленных в изданиях, входящих в Web of Science, 3 монографии в соавторстве (из них 2 монографии, входящие в Scopus), 2 публикации в прочих научных журналах.

Структура и объем работы

Работа состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Объём работы составляет 152 страницы. В работе насчитывается 72 рисунка, 2 таблицы и 253 библиографических наименования.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность научному руководителю – доктору физико-математических наук Ломаеву Михаилу Ивановичу, а также заведующему Лабораторией оптических излучений Института сильноточной электроники СО РАН доктору физико-математических наук, профессору В.Ф. Тарасенко, доктору физико-А.Н. Панченко, математических наук доктору физико-математических В.М. Орловскому и сотрудникам Лаборатории оптических излучений Института PAH сильноточной электроники CO кандидату физико-математических Д.А. Сорокину, кандидату технических наук Е.Х. Бакшту, кандидату физикоматематических наук А.Г. Бураченко, кандидату физико-математических Д.В. Белоплотову, научному сотруднику отдела высоких плотностей энергии кандидату физико-математических наук Д.В. Рыбке и научному сотруднику лаборатории теоретической физики А.И. Суслову, за помощь, оказанную при выполнении настоящей диссертационной работы.

Глава 1 Формирование объемных самостоятельных разрядов для накачки газовых лазеров (литературный обзор)

Возможность создания инверсной заселенности была впервые была предложена в 1959 г. при исследовании процессов в плазме тлеющего разряда в смеси гелия с неоном [35]. А спустя два года на основе данной идей был запущен первый гелий-неоновый лазер [36]. С этого времени началось развитие технологии создания и расширение области применения электроразрядных газовых лазеров.

В настоящее время количество используемых газовых лазерных систем, различающихся по активным средам и способам накачки, исчисляется сотнями. Типы лазеров могут варьироваться от мощных промышленных СО₂ установок до гелийнеоновых лазеров малой мощности. Лазеры могут работать непрерывно или в импульсно-периодическом режиме в различных спектральных диапазонах от вакуумного ультрафиолета до ИК области спектра [37–39].

Поэтому дальнейшее улучшение различных рабочих параметров газовых лазеров, поиск новых способов и режимов возбуждения таких лазеров - актуальная задача, имеющей большое научное и практическое значение.

В данной обзорной главе рассмотрены основные процессы, имеющие место при формировании объемных самостоятельных разрядов в активных газовых смесях при различных давлениях, условия появления убегающих электронов и формирования объемных диффузных разрядов с убегающими электронами. Также опишем применение разрядов с убегающими электронами различных типов для получения вынужденного излучения на момент начала настоящей работы.

1.1 Формирование самостоятельных разрядов в газовых смесях. Общие сведения

Для импульсного пробоя газа к промежутку прикладывается начальное напряжение U_0 , превышающее статическое пробивное напряжение U_{np} , которое можно определить из известного закона Пашена. Это превышение характеризуется коэффициентом перенапряжения k_n

$$k_{\rm m} = \frac{U_0 - U_{\rm mp}}{U_{\rm mp}} \times 100\%,$$
 (1.1)

В зависимости от значения коэффициента k_n различают две модели развития пробоя — таунсендовский и стримерный [40]. Механизм пробоя также в значительной степени определяется перенапряжением, которое определяет условия нарастания числа носителей заряда в одиночной электронной лавине. Кривая, разделяющая таунсендовский и стримерный механизмы пробоя, приведена на Рисунке 1.1.

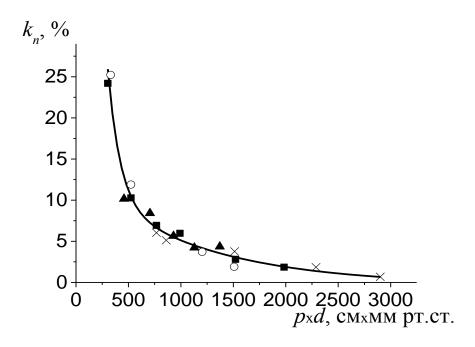


Рисунок 1.1 – Кривая, разделяющая таунсендовский (ниже кривой) и стримерный (выше кривой) механизмы пробоя [40]

При малых $k_{\rm II}$, превышающих пробивное напряжение на несколько процентов и при низких давлениях имеет место таунсендовский механизм пробоя. Для таунсендовского механизма пробоя характерным является то, что объемный заряд одиночной электронной лавины в процессе ее развития не искажает электрическое поле в разрядном промежутке. Это означает, что число электронов в лавине меньше некоторого критического значения $N_{\rm kp}{\sim}10^8~{\rm cm}^{-3}$, при котором напряжённость электрического поля лавины становится сопоставимой с напряжённостью внешнего поля:

$$\exp(\alpha d) < N_{\text{kp}} \tag{1.2}$$

где α – коэффициент ударной ионизации, определяющий число актов ионизации, совершаемых электроном на 1 см пути, d – расстояние между электродами. При этом формирование лавин электронов происходит из небольшого числа электронов N_0 ,

которые присутствует в газовом объеме, благодаря естественному радиационному фону. Под действием электрического поля электрон из небольшого числа электронов (инициирующий) набирает энергию, достаточную для ионизации атома/молекулы (Рисунок 1.2, а [41]). Затем выбитый и инициирующий электроны набирают энергию под действием электрического поля и выбивают из атома/молекулы ещё по одному электрону и т.д. Таким образом, формируется электронная лавина, см. Рисунок 1.2, б [41].

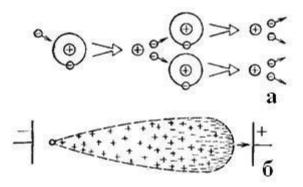


Рисунок 1.2 – Схематичное представление процесса формирования электронной лавины (*a*) и распределение заряженных частиц в ней (*б*) [41]

Число электронов N_e в лавине растёт по экспоненциальному закону [42]:

$$N_e = N_0 e^{\alpha x}, \tag{1.3}$$

где N_0 - число начальных инициирующих электронов, x - длина пути, пройденного головкой лавины. Электроны в лавине движутся к аноду, опережая малоподвижные ионы; что приводит к разделению зарядов и формированию внутри лавины собственного электрического поля.

Достигая катода при x=d, ионы выбивают из него вторичные электроны, которые в свою очередь развивают новые лавины, что в итоге формирует разряд. Для формирования самостоятельного разряда необходимо выполнение следующего соотношения [40]:

$$\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1) \ge 1,\tag{1.4}$$

где γ – коэффициент эмиссии вторичных электронов, появляющихся в результате бомбардировки катода ионами, возбуждёнными атомами/молекулами, фотонами, образующимися в газе; μ – параметр, показывающий во сколько раз увеличивается

число начальных электронов в последующей лавине по сравнению с предыдущей.

При выполнении (1.2) и (1.4) формирование пробоя промежутка связано с большим числом следующих друг за другом электронных лавин. Поскольку вторичные лавины возникают произвольно на различных участках катода, в промежутке, как правило, формируется объемный разряд, а при низких давлениях формируется стационарный тлеющий разряд.

Этот тип разряда широко используется ни один десяток лет. Формируют его обычно в результате подачи на электроды внутри трубок, заполненных газовой средой при давлении единицы-десятки мм рт.ст., напряжения порядка 1000 В. Данный тип разряда был открыт Фарадеем в 1844 г., назван был так из-за характера свечения создаваемого при горении. Во время горения, ток разряда поддерживается главным образом, за счет процессов вторичной ионной эмиссии электронов с поверхности холодного катода. Процессы рождение и гибель заряженных частиц в плазме тлеющего разряда происходят в результате процессов ионизации нейтральных частиц при столкновениях с электронами и амбиполярной диффузии на стенки трубки, соответственно. Морфология данного типа разряда представлена на Рисунке 1.3 и представляет собой структуру, состоящую из светлых и темных участков.

С практической точки зрения выделяют положительный столб, он может занимать большие объемы и на протяжении всего времени горения оставаться диффузным.

Хотя, тлеющий разряд широко применяется в различных областях науки и технике, у него есть ограничения по мощности возбуждения и давлению, что ограничивает состав используемых активных газовых сред. При увеличение давления и тока разряд переходит в дуговую стадию горения. Тем не менее, на основе тлеющего разряда можно создавать непрерывные CO_2 лазеры со средней мощностью более 1 кВт [43].

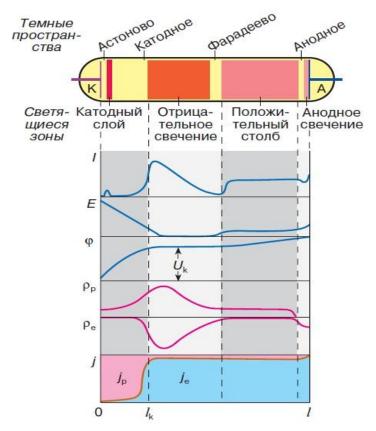


Рисунок 1.3 – Структура тлеющего разряда и распределение интенсивности свечения I, напряженности поля E, потенциала ϕ , плотностей зарядов ρ p и ρ e и плотности токов положительных ионов и электронов j_p , j_e [42]

Критерием стримерного пробоя является соотношение [40]:

$$\exp(\alpha d) \ge N_{\rm kp} \tag{1.5}$$

Пространственный заряд лавины становится достаточным, для того, чтобы электрическое поле внутри лавины сравнялось по величине с приложенным к промежутку внешним электрическим полем, и было направлено противоположно внешнему полю. При этом поле у «головки» и в «хвосте» лавины усиливается. Лавина излучает достаточно фотонов для фотоионизации окружающего газа. При этом из лавины навстречу аноду и катоду распространяются слабо проводящие образования небольшого диаметра. Их принято называть анодным и катодным стримерами. В результате промежуток перемыкается узким стримерным каналом (каналами). С течением времени его проводимость растет, и в промежутке может возникнуть искровой пробой. Процесс развития стримерного канала иллюстрирует Рисунок 1.4. Такая форма

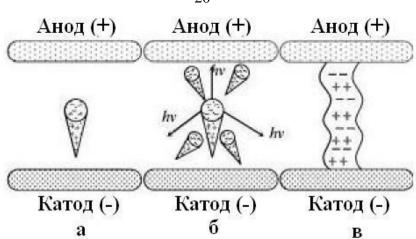


Рисунок 1.4. – Процесс развития стримерного пробоя в газоразрядном промежутке: (a) появление единичной электронной лавины; (б) развитие стримера вокруг данной лавины; (в) перемыкание промежутка стримером [38]

разряда приведет к неоднородной накачке активной среды, поскольку слишком высокая плотность тока в канале приведет к тушению возбужденных атомов и молекул, заселяющих верхний лазерный уровень, в столкновениях с электронами, а в промежутке между каналами мощность накачки окажется недостаточной для создания инверсии [38].

1.2. Формирование объемного импульсного самостоятельного разряда в активных газовых смесях высокого давления

В настоящее время считается общепринятым, что для получения эффективной генерации на различных атомах и молекулах необходимо сформировать в активных газовых смесях высокого давления объемный самостоятельный разряд. Термин «объемный» подчеркивает тот факт, что характеристики такого разряда определяются процессами собственно в разряде и не связаны с его взаимодействием со стенками камеры, как это имеет место в обычном тлеющем разряде низкого давления, а в разрядном объеме нет сильных флуктуаций плотности тока проводимости.

Тем не менее, уже достаточно давно определены условия для формирования однородного объемного разряда в газовых смесях высокого давления [1–3, 40]. Зажигание однородного объемного разряда традиционно происходит в разрядном промежутке, образованном электродами, обеспечивающими однородное электрическое поле в промежутке без сильных краевых эффектов. Так же в промежутке следует создать определенный уровень предыонизации газовой среды и подать на промежуток

импульс высокого напряжения с достаточно крутым фронтом и амплитудой >(2-3) $k_{\rm n}$. На основе условия перекрытия электронных лавин при развитии пробоя определяется концентрация электронов подсветки.

Условия формирования объемного разряда упрощенно описать ОНЖОМ следующим образом. Электроны под действием какого-либо источника предыонизации распределены по всему объему газа с концентрацией предыонизации газа, как правило, используют ВУФ излучение вспомогательного разряда, рентгеновское излучение, пучок электронов. При движении в приложенном к промежутку электрическом поле они набирают энергию и, ионизуя частицы газа, образуют электронные лавины. Число электронов в лавине нарастает по закону (1.3). Электроны, обладая существенно большей скоростью, находятся в головке лавины, а ионы распределены в «хвосте» лавины. Предполагается, что к моменту достижения в промежутке напряженности поля, достаточной для начала ионизационных процессов, в разрядном промежутке находится столько электронов, что образованные ими лавины, достигшие критического размера $r_{\rm kp}$, своими головками перекрывают весь активный объем, то есть:

$$r_{\rm kp} = n_{\rm e}^{-3}$$
 (1.6)

Критический размер электронной лавины при $N_0 = 1$ можно определить как:

$$r_{\rm KD} = (\ln N_{\rm KD})/\alpha \tag{1.7}$$

При данном предположении оценки показывают, что подходе начальная концентрация электронов n_{0e} должна составлять не менее $10^4 - 10^5$ см⁻³. Картина формирования разряда при наличии предыонизации представлена на Рисунке 1.5. При выполнении требования (1.6) в результате формирования разряда весь газовый объем заполняется однородной плазмой.

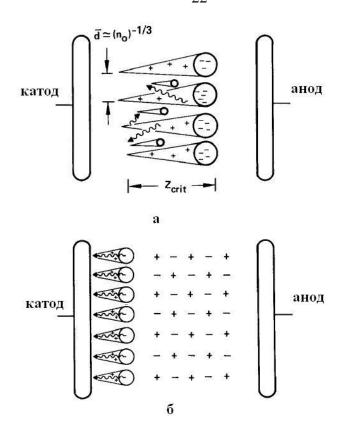


Рисунок 1.5 – Пробой газового промежутка при наличии предыонизации. Начало пробоя (а), сформировавшийся объемный разряд (б), z_{crit} – расстояние, на котором головка лавины достигает критического размера [1]

Требование короткого фронта импульса напряжения $t_{\rm ф}$, который прикладывается к лазерному промежутку, вытекает из необходимости избежать появления зоны с низкой концентрацией электронов подсветки вблизи катода за счет их дрейфа. Длительность фронта напряжения должна быть меньше времени дрейфа электронов на расстояние x, равное критическому радиусу головки лавины $r_{\rm kp}$:

$$r_{\rm kp} > x = v_{\rm e} t_{\rm \phi} \tag{1.7}$$

где $v_{\rm e}$ - дрейфовая скорость электронов. В противном случае вблизи катода образуется зона с низкой концентрацией электронов, в которой возможно появление стримеров [2].

В [8] на основе критериев формирования объемного разряда, предложенные в [1, 2] были сделана оценка необходимой концентрации начальных электронов для лазеров на молекулах галогенидов инертных газов:

$$n_{0e}(\text{cm}^{-3}) > \frac{5 \times 10^6}{\frac{2}{0}} p^{\frac{3}{2}}(\text{atm.}),$$
 (1.8)

где t_{Φ} — длительность фронта импульса напряжения, p — давление активной газовой смеси. Для обычных условий накачки экиплексных лазеров разрядов t_{Φ} составляет от десятков до сотен наносекунд, а давление p=2–5 атм, легко получить n_0 >> 2×10^6 см⁻³, что легко осуществимо на практике.

Подобный критерий для n_{0e} был предложены для электроразрядных CO_2 лазеров в предположении, что перекрытие электронных лавин происходит за время удвоения числа электронов в отдельной лавине $\tau \sim 1/\alpha v_e$, E - приложенное электрическое поле [44 на с.94]:

$$n_{0e} \ge (3\alpha eE/32\epsilon)^{3/2}$$
 (1.9)

где e — заряд электрона, ϵ — средняя энергия электронов в разряде. Предложен также критерий перехода к однородному пробою в предположении, что вблизи катода происходит быстрая компенсация ухода электронов за счет дрейфа [44, c.95]:

$$2\pi n_{e0}\alpha^{-1}\exp(\alpha d) \ge E,\tag{1.10}$$

где d – величина разрядного промежутка.

Однако предложенные выше критерии не позволяют объяснить влияние начальной концентрации электронов $n_{\rm e0}$ на предельный энерговклад и однородность формируемого разряда.

Другая модель, рассматривающая развитие разряда в предварительно ионизованном газе между плоскими бесконечными электродами, предложена в [3]. Предполагается, что электроны при дрейфе от катода к аноду образуют цуг лавин, следующих по следу друг друга. Картину формирования разряда в данной модели иллюстрирует Рисунок 1.6.

Концентрация электронов в нити будет определяться следующим выражением:

$$n_{e0} \ge n_{e0}^{\kappa p} = \left(\frac{4D_e}{\nu} \ln \left(\frac{kT_e}{4e^2 \sqrt[3]{n_0^{\kappa p}}}\right)\right)^{-\frac{3}{2}},$$
 (1.11)

где $n_{\rm e0}^{\rm kp}$ критическая концентрация электронов, D_e – коэффициент диффузии электронов, v – частота ионизации, T_e – температура электронов. Таким образом, если $n_{\rm e0} < n_{\rm e0}^{\rm kp}$, то плазма разряда будет состоять из множества диффузных нитей. Подобные нити были обнаружены в [45] при наблюдении оптическим способом тонкой полоски объемного разряда. При этом совокупное свечение нитей может создать впечатление однородности разряда, а неоднородность возбуждения может быть в значительной

степени усилена в средах, где велика роль ступенчатой ионизации, например, в активных газовых смесях эксиплексных лазеров на молекулах галогенидов благородных газов.

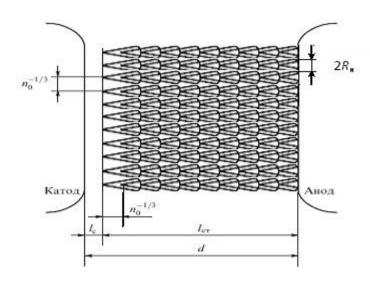


Рисунок 1.6 – Формирование объемного разряда при использовании предыонизации согласно модели, описанной в [3]

При возрастании $n_{\rm e0}$ начнет увеличиваться плотность нитей, что будет вести к улучшению однородности разряда и увеличению занимаемой разрядом площади. В результате удельная энергия, вводимая в газовый объем, занятый плазмой разряда (микронитями), будет снижаться. Это должно положительно сказаться на устойчивости разряда и повысить предельную энергию, вводимую в газ.

В настоящее время объемный импульсный разряд широко используется для накачки газовых лазеров. Он обладает рядом отличий от тлеющего разряда [3]:

- 1. Приэлектродные зоны имеют малые размеры, поэтому можно приближенно считать, что положительный столб объемного разряда занимает весь промежуток.
- 2. Приэлектродное падение потенциала, как правило, составляет незначительную часть приложенного к электродам напряжения U. Следовательно, можно приближенно считать, что в положительном столбе занимающим почти весь объем, напряженность поля E=U/d, где d межэлектродное расстояние.
- 3. Для формирования объемного разряда требуется предварительная ионизация газовой среды в разрядном промежутке.
- 4. Если не ограничивать длительность горения объемного разряда, то он обязательно контрагируется, или переходит в канальную или искровую стадию.

5. Удельная импульсная мощность, которая может быть вложена в плазму такого разряда может превышать 10 МВт см⁻³, что является достаточным для возбуждения большинства электроразрядных газовых лазеров.

1.3 Объемные разряды с убегающими электронами

Возможность непрерывного ускорения электронов в сильных электрических полях, возникающих при развитии молнии в земной атмосфере, была предсказана профессором Вильсоном еще в 1924 году [46]. По его оценкам, при движении в атмосферном воздухе электрон с энергией около 20 кэВ теряет около 10 кэВ на 1 см пробега. Поэтому он предположил, что если данный электрон попадает во внешнее поле с напряженностью более 10 кВ/см, то он будет набирать в поле энергию больше, чем он теряет в столкновениях и переходить в режим ускорения. Однако неоднократные попытки зарегистрировать в молнии убегающие электроны были отрицательными

Годом позже в [47] Эддингтоном А.С. был введен термин «run-away electrons», т.е., эти электроны эти были названы убегающими и предполагалось, что убегающие электроны могут генерировать жесткое рентгеновское излучение в атмосфере Земли. В этом же году данная статья была переведена на русский язык и вышла в журнале УФН [48], где на с.289 из-за неточности перевода термин «run-away electrons» был переведен как «вырывающиеся электроны».

Величины электрических полей, указанные в [46] близки к значениям, при которых в газах атмосферного давления формируется самостоятельный разряд. Соответственно, убегающие электроны и рентгеновское излучение могут не только возникать при формировании самостоятельных импульсных разрядов (см., в частности, [49], где при пробое искрового разряднике с лазерным запуском было обнаружено рентгеновское излучение, возникающее при торможении убегающих электронов в газе и (или) материала электродов), но и влиять на сам процесс формирования таких разрядов.

Следует отметить, что формирование искровых разрядов при давлениях от десятков мм рт.ст. до нескольких атмосфер при подаче на промежуток импульсов высокого напряжения не длительности начали исследовать еще с 30-х годов XX века, начиная с работ Ньюмена [50] и Флетчера [51]. Однако возникновение убегающих электронов и их влияние на процесс развития разряда впервые было подтверждено только в 1966 г., когда в искровом разряде в гелии атмосферного давления между иглой

и плоскостью было зарегистрировано рентгеновское излучение и было обнаружено заметное влияние этого излучения на вид самого искрового разряда в гелии [52].

Рассмотрим ниже условия возникновения убегающих электронов.

1.3.1 Локальный критерий убегания

Электроны плазме электрического разряда приобретают энергию OT электрического поля, а расходуют ее на возбуждение и ионизацию молекул и атомов в активной газовой смеси. При большом значении параметра E/p, как отмечалось выше, энергия, приобретенная электроном на единице длины, может превысить энергию, которая теряется в процессах возбуждения и ионизации при столкновениях с частицами активной среды. В этом случае электрон может перейти в режим непрерывного ускорения, т.е., стать «убегающим». Критерий убегания электронов сформулирован в работах [38, 40, 53, 54]: напряженность поля должна превышать такое значение, при котором энергия, набранная электронами на длине свободного пробега, превышает потерю электронами энергию на ионизацию и возбуждение газа.

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = eE - \frac{2\pi e^4 Nz}{\varepsilon} \ln \frac{2\varepsilon}{I} > 0, \tag{1.12}$$

где E — напряжённость электрического поля, I — средняя энергия неупругих потерь электронов при столкновениях с тяжелыми частицами, ε — энергия электрона, x — расстояние от катода, e — заряд электрона, N — концентрация атомов/молекул газа, z — число электронов в атоме/молекуле.

Выражение (1.12) есть не что иное, как уравнение баланса энергии, где первое слагаемое в правой части описывает ускоряющую силу, действующую на электрон со стороны электрического поля, а второе слагаемое – силу торможения $F(\varepsilon)$, оказываемую со стороны атомов/молекул в результате столкновений, приводящих к их возбуждению и ионизации. Не смотря на достаточно грубое приближение выражения (1.12), оно, как и более точные расчеты, дает максимум зависимости $F_{\text{max}} = F(\varepsilon_{\text{max}})$ при энергии электрона равной примерно $\varepsilon_{\text{max}} = 2.72 \cdot I/2$ [54]. Для гелия I = 44 эВ, $\varepsilon_{\text{max}} \approx 60$ эВ, для азота I = 80 эВ, $\varepsilon_{\text{max}} \approx 103$ эВ. Зависимость силы ионизационного торможения, отнесенной к заряду электрона, от энергии электрона для гелия при атмосферном давлении приведена на Рисунке 1.7. Из Рисунка 1.7 также следует, что, если электрон уже имеет высокую энергию, то его непрерывное ускорение (убегание) может происходить при меньших

значениях E/p (см. пересечение линий при $\varepsilon = 1000$ эВ).

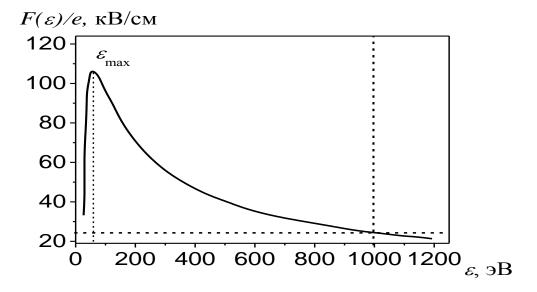


Рисунок 1.7 – Зависимость силы ионизационного торможения, отнесенной к заряду электрона, от энергии электрона для гелия при атмосферном давлении [54]

Согласно (1.12) перехода электронов в режим непрерывного ускорения необходимы напряженности электрического поля E, превышающие критическое значение $E_{\rm kp}$, которое определяется максимальным значением $E_{\rm kp} = F_{\rm max}/e$ [40, 53, 54, 55].

Расчеты критического значения электрического поля по уравнению (1.12), проведенные в [40, на с.72], дали следующие результаты:

$$E_{\rm kp} = \frac{4\pi e^3 n_0 z}{2,72I}$$
 или $E_{\rm kp}/{\rm p} = 3.88 \cdot 10^3 z/I$ (В/(см×мм рт. ст.), (1.13)

где p — давление газа при нормальных условиях, а I измеряется в электронвольтах. Например, для гелия величина $E_{\rm кp}/p$ составляет $E_{\rm kp}/p \approx 140$ В/(см \times мм рт.ст.), для азота $E_{\rm kp}/p \approx 590$ В/(см \times мм рт.ст.). При пробивном напряжении в азоте атмосферного давления $E_{\rm np}=30$ кВ/см, и $E_{\rm kp}$ больше данного значения почти в 15 раз.

Критерий $E > E_{\kappa p}$ является локальным в том смысле, что $E_{\kappa p}$ определяется только свойствами газовой смеси в заданной точке пространства [54].

На практике высокие значения электрического поля, достигающие $E_{\rm kp}$, могут быть получены или при низком давлении газа или в промежутках с сильно неоднородным электрическим полем при использовании высоковольтных импульсов с коротким фронтом. Ниже рассмотрим формирование разрядов с убегающими электронами при различных условиях эксперимента и использование таких разрядов для накачки импульсных газовых лазеров.

1.3.2 Открытые разряды и их применение в квантовой электронике

В данном разделе рассмотрим разновидность самостоятельного газового разряда, исследования которого начались в 80-х годах прошлого века. Данный тип разряда был назван авторами «открытым разрядом» [56, 57]. Схема для получения такого разряда представлена на Рисунке 1.8.

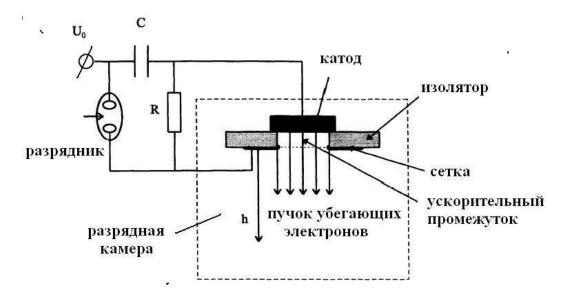


Рисунок. 1.8 — Электрическая схема для получения убегающих электронов в открытом разряде. $U_0 = 3{\text -}10~{\rm kB}$ — зарядное напряжение, $C = 1{\text -}6~{\rm h\Phi}$ — накопительный конденсатор; R зарядное сопротивление, h — высота светящегося столба, формируемого пучком убегающих электронов

Особенность разряда заключается в том, что электронный пучок генерируется с высокой, близкой к 100%, эффективностью, электроны имеют энергию от единиц до десятков кэВ при давлении окружающего газа (гелий и другие инертные газы) до сотен мм рт.ст. Это позволяет вводить пучок убегающих электронов в активную газовую среду без различных разделительных фольг, пленок и т.д.

Открытый разряд реализуется в узком ускорительном зазоре величиной $l \sim 0,5-1.5$ мм между катодом и перфорированным анодом — сеткой с высокой геометрической прозрачностью, за которым расположено протяженное дрейфовое пространство. Электроны, эмитируемые с катода, ускоряются в зазоре или (при повышенных давлениях) в области катодного падения потенциала и через сетчатый анод проходят в дрейфовое пространство, где ионизуют и возбуждают атомы активной газовой среды. При этом авторы отмечают специфические условия горения открытого разряда, при

которых основным процессом эмиссии электронов с катода является фотоэмиссия, а ионный ток на катод в течение некоторого времени подавляется за счет размера ускоряющего промежутка, который делается меньше длины катодного падения потенциала. При этом при уменьшении ускоряющего зазора до нескольких десятых мм открытый разряд формировался при давлении гелия до 0,5 атм, однако в этих условиях ток убегающих электронов составлял всего 10 ампер [58].

Дальнейшие исследования свойств открытого разряда показали, что он может быть сформирован как в плоской, так и в коаксиальной геометрии. Максимальные параметры пучка убегающих электронов в плоской геометрии после оптимизации всех параметров открытого разряда составили: ток пучка до 1,6 кA, плотности тока пучка 130 A/cm^2 при давлении гелия в разрядной камере 1 – 20 мм рт.ст. [59]. В качестве газовых смесей использовались чистые инертные газы или инертные газы с небольшими добавками молекулярных газов N_2 , O_2 , H_2 и т.д. B Ar, Kr, and Xe, ток пучка уменьшался до 300, 200 и 120 A, соответственно.

Существенное увеличение параметров пучка убегающих электронов было достигнуто при переходе к коаксиальной геометрии разряда [60]. Схема установки с коаксиальной геометрией приведена на Рисунке 1.9. Катод имел длину 12 см и диаметр 5 см, ускоряющий промежуток был равен 0,3 см. Цепь питания разряда включала накопительный $C_{\rm s}$ =30 нФ и обострительный $C_{\rm p}$ = 26,4 нФ конденсаторы, тиратрон с холодным катодом типа ТПИ-3-10k/25. В ходе эксперимента конденсаторы заменялись на низкоомные формирующие линии с емкостями $C_{\rm s}$ =80 нФ и $C_{\rm p}$ =78 нФ, соответственно. Параметры пучка убегающих электронов, полученные на данном устройстве, показаны на Рисунке 1.10. Максимальный ток пучка электронов в импульсе составил 26 кА при $U_{\rm o}$ =12 кВ при длительности до 40 нс, энергия в пучке достигала 4 Дж, пиковая мощность 250 МВт. Однако плотность тока не превышала значений, полученных ранее в планарной геометрии.

Первые эксперименты по накачке газовых лазеров пучками убегающих электронов, сформированных в открытых разрядах, были проведены в [15, 57, 61]. Для накачки лазеров использовалась кювета диаметром 1 см и длиной 10 см с ускорительным промежутком 0,7 мм с поперечной инжекцией электронов через сетку с прозрачностью 50%.

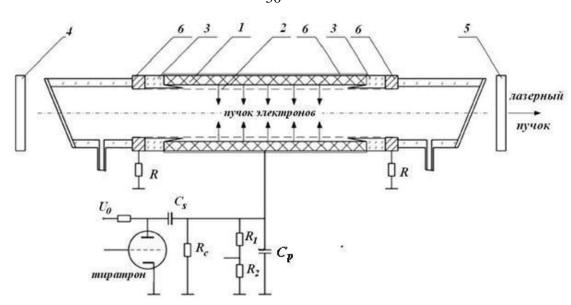


Рисунок 1.9 – Схема открытого разряда с коаксиальной геометрией. 1 – SiC катод, 2 – сетчатый анод, 3 – изолятор, 4 – Al зеркало, 5 – кварцевая пластинка, 6 – контакты

В данных работах предполагалось, что пучки убегающих электронов могут быть перспективными для накачки лазеров на самоограниченных переходах с резонансными верхними лазерными уровнями.

Одной из активных сред данного типа является лазерный переход $2_1P^0_1$ – 2^1S_0 в гелии (λ =2,058 мкм). В экспериментах была получена пиковая мощность излучения 50 Вт при длительности лазерного импульса 7 нс, и давлении гелия 30 мм рт.ст., ток пучка составил 200 А.

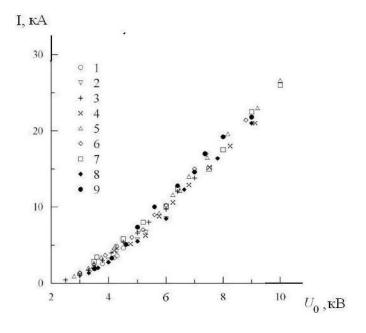


Рисунок 1.10 — Вольт-амперные характеристики открытого разряда, полученные в Не (1–7) и смеси He-N₂ (8, 9). Давление He 9 (1), 11 (2), 13 (3), 14 (4), 15,5 (5), 17 (6), 19 (7), He:N₂ = 13:0,26 мм рт.ст. (8) и He:N₂ = 13:1 мм рт.ст. (9)

Другой активной лазерной средой может быть переход $5d[3/3]^0_1$ – $6p[3/2]_1$ в Хе (λ =2,026 мкм) с возбуждением верхнего лазерного уровня прямым электронным ударом. В экспериментах получена генерация в чистом ксеноне и в смеси Хе–Не при давлении4–12 мм рт.ст. Максимальная мощность лазерного излучения составила всего 5 Вт при токе пучка 5 А и напряжении на ускорительном промежутке 3 кВ. Рассчитанный КПД относительно энергии, вложенной в активную среду пучком убегающих электронов, составил 0,03%, что на порядок меньше теоретического КПД для данного лазера.

Также исследовалась генерация в смеси He-Hg (λ =615 нм), переход $7p^2P^0_{3/2}$ - $7s^2S_{1/2}$. При оптимальном давлении активной смеси 20 мм рт.ст. мощность генерации на ионе ртути составила 3,3 Вт при КПД относительно вложенной в газ энергии пучка электронов 0,016%.

В [62] получена генерация на ионах кадмия (λ =325 нм), стронция (λ =430,6 нм), кальция (λ =866 нм), европия (λ =1002 нм) в смесях с гелием и криптоном при давлениях до 100 мм рт.ст. В этих экспериментах максимальная импульсная мощность получена на ионах стронция, но и она не превышала 20 Вт при КПД около 0,2%.

В последние годы исследования генерации на самоограниченном переходе $2^1P_1^0 - 2^1S_0$ гелия при накачке пучком убегающих электронов, генерируемых в открытом разряде, были продолжены [16, 17, 63]. Исследования проводились с использованием коаксиальной лазерной кюветы. К металлокерамическому катоды с внутренним диаметром $d_a = 31$ мм прикладывалось отрицательное напряжение. Заземленная через токоизмерительный шунт с R=0.3 Ом металлическая сетка, свернутая в цилиндр диаметром $d_a = 31$ мм с геометрической прозрачностью 0.64 и характерным размером ячейки 0.3 мм. Активная длина составили 12 см. Резонатор был образован глухими зеркалом с одной стороны и плоскопараллельной пластиной с другой, выходные окна были под углом 20° к оси резонатора. Была получена генерация на длине волны $\lambda = 2058,3$ нм в рабочей смеси Не : $N_2 = 99.1:0.9$ в диапазоне давлений 15–30 мм рт.ст. вплоть до частоты следования импульсов 10 к Γ ц. Было показано, что добавки паров воды и аммиака в активную газовую смесь позволяют увеличить длительность лазерного импульса на порядок с 50 нс до ≈ 800 нс за счет увеличения скорости разгрузки нижнего лазерного уровня Не (2^1S_0) .

В экспериментах был достигнут практический КПД лазера, по-видимому, относительно мощности накачки пучком убегающих электронов, равный 0,056% при

квантовом КПД 0,7% данного лазера, ток пучка составил 2,5 кА. Следует отметить, что в [60] при более мощной накачке также наблюдалась генерация на $\lambda = 2,06$ мкм, но никакие лазерные параметры в данной работе не приводятся.

В [16] были продолжены исследования генерации в смеси He-Xe на переходе ксенона $5d[3/2]^0_1-6p[3/2]_1$ на длине волны $\lambda=2.026$ мкм с накачкой коаксиальным пучком убегающих электронов. Цилиндрический катод имел диаметр D=8.4 см и длину L=110см (объем V=6200 см 3 , площадь инжекции S=2500 см 3). Оптический резонатор был сформирован двумя глухими алюминиевыми зеркалами. Излучение из резонатора выводилось с помощью плоскопараллельной кварцевой пластины. Схема лазерной камеры приведена на Рисунке 1.11.

В чистом гелии в квазинепрерывном режиме при напряжении на аноде 1,5 кВ получен ток пучка убегающих электронов 3,4 А при средней мощности электронного пучка 2,5 кВт. Оптимальное соотношение компонент в смеси гелия и ксенона составило He : Xe = 99.5 : 0.5 при давлении гелия p(He) = 2 - 10 мм рт.ст. Наблюдался линейный рост мощности генерации с увеличением мощности электронного пучка и частоты следования импульсов до 1 кГц. Полная длительность лазерных импульсов составила \approx 1 мкс. В оптимальных условиях получена импульсная мощность генерации более 100 Вт при практической эффективности более 1% и токе пучка до 8 А. Что такое практический КПД, авторы данной работы не уточняют.

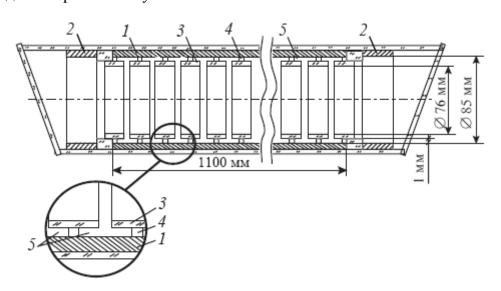


Рисунок 1.11 — Схема лазерной камеры: 1 — катод; 2 — анод; 3 — кварцевое кольцо; 4 — металлическое кольцо; 5 — катодная полость

В [18, 64] была получена генерация в азоте на УФ полосе $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ при накачке пучком убегающих электронов из открытого разряда. Исследование открытого разряда в азоте с использованием обычной схемы, показанной на Рисунке 1.8, показали, что затухание пучка убегающих электронов в азоте происходит значительно быстрее, чем в гелии. Высота светящегося столба приближалась к x=0 уже при давлении азота 18 мм рт.ст. Повышение напряжения на ускоряющем промежутке выше 7 кВ приводило к контракции разряда и прекращению генерации электронов. В этих условиях порог генерации на УФ переходе молекулы азота не достигался.

Поэтому в последующих экспериментах использовался метод доускорения убегающих электронов в дополнительном промежутке между сеткой и анодом, близкий к предложенному в [65]. Пучок убегающих электронов сначала формируется в узком ускоряющем промежутке величиной около 2 мм (см. Рисунок 1.12) между катодом и сеткой, а затем ускоряется в самостоятельном объемном аномальном тлеющем разряде в промежутке между сеткой и дополнительным анодом, величина которого в экспериментах менялась от 1 до 2 см. Площадь катода ограничивалась диафрагмой с размерами 0.6×40 см². Резонатор располагался на торцах разрядной камеры и состоял из зеркала с алюминиевым покрытием и кварцевой пластинки.

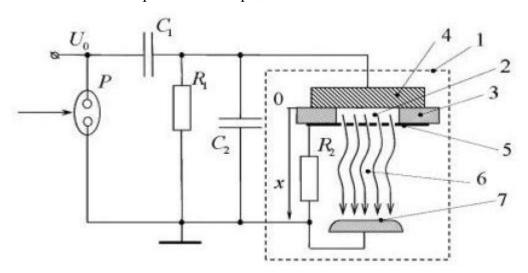


Рисунок 1.12 — Схема азотного лазера с инжекцией убегающих электронов в промежуток с дополнительным электрическим полем. U_0 =20—25 кВ — зарядное напряжение, C_1 = C_2 =10 нФ, R_1 = 30 кОм, R_1 =1 3 Ом, P — разрядник, 1 — разрядная камера, 2 — ускоряющий промежуток, 3 — изолятор, 4 — катод, 5 — сетка, 6 — пучок убегающих электронов, 7 — анод, 0—x — расстояние от катода

Объемный разряд формировался за счет предыонизации убегающими электронами с энергией около 15 кэВ, которые возникали в ускоряющем промежутке на фронте импульса напряжения через несколько нс после срабатывания разрядника.

Максимальная энергия излучения азотного лазера достигалась при давлении 45 мм рт.ст. и составила около 1 мДж при $U_0 = 22$ кВ, что соответствует электрическому КПД лазера (относительно запасенной в конденсаторе C_1 энергии) η_0 =0,04%. Как будет показано в Главе 3, данный КПД примерно в 5 раз ниже предельного значение для УФ лазера на азоте на полосе $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$.

В другой модификации открытого разряда электроды покрывались диэлектриком. Убегающие электроны с энергией 2–10 кэВ генерировались в барьерном разряде на площади 100 см² с частотой повторения до 10 кГц и пиковой плотности тока до 1 А/см². Данный пучок использовался для накачки ксенонового лазера на смеси Не : Xe = 30 : 1 при давлении до 18 мм рт.ст. Параметры импульса накачки и лазерного излучения приведены на Рисунке 1.13. При частоте следования импульсов 10 кГц получена средняя мощность излучения 2,2 мВт [21].

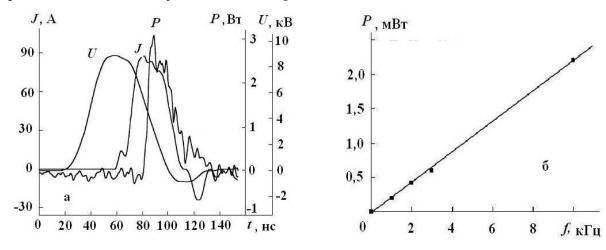


Рисунок 1.13 — Осциллограммы напряжения U, тока разряда J и импульса лазерно генерации P в активной смеси He : Xe = 30:1 при p = 7,4 мм рт.ст., f = 1 к Γ ц (a) и зависимость средней мощности излучения ксенонового лазера от частоты следован импульсов в активной смеси He : Xe = 30:1 при p = 18 мм рт.ст. (б)

Таким образом, проведенные исследования показали, что открытый разряд дает возможность генерировать достаточно мощные пучки убегающих электронов. Однако ограничение по давлению и составу активной газовой смеси, при котором возможно формирование убегающих электронов, существенно ограничивает число активных сред, пригодных для накачки газовых лазеров при использовании данной экспериментальной

техники. Поэтому энергии и мощности лазерной генерации, полученные с использованием открытых разрядов, крайне низки, а эффективности лазерной генерации далеки от предельных значений.

1.3.3 Возбуждение активных сред убегающими электронами, генерируемыми на фронте волны ионизации

При электрическом пробое в газе в разрядном промежутке могут возникать высокоскоростные волны ионизации, обычно наблюдаемые в виде движущегося фронта излучения. Впервые волны ионизации были обнаружены еще в X1X веке Дж. Томсоном [66] при исследовании импульсного электрического пробоя в длинной разрядной трубке длиной 15 м и диаметром 5 мм. Было обнаружено, что светящаяся область движется по разрядной трубке со скоростью не менее половины скорости света.

В 1937 г. было обнаружено, что при пробое в длинной трубке от высоковольтного электрода движется фронт потенциала со скоростью светящейся области, которая росла с амплитудой приложенного напряжения и при 175 кВ достигала 3.7×10^9 см/с. После достижения волной потенциала заземленного электрода возникала обратная волна, движущаяся с большей скоростью [67].

Волны ионизации подробно исследовалось в [68]. Было показано, что при пробое протяженных промежутков скорость волны ионизации может достигать субсветовых скоростей до $10^8 - 10^{10}$ см/с. При этом можно подобрать условия, чтобы создать высокоскоростные волны ионизации с большими амплитудами переносимого тока на начальной стадии пробоя. Для этого необходимо подавать на разрядную трубку импульсы высокого напряжения с коротким фронтом и наличие начальной концентрации электронов за счет предыонизации в разрядном промежутке. В большинстве экспериментов показано, что чем короче фронт импульса напряжения и интенсивней предыонизация, тем выше скорость волны ионизации, стартующей от высоковольтного электрода. Так же на фронте волны наблюдаются сильные электрические поля, и как следствие генерация электронов с энергией в несколько десятков кэВ, ток которых может достигать нескольких кА. Эти особенности высокоскоростной волны ионизации могут быть использованы в системах, где одновременно используется пучок убегающих электронов и электрический разряд, например, для накачки газоразрядных лазеров.

Параметры азотного лазера при накачке волнами ионизации исследовалась в [19, 69, 70]. Схема установки для возбуждения азотного лазера волнами ионизации показана на Рисунке 1.14. Импульс высокого напряжения от генератора передается по коаксиальной линии на высоковольтный электрод, расположенный в диэлектрической разрядной трубке. Разрядная трубка окружена цилиндрическим металлическим экраном, который соединен с экраном линии и заземленным электродом на другом конце разрядной трубки. На торце заземленного электрода сделано отверстие для вывода убегающих электронов или лазерного излучения. Использовались трубки с диаметром от 1-2 мм до 5 см и длиной от 10 см до 5 м. Использовались импульсы напряжения с 100–300 кВ при длительности фронта 2–7 нс. Для начальной предыонизации активной среды использовался постоянный или импульсный тлеющий разряд. Давление азота в трубке менялось в пределах 10-650 мм рт.ст.

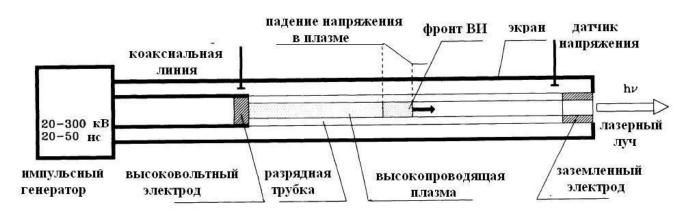


Рисунок 1.14 – Установка для накачки азотного лазера разрядом с волнами ионизации

Максимальные лазерные параметры были достигнуты в [68, 70]. Использовалась лазерная трубка из молибденового стекла длиной 41 см внутренним диаметром 9.5 мм в торцах которой были расположены молибденовые электроды. Распространение волны ионизации сопровождалось генерацией на длине волны 337,1 нм, как в воздухе при давлениях 1 – 340 мм рт.ст., так и в азоте при давлениях 1 – 650 мм рт.ст. Лазер работал в режиме сверхсветимости (без зеркал). Максимальное значение импульсной мощности излучения было получено при давлении ~30 мм рт.ст. и составило 450 кВт в азоте и 250 кВт в воздухе. Это связано с тем, что максимальный энерговклад более 2 Дж/см³ был получен при максимальной скорости движения волны ионизации, которая наблюдается при данной конфигурации установки, при давлениях активной газовой смеси не более 50 мм рт.ст. При этом удельная энергия генерации была сравнима с лазерами с накачкой

поперечным разрядом и составляла 30–40 кВт/см³. Длительность лазерного импульса на полувысоте составила 10 нс. При этом импульс состоял из нескольких пиков, связанных с возбуждением прямой и отраженной от заземленного электрода волнами ионизации.

Проведенные исследования показали, что разряд с волнами ионизации обеспечивает высокие значения вложенной в газ энергии и удельные энергии генерации на азоте, сравнимые с данным параметром азотных лазеров с возбуждением поперечным самостоятельным разрядом.

Тем не менее, как и в случае возбуждения убегающими электронами из открытых разрядов, существует ограничение по давлению активной газовой среды, при которой наблюдается лазерное излучение. Кроме этого, эффективность накачки разрядом с волнами ионизации оказалась очень низкой и авторами метода даже не упоминается.

1.3.4 Диффузные разряды с убегающими электронами, формируемые в неоднородном электрическом поле

Высокие значения параметра E/p можно, достаточные для генерации убегающих электронов, можно достичь в промежутках с резко неоднородным распределением напряжённости электрического поля. Для генерации убегающих электронов, как было рассмотрено в п. 1.3.1, к промежутку необходимо приложить импульс напряжения с амплитудой $U_0 \sim 100$ кВ и временем нарастания $t_{\phi} \approx 1$ нс. Для примера рассмотрим промежуток, который образован катодом, имеющим форму гиперболического острия с радиусом кривизны R и плоским анодом, расположенных на расстоянии d друг от друга (см. Рисунок 1.15, а). Для данной геометрии разрядного промежутка напряженность поля на поверхности катода вблизи острия будет равна [71]:

$$E_c = 2U/Rlg(4\gamma), \tag{1.14}$$

где $\gamma = d/R$, а U_0 — приложенное к промежутку напряжение. В общем случае коэффициент усиления поля на катоде равен $\beta = E_c/E_d = 2\gamma/lg(4\gamma)$, где $E_d = U_0/d$. Напряженность поля убывает с расстоянием от острийного катода согласно формуле:

$$E_{\rm x} = \frac{R}{R+x} E_c \tag{1.15}$$

Из формул (1.14) и (1.15) следует, что при R=0.04 см в азоте атмосферного давления поле $E_{\rm x}$ превышает критическое для убегания электронов поле $E_{\rm cp}$ вплоть до расстояния x=1.8 мм от острия. Поле $E_{\rm c}$ назовем макрополем на катоде. Расчетная

зависимость $E_{x}(x)$ приведена на Рисунке 1.15, б.

Проведенный анализ показывает, что использование промежутков с резко неоднородным полем (острийные катоды, электроды с острыми кромками, лезвия и т.д.) должны увеличивать эффективность появления убегающих электронов. Помимо всего прочего, на поверхности катода могут существовать микровыступы, на которых электрическое поле также усиливается и может достигать значений 10⁸ В/см [40, 42], что приводит к появлению автоэмиссионных электронов, которые уже на фронте импульса могут перейти в режим убегания и быть источником рентгеновского излучения и предыонизации газа. По мере роста тока разряда происходит разогрев микровыступов, приводящий к появлению взрывной эмиссии, которая поддерживает дальнейший рост тока проводимости.

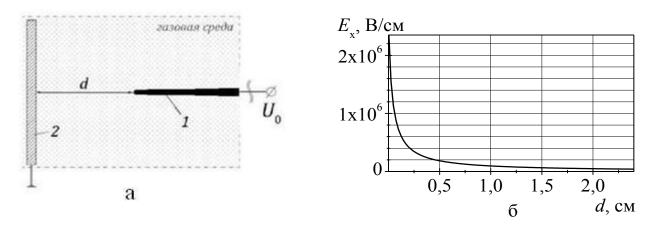


Рисунок 1.15 — Схематический рисунок разрядного промежутка острие (1) — плоскость (2) (а) и расчетная зависимость напряженности электрического поля в зависимости от расстояния от острийного катода, рассчитанная по (1.15) для R = 0.04 см, d=1 см, $U_0 = -100$ кВ (б) [71]

В первых работах по исследованию убегающих электронов было обнаружено, что в промежутке с геометрией острие-плоскость с размером порядка 1 см, помещенных в атмосферный воздух или гелий, формируется объемный разряд в виде относительно слабого диффузного свечения в промежутке с яркими катодными пятнами с размером около 1 мм [72, 73, 74]. В последние годы интерес к подобным разрядам в неоднородном электрическом поле существенно вырос, см. монографии [13, 14] и ссылки в них. Вид диффузных разрядов в промежутке, образованном трубкой из тонкой фольги и плоскостью, а также между лезвием и плоскостью показан на Рисунке 1.16.

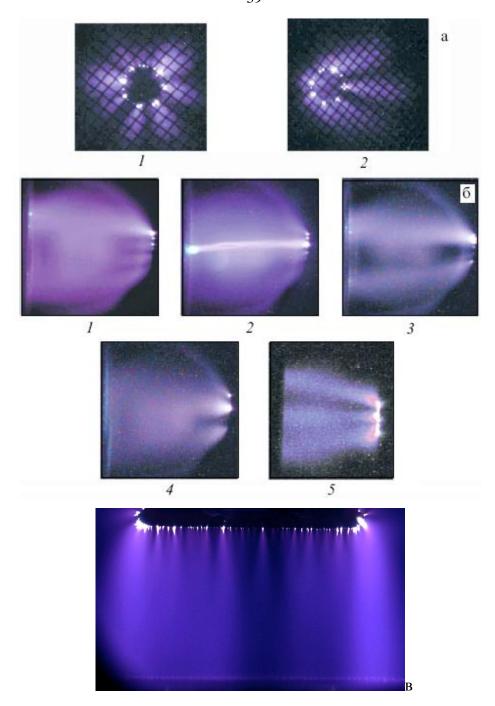


Рисунок 1.16 — Вид диффузного разряда в неоднородном электрическом поле при d=16 мм: (а) при съемке через сетку с ячейкой 1×1 мм 2 (1) и сбоку (б) в Ar (1, 2), Kr (3, 4) и воздухе (5), 1, 3, 5 давление газа 1 атм, 2-0.75 атм, 4-0.25 атм; (в) разряд между лезвием и плоской фольгой в N_2 при 1 атм, d=30 мм [54]

Рассмотрим кратко механизм формирования объемных диффузных разрядов в неоднородном электрическом поле при отрицательной полярности подаваемых на острийный электрод импульсов, предложенный в [53, 54, 75]. Как было показано выше,

формирование пробоя начинается с автоэлектронной эмиссии с острия уже на фронте импульса напряжения. Часть эмитированных электронов переходят в режим убегания и производят предыонизацию газа вблизи острия. Из начальных электронов развиваются лавины, головки которых перекрываются. При этом у острийного электрода возникает плотная диффузная плазма с концентрацией, достаточной для уменьшения в ней напряженности электрического поля, как и в случае формирования стримера (см. п.1.1.), в которой начинает протекать ток проводимости. Фронт плотной диффузной плазмы движется к аноду за счет усиления электрического поля на его границе и появления электронов перед данным фронтом за счет предыонизации убегающими электронами, а также ВУФ излучением из плазмы и тормозным рентгеновским излучением. Другими словами, по разрядному промежутку движется расширяющийся фронт волны ионизации за счет размножения электронов в тонком слое усиленного электрического поля.

Наличие волны ионизации при формировании разряда в подобных условиях подтверждается результатами работы [76]. По мере продвижения фронта волны ионизации, на его границе также реализуются условия для генерации убегающих электронов за счет поляризационного ускорения, описанного А. Г. Аскарьяном в [77]. Из электронов, возникающих в процессе ионизации атомов и молекул газа убегающими электронами, возникают новые лавины, головки которых также перекрываются. При достижении волны ионизации анода, плазма перемыкает промежуток, что приводит к резкому спаду напряжения на нем и резкому росту тока проводимости в диффузной плазме. В результате промежуток за время около 1 нс заполняется плотной диффузной плазмой. В процессе развития разряда число убегающих электронов может достигать 6×10¹⁰ при общем токе в около 100 ампер и длительности тока пучка 0,1 нс [78].

Образование диффузного разряда при положительной полярности импульсов также связано с генерацией убегающих электронов. Однако в этих условиях предварительная ионизация зазора в основном осуществляется рентгеновскими квантами, которые генерируются в результате торможения убегающих электронов на аноде и газе, заполняющем разрядный промежуток. При этом убегающие электроны генерируются в сравнительно узкой области вблизи анода, в которой происходит существенное усиление электрического поля. Поэтому энергия рентгеновских квантов существенно меньше, чем при отрицательной полярности электрода с небольшим радиусом кривизны. После образования плотной плазмы вблизи анода ее фронт

распространяется к катоду, и на фронте волны ионизации достигается критическое поле для убегания электронов.

Поскольку главную роль в формировании диффузного разряда в промежутках с сильно неоднородным электрическим полем играют убегающие электроны, данный вид разряда было предложено называть ОРИПЭЛ, или объемный разряд, инициируемый пучками электронов лавин [79, 80], в английской транскрипции REP DD, или Run-away Electron Preionised Diffise Discharge [81]. В данных работах было показано, что ОРИПЭЛ стабильно формируется при подаче высоковольтных импульсов с наносекундным фронтом в сравнительно больших промежутках (единицы сантиметров) в различных газах и газовых смесях при давлении до 10 атм. при отсутствии дополнительного источника предыонизации. ОРИПЭЛ обладает также рядом других параметров, которые весьма привлекательны для его использования для накачки газовых лазеров. Так в объемном диффузном разряде получена удельная мощность накачки до 800 МВт/см³, плотность тока разряда до 3 кА/см², удельный энерговклад ≈1 Дж/см³ в импульсе длительностью 3–10 нс [54].

В следующем разделе рассмотрим применение ОРИПЭЛ для накачки газовых лазеров, проведенное к началу настоящей работы.

1.3.5 Применение ОРИПЭЛ для возбуждения активных газовых сред

В настоящее время ведутся интенсивные исследования ОРИПЭЛ, как источника электронных пучков и рентгеновского излучения, рассматриваются различные технологические применения разрядов данного типа [13, 14]. К началу настоящей работы ОРИПЭЛ уже использовался в различных областях науки и технологии. На его основе были созданы мощные источники спонтанного ВУФ - и УФ - излучения [82, 83], разрабатывались способы модификации поверхности ряда металлов и полупроводников [84, 85], были разработаны источники нейтронов [86]. Предполагалась возможность получения генерации в ВУФ области на димерах тяжелых инертных газов при накачке ОРИПЭЛ [87].

Следует отметить, что длительность импульса тока пучка убегающих электронов, сформированного в газах при давлении сотни мм рт.ст. и выше, сравнительно мала (~100 пс), а плотности тока пучка обычно не превышают нескольких A/cм² [13, 14, 78]. Эти параметры обусловлены механизмом формирования пучков убегающих электронов

при повышенных давлениях. Поэтому трудно ожидать высоких лазерных параметров при использовании для создания активных газовых сред только пучков убегающих электронов, формируемых в газах при повышенном давлении, как это было показано в предыдущих разделах 1.3.2 и 1.3.3.

Поэтому более перспективным представляется использовать пучок убегающих электронов для предыонизации газа и формирования диффузной плазмы при поперечной геометрии электродов. После чего в активную среду следует вкладывать энергию от отдельного генератора или генератора, формирующего пучок убегающих электронов. В известных к началу настоящей работы статьях, описывающих применение диффузных разрядов для возбуждения активных газовых сред, были использованы оба данных метода накачки.

Первые эксперименты по предыонизации рабочих сред CO_2 лазеров пучками убегающих электронов из ОРИПЭЛ были начаты в 2003 г. [23, 88]. Схема экспериментальной установки представлена на Рисунке 1.17. Для формирования пучка электронов использовался импульсный генератор СИНУС [89]. Генератор формировал на согласованной нагрузке 40 Ом импульс напряжения с амплитудой \sim 180 кВ и длительностью на полувысоте \sim 1.5 нс при фронте \sim 0.5 нс. Установка имела два газовых промежутка, сообщающихся между собой и заполненных смесью газов $CO_2 - N_2 - \text{He}$. Первый промежуток длиной 17 мм был образован катодом 2 и сеткой 3 с ячейками 0.5×0.5 мм, изготовленной из стали.

Импульс напряжения от генератора 1 подавался на катод 2. Пучок электронов из ОРИПЭЛ, сформированного в первом промежутке, выводился через сетку во второй промежуток. Второй промежуток, равный 6 мм, был образован сеткой и профилированным электродом 4 из нержавеющей стали размером 70×10 мм. Диаметр пучка электронов на расстоянии 1 см от сетки равнялся 80 мм, что обеспечивало зажигание разряда по всей длине электрода 4. Напряжение U_0 подавалось на межэлектродный промежуток от дополнительного источника питания постоянного напряжения и изменялось от 10 до 35 кВ. Суммарная емкость накопителя C_0 равнялась 6.6 нФ. Резонатор состоял из медного зеркала 6 (радиус кривизны 2,5 м) и зеркала из ZnSe.

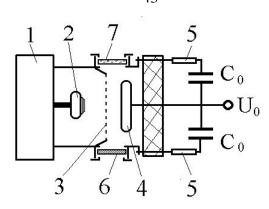


Рисунок 1.17 — Схема экспериментальной установки: 1 — генератор импульсов; 2 — катод; 3 — сетка из стали; 4 — анод; 5 — токовый шунт; 6 — зеркало; 7 — выходное окно; C_0 - накопительные конденсаторы

Пучок электронов имел длительность \sim 0.2 нс. Максимум распределения электронов по энергиям в пучке соответствовал энергии электронов 70-100 кэВ, плотность тока пучка составляла 5-20 А/см². Электронный пучок был использован для инициировании разряда во втором газовом промежутке, при этом в первом газовом промежутке находилась та же газовая смесь $CO_2: N_2: He = 1: 1: 6$ и при том же давлении, что и во втором. Полученные результаты приведены на Рисунке 1.18. Время нарастания тока разряда составило 80 нс. Лазерный импульс начинался через 700 нс, его длительность достигала 2 мкс. Конденсаторы C_0 разряжались не полностью, что свидетельствует о формировании объемного разряда в лазерном промежутке. Энергия излучения составила 20 мДж при КПД относительно запасенной в C_0 энергии около 2,5%. В дальнейших экспериментах удалось поднять давление рабочей смеси до 5 атм. В этих условиях энергия излучения возросла до 40 мДж при КПД около 3%.

Первый лазер с накачкой одним ОРИПЭЛ был запущен в 2004 г. [11, 22]. В этих работах было показано, что при наносекундном фронте импульса напряжения с амплитудой 220 — 340 кВ в промежутке между трубкой из фольги диаметром 6 мм (толщина фольги 50 мкм) и плоским анодом неоднородном электрическом поле за счет предыонизации промежутка быстрыми электронами формируется объемный разряд при давлении гелия до 6 атм и давлении азота до 3 атм.

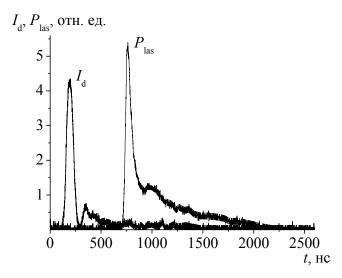


Рисунок 1.18 — Осциллограммы тока разряда I_d и лазерный импульс в смеси $CO_2:N_2:$ He = 1:1:4 при давлении 1 атм

В ходе экспериментов при зазоре 1,6 см и диаметре разряда 1,5 см была получена стабильная генерация на ИК переходах атомарного ксенона на смеси Ar-Xe при давлениях до 1,2 атм. Осциллограммы тока разряда и лазерного импульса приведены на Рисунке 1.19. Отражение зеркал оптического резонатора составляли на 1,73 мкм 100% и 98%. Энергия генерации была очень низкой, и в экспериментах не измерялась.

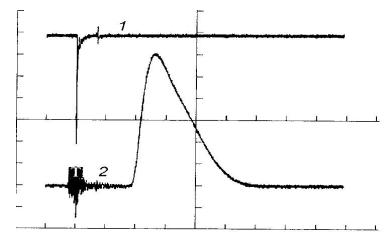


Рисунок 1.19 — Осциллограммы тока разряда (1) и генерации (2) на атомарных переходах ксенона в смеси Ar: Xe = 240: 1 при давлении ~ 1.2 атм. Масштаб времени $200 \ \text{нс/делениe}$

Генерация лазерного излучения на переходе $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ при накачке ОРИПЭЛ чистого азота исследовалась в [90, 91]. Использовалась поперечная геометрия промежутка, который состоял из электродов в виде лезвий длиной 20 см. Зазор между электродами был равен 12 мм. В этих работах было установлено, что, пробой

промежутка при повышенных давлениях осуществляется диффузными струями, которые распространяются от лезвийных электродов к центру промежутка (см. Рисунок 1.20). Эксперименты показали, что при сближении встречных диффузных струй (фронтов волн ионизации) в области их перемыкания происходит усиление электрического поля и при малых средних электрических полях ($<60~B/(cm\times mm~pt.ct)$, давлении азота 760~mm~pt.ct. и более достигается порог генерации на полосе молекул азота $C^3\Pi_u-B^3\Pi_g~(\lambda=337,1~mm)$. Однако из-за низкого сопротивления разряда и большого импеданса используемого генератора энергия излучения оставалась низкой и не превышала нескольких десятых мДж.

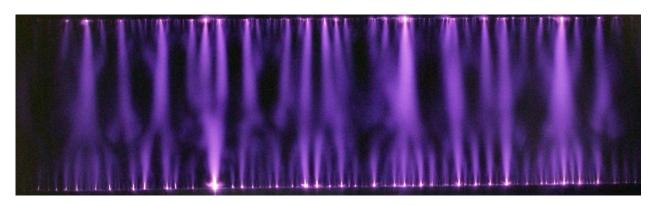


Рисунок 1.20 – Интегральное свечение ОРИПЭЛ в азоте при давлении 2 атм

Помимо этого в [90] была получена лазерная генерация в пеннинговском плазменном лазере на атомах неона в смеси Ne-H₂ (λ = 585,3 нм).

Существенно повысить параметры генерации на азоте при накачке ОРИПЭЛ удалось в [92] при добавках к азоту элегаза. В смеси N_2 : $SF_6 = 10$:1 при давлении 0,5 атм и активной длине разряда 6 см мощность излучения увеличивалась в 16 раз по сравнению с чистым азотом и составила более 0,5 МВт. Энергия излучения достигла 2 мДж, что соответствует удельной энергии генерации 0,1 Дж/см³. Электрический КПД генерации был около $\eta_0 \approx 0,1\%$, что сравнимо с КПД большинства азотных лазеров с накачкой объемным самостоятельным разрядом.

Убегающие электроны из ОРИПЭЛ в воздухе атмосферного давления, также применялись для накачки лазера на кристаллах ZnSe и CdS, излучающего в видимой области спектра [93]. В результате исследований удалось увеличить размер возбуждаемой области кристалла до нескольких сотен микрометров. Данное увеличение активного объема лазера привело к увеличению, как мощности генерации, так и

интенсивности спонтанного излучения кристаллов.

Таким образом, проведенный анализ научной литературы показал возможность использования ОРИПЭЛ для создания источников вынужденного излучения. Показано, что ОРИПЭЛ может быть сформирован при повышенных давлениях до (1–10 атм) без дополнительного источника предыионизации.

Однако данные по лазерам с накачкой ОРИПЭЛ к началу настоящей работы оказались весьма ограниченными. Получена генерация на молекулах СО2, азота, на пеннинговском лазере на неоне при невысоких энергиях излучения и эффективности генерации. Поэтому поиск активных газовых смесей высокого давления различного состава, в которых при накачке диффузными разрядами, инициируемыми УЭ, возможно достижение максимальных эффективности, мощности и (или) длительности импульсов лазерного излучения, получение новых данных об амплитудно-временных характеристиках и спектральном составе вынужденного излучения, генерируемого в разрядах, инициируемых убегающими электронами в активных газовых смесях различного состава представляются актуальными и перспективными. В проведении данных исследований заключается цель и основные задачи настоящей диссертационной работы.

Глава 2 Методики измерений и экспериментальная аппаратура

Для проведения исследований спектральных, амплитудно-временных энергетических характеристик излучения, генерируемого в наносекундных диффузных разрядах, формируемых в различных газовых смесях под действием импульсов высокого напряжения, была создана лазерная камера, соединенная с импульсным генератором РАДАН-220. Как отмечалось выше, в настоящее время разряды данного типа принято называть «объемные разряды, инициируемые электронами лавин» (ОРИПЭЛ), а в англоязычной литературе – Run-away Electron Preionized Diffuse Discharge (REP DD). В настоящей главе приведена схема и конструкция созданного источника лазерного излучения на основе ОРИПЭЛ. Описаны методики измерения различных параметров вынужденного и спонтанного излучения, генерируемого в диффузных разрядах, а также параметров электрических импульсов, формирующих диффузные разряды в различных активных газовых смесях. Приводятся оценки погрешностей измерений мощности и энергии излучения, параметров импульсов накачки и других измеряемых величин.

2.1 Конструкция импульсного генератора накачки и разрядной камеры

Объемный диффузный разряд в активных газовых смесях без внешней предыонизации формировался высоковольтными наносекундными импульсами от генератора РАДАН–220, конструкция которого приведена на Рисунке 2.1 [94]. В состав генератора входит импульсная формирующая линия, емкость которой составляет C=50 пФ, установленная внутри цилиндрического корпуса, заполненного трансформаторным маслом. Линия заряжается от трансформатора Тесла при коммутации на него конденсатора первичного контура управляемым разрядником РУ-62. После пробоя серийного искрового разрядника-обострителя P-49 высоковольтный импульс передается в нагрузку. Энергия, запасенная в формирующей линии, определяется напряжением срабатывания разрядника, который работает в режиме самопробоя. Величина напряжения самопробоя может различаться для разных экземпляров P-49.

Генератор РАДАН-220 имеет волновое сопротивление 20 Ом и формирует импульс напряжения с амплитудой более 250 кВ и длительностью на полувысоте на согласованной нагрузке ~2 нс при времени нарастания импульса напряжения ~0.5 нс.

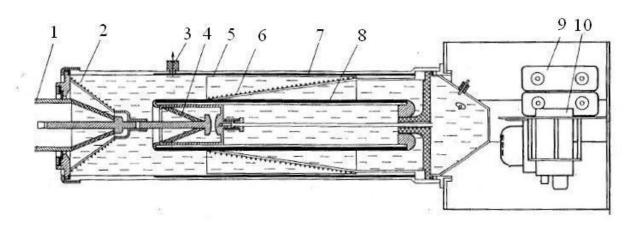


Рисунок 2.1 – Конструкция генератора высоковольтных импульсов РАДАН-220: 1 – выход импульсного напряжения; 2 – развязывающая индуктивность; 3 – емкостной делитель напряжения; 4 – серийный разрядник - обостритель Р-49; 5 – первичная обмотка; 6 – вторичная обмотка; 7, 8 – наружная и внутренняя части магнитопровода; 9 – конденсаторы первичного контура; 10 – коммутатор первичного контура

Для проведения исследований на основе электроразрядного лазера ДИЛАН [95] была разработана разрядная лазерная камера, конструкция которой приведена на Рисунке 2.2. Высоковольтный импульс от генератора РАДАН-220 подавался на электроды из нержавеющей стали, выполненными в виде лезвий с закругленными краями и углом при вершине 5° , радиус кривизны острых кромок составлял 0.05 мм. Это обеспечило неоднородное распределение электрического поля соответственно, его усиление на краях электрода. Длина области разряда составляла 30 см. Это обеспечивало неоднородное распределение напряженности электрического поля в промежутке и, соответственно, его усиление у электродов, что позволяло формировать объемные диффузные разряды в различных активных газовых смесях высокого давления. Длина электродов равнялась 30 см, зазор между ними был равен d = 1,2 или 1,8 см. На боковой стенке камеры имелось дополнительное окно для фотографирования разряда и регистрации параметров импульсов спонтанного излучения.

Разрядная камера заполнялась различными активными газовыми смесями, давление в камере изменялось в пределах от 0 до 7 атм. Из-за большой индуктивности присоединения генератора к разрядной камере при низких давления активных газовых смесей в лазерном промежутке мог наблюдаться колебательный режим разряда с периодом колебаний тока 20 нс.

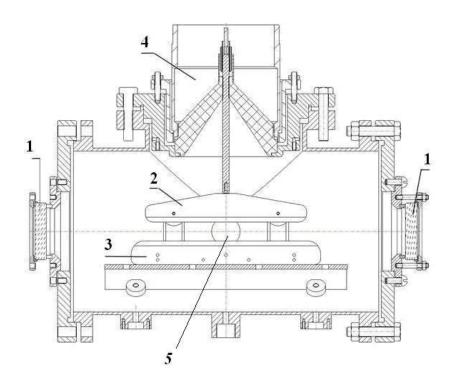


Рисунок 2.2 – Конструкция лазерной разрядной камеры 1 – зеркала резонатора, 2 – катод, 3 – анод, 4 – выход генератора РАДАН-220, 5 – боковое окно

Резонатор был образован плоскими зеркалами с алюминиевым или диэлектричеким покрытием с коэффициентом отражения на лазерных длинах волн $R \approx 100\%$ и плоско-параллельными пластинками из кристаллов CaF_2 , MgF_2 , KPC-5 (TlBr-40%, TlI-60%), KPC-6 (TlCl-70%, TlBr-30%), Ge или кварца. Для оптимизации обратной связи оптического резонатора параллельно выходной пластинке могли устанавливаться дополнительные зеркала с диэлектрическим покрытием и коэффициентами отражения R на лазерных длинах волн от 10 до 90%.

2.2 Измерение параметров лазерного и спонтанного излучения

Для измерений излучательных параметров наносекундных диффузных разрядов использовался комплекс измерительной аппаратуры, схематично изображенный на Рисунке 2.3.

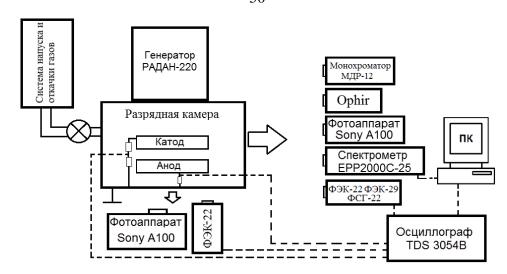


Рисунок 2.3 – Комплекс аппаратуры для измерения параметров лазерного и спонтанного излучения диффузных разрядов

Для измерений энергии лазерного излучения на длинах волн 0,17 – 4,2 мкм применялись измерители типа «OPHIR» (Ophir Optronics LTD, Inc.) с калиброванными сенсорными головками PE50BB, PE25-SH. L30A–EX, FL250-EX. Поглощательная способность данных головок в области от 0,17 до 1 мкм практически не меняется и составляет ~95 %, а в области от 1 до 10 мкм изменяется в пределах от ~ 85 % до ~ 95 %. При проведении экспериментов полная энергия лазерного излучения измерялась за один импульс с использованием головки с размерами, превышающими апертуру лазерного пятна.

Для измерений энергии излучения в ВУФ области спектра на смесях гелия с фтором сенсорная головка типа PE50BB устанавливался на минимальном расстоянии от выходного зеркала резонатора, изготовленного из MgF_2 , а зазор продувался гелием. Поскольку в смесях He- F_2 наблюдалась одновременная генерация в видимой и ВУФ областях спектра, для определения энергии видимого излучения проводилось повторное измерения без продувки зазора инертным газом.

В этом случае, поскольку излучение на $\lambda = 157$ нм не доходило до сенсора (коэффициент поглощения воздуха на данной длине волны превышает 200 см⁻¹ [96]), измерялась энергия излучения на красных линиях атомарного фтора. Энергия ВУФ излучения определялась по разнице показаний прибора в данных двух измерениях.

Погрешность измерения энергии лазерного излучения калориметров OPHIR с указанными выше сенсорными головками, гарантированная производителем, составляла не более 5%.

Для регистрации формы импульса лазерного излучения в разных спектральных диапазонах проводилось соответствующими приемниками. В области спектра 200-600 нм регистрация осуществлялась коаксиальным фотоэлементом Φ ЭК -22СПУ (эксиплексные лазеры и азотный лазер на второй положительной системе), в области спектра 400-1100 нм коаксиальным фотоэлементом Φ ЭК -29СПУ (азотный лазер на первой положительной системе, лазер на атомарных переходах фтора, лазеры на смесях инертных газов с NF₃), а в области спектра 2.8-4.2 нм - фоторезистором на основе германия, легированного золотом с охлаждением жидким азотом Φ СГ-22-3А2 (нецепные HF - и DF - лазеры). Измерения импульсов излучения на длине волны $\lambda = 193$ нм (ArF* - лазер) проводилось с использованием фотодетектора PHOTEC PD025 Spec. No.SPD025/S01-01.

Коаксиальной конструкции фотодиодов ФЭК обеспечивала время нарастания электрического сигнала на уровне 0,1–0,9 не более 0,5 нс, для ФСГ-22-3А2 и РНОТЕС данный параметр составлял 5 и 0,1 нс, соответственно.

Чтобы обеспечить работу фотоприемников в линейном режиме, лазерное излучение ослаблялось с помощью ряда металлических сеток, размещенных непосредственно перед фотоприемником. Диаметр сетки был больше, размера фотокатода. При этом при помощи отрицательной линзы засвечивалась максимальная площадь фотокатода.

Для измерения лазерных импульсов в ВУФ области спектра в стандартном фотодиоде ФЭК-22 фотокатод заменялся полированной медной пластинкой. Фотодиод вакуумно плотно присоединялся к выходной пластинке оптического резонатора и откачивался до остаточного давления $\approx 10^{-3}$ мм рт.ст. Работа выхода медного катода составляет 4,53–5,10 эВ, что соответствует красной границе фотоэффекта $\lambda = 274 - 245$ нм [97].

Фотодиод с медным катодом тестировался импульсами лазерного излучения на длинах волн $\lambda = 351-353$ нм (XeF* - лазер), $\lambda = 337,1$ нм (азотный лазер) и $\lambda = 248$ нм (KrF* - лазер). В случае KrF* - лазера формы импульса, измеренные обычным и модифицированным фотодиодами, совпадали (см. Рисунок 2.4), а излучение на длинах волн $\lambda = 337$ и 351-353 нм фотодиодом с медным катодом не фиксировалось.

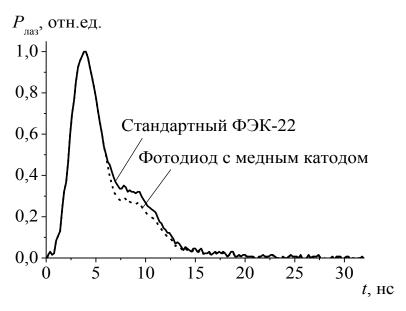


Рисунок 2.4 — Импульсы излучения KrF* - лазера $P_{\text{лаз}}$, измеренные стандартным фотодиодом ФЭК-22СПУ и фотодиодом с медным катодом

Следует отметить, что подобные методики измерений импульсов ВУФ излучения плазмы от различных источников при помощи металлических фотокатодов хорошо разработаны, имеют высокую точность и достаточно часто применяются на практике [98–100].

Регистрация электрических импульсов с фотоприемников осуществлялась осциллографом TDS–3054 (полоса пропускания $B_w = 500$ МГц, частота дискретизации $S_R = 5$ ГС/с). При регистрации системой TDS–3054 – фотодиоды ФЭК–22СПУ (ФЭК–29СПУ), PHOTEC PD025 Spec. No. SPD025/S01-01 временное разрешение составляло менее 2 нс, для системы: фотодиод SPD025/S01-01, осциллограф TDS–3054 - фоторезистор ФСГ–22–3A2 - не более ~ 10 нс.

Для регистрации спектров в области 200–850 нм использовался спектрометр EPP2000C–25 (фирма StellarNet Inc., спектральная полуширина аппаратной функции $\Delta\lambda^{an}_{1/2}\sim 2,5$ нм) на основе многоканального фотоприемника (CCD линейка Sony ILX511). Для регистрации спектров в области от 200 до 1100 нм использовался также комплект спектрометров высокого разрешения HR400 фирмы Ocean Optics ($\Delta\lambda^{an}_{1/2}$ до \sim 0,02 нм) с многоканальным приемником (3648 — элементная CCD линейка фирмы Toshiba). Выделение излучения в определенной спектральной области осуществлялось с помощью набора образцов оптического цветного стекла с известными значениями спектрального показателя поглощения.

Точные спектры лазерного излучения измерялись при помощи монохроматора

МДР–12 с решетками 300 – 1200 штрихов/мм, к выходной щели которого пристыковывались приемники излучения ФЭК–22СПУ, ФЭК–29СПУ или ФСГ–22–3А2, соответственно для УФ, видимого и ИК спектральных диапазонов. Относительная интенсивность линий излучения определялась с учетом спектральной чувствительности использованных приемников излучения.

Интегральное фотографирование свечения диффузных разрядов производилось через боковое окно на разрядной камере с помощью цифрового фотоаппарата OLYMPUS C-2020ZOOM. Апертура лазерного пятна определялся по люминесценции на экране, размещенном на выходном зеркале резонатора.

2.3 Приготовление активных газовых смесей

Откачка, напуск и контроль давления активной среды осуществлялся с помощью газовой системы. Газовая система состояла из форвакуумного насоса 2HBP–5ДМ, баллонов с используемыми газами, газовые редукторы, вентили из нержавеющей стали и сильфонным уплотнением и металлические трубопроводы.

Давление газов измерялось в газостатическом режиме образцовым вакуумметром ВО (цена деления и 3 мм рт.ст.) при давлении менее 1 атм и мановакуумметром МТИ (цена деления 0,1 атм) для давления газа выше атмосферного. При этом точность определения давления данными приборами составляет $\pm 1,5$ мм рт.ст. и $\pm 0,05$ атм

Остаточное давление в разрядной камере измерялось вакуумметром ВИТ-3 с лампой ПМТ-4. Величина остаточного давления, как правило, не превышала $\sim 10^{-3}$ мм рт.ст.

Приготовление газовых смесей происходило непосредственно в разрядной камере. Продувка камеры двух-трех кратным напуском и откачкой гелия или азота проводилась перед каждым напуском активной смеси. Для приготовления активных смесей с малым содержанием отдельных компонентов использовался газовый смеситель. Для точного напуска малых добавок готовились смеси такой добавки с гелием в соотношении не менее 1:10.

В экспериментах использовались газы следующей чистоты:

 $N_2-99.995~\%,~He-99.995~\%,~H_2-99.995~\%,~Ne-99.995~\%,~Xe-99.995~\%,~Kr-99.995\%,~C_2H_6~и~F_2-99.995\%,~SF_6~и~NF_3-99.99\%.$

Эксперименты проводились в следующих газовых смесях с добавками электроотрицательных газов: N_2 - $NF_3(SF_6)$, H_2 - C_2H_6 - SF_6 , D_2 - SF_6 , He - F_2 , Ne(Ar)- NF_3 , а также He(Ar, Ne) - Xe(Ar, Kr)- $F_2(NF_3)$, а также смеси чистых инертных газов.

При исследовании параметров лазерного излучения в экспериментах определялись состав и давление активных газовых смесей, в которых наблюдались максимальные энергии и (или) мощности излучения и достигались наибольшие КПД лазерной генерации. Дальнейшие исследования проводились с использованием оптимальных активных смесей.

2.4 Измерение параметров импульсов накачки и энергии, запасаемой в формирующей линии генератора РАДАН

Для измерения импульсов тока разряда и напряжения на разрядном промежутке использовались омический шунт, собранный из низкоиндуктивных чип-резисторов и омический делитель из сопротивлений марки ТВО, которые предварительно калибровались импульсами напряжения с известной амплитудой и длительностью. Погрешность калибровки делителей напряжения, поясов токовых шунтов составляла $\delta_{np} = \pm 10\%$. Для передачи электрических сигналов с токового шунта и делителя напряжения передавались по радиочастотным кабелям типа 5D-FB PEEG ("RadioLab"), для ослабления больших сигналов использовались аттенюаторы фирмы Barth Electronics Inc. с полосой пропускания до 30 ГГц. Длина кабеля не превышала 2 м, при этом падение амплитуды сигнала в нем не превышало 3%. Регистрации электрических сигналов осуществлялась осциллографом TDS 3054.

С целью снижения влияния электромагнитных наводок на точность измерения, кабели были помещены в дополнительный внешний экран, измерительная аппаратура располагалась в экранированной комнате, а её питание осуществлялось от разделительного сетевого трансформатора

Для снижения ошибки измерения U(t), которая определяется соотношением $L \times dI/dt$, делители располагались максимально близко к разрядному промежутку. Так что ошибка определялась в основном индуктивностью газоразрядного промежутка. Индуктивность оценивалась согласно методике [101] и не превышала L=0.5 нГн. Скорость изменения тока разряда в экспериментах не превышали $dI/dt=10^{12}$ А/с. При

величине напряжения на промежутке более $10~{\rm kB}$ максимальная ошибка измерения амплитуды импульса напряжения составляла $\pm 500~{\rm B}$. Для токовых шунтов при амплитуде сигнала с шунта до $500~{\rm B}$ рассчитанная максимальная ошибка измерений составляла $\pm 50~{\rm B}$.

Основным параметром лазера является его КПД. Для определения КПД необходимо знать энергию, запасаемую в формирующей линии генераторе РАДАН-220, которая определяется пробивным напряжением U_0 неуправляемого разрядника Р-49. Поскольку длина формирующей линии (2 нс) много меньше периода колебаний тока через лазерный промежуток (20 нс), условие квазистационарности выполняется, и цепь накачки лазера от генератора РАДАН-220 можно рассматривать как колебательный контур, состоящий из последовательно соединенных сопротивления R, емкости C и индуктивности L.

Согласно теореме Фарадея [102, на с. 56] заряды на пластинах конденсатора C равны и противоположны по знаку, и, соответственно, суммарный заряд на обкладках равен Q_0 =0. После полного разряда конденсатора (формирующей линии) суммарный заряд на его обкладках также равен 0. Понятно, что внешняя цепь во время разряда служит для переноса заряда Q_0 с одной обкладки конденсатора на другую. Отсюда следует, что корректное измерения тока в цепи генератора при его работе на газоразрядную нагрузку позволяет определить начальный заряд Q_0 .

В экспериментах промежуток между лезвийными электродами замыкался, и измерялся ток короткого замыкания в разрядной цепи. При этом, ток в цепи конденсатора можно описать хорошо известными уравнениями (2.1)–(2.2) [103]:

$$I = -\frac{dQ}{dt} = Q_0 \cdot \omega_0 \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) \cdot \exp(-\beta \cdot t) \cdot Sin(\omega \cdot t), \tag{2.1}$$

здесь

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C}}, \ \omega = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \frac{R^2}{4 \cdot L^2}}, \qquad \beta = \frac{R}{2 \cdot L}$$

Легко получить, что интеграл тока по времени:

$$\int_{0}^{\infty} I \cdot dt = -\int_{0}^{\infty} \frac{dQ}{dt} \cdot dt = Q_{0} \cdot \omega_{0} \cdot \left(\frac{\omega_{0}}{\omega}\right) \int_{0}^{\infty} \exp(-\beta \cdot t) \cdot Sin(\omega \cdot t) \cdot dt = Q_{0}$$
(2.2)

дает начальный заряд на обкладках конденсатора $Q_0 = CU_0$. Поэтому из измерений тока короткого замыкания можно определить энергию $E = CU_0^2/2$, запасаемую в

формирующей линии генератора. Осциллограммы тока короткого замыкания, измеренные для двух разрядников Р-49, которые использовались в экспериментах, приведены на Рисунке 2.5. Значения напряжения самопробоя, полученные в сериях измерений по 20 импульсов в каждой, составили U_1 =240±10 кВ (разрядник №1) и U_2 =280±10 кВ (разрядник №2). Соответственно, максимальная энергия, запасенная в передающей линии генератора РАДАН-220, составляет E_1 =1.56 Дж (разрядник №1) и E_2 =2.1 Ј (разрядник №2). Расчет электрического КПД лазеров производился по максимальным значениям запасенной энергии. По результатам измерений также получены следующие параметры контура возбуждения лазера: активное сопротивление цепи R=2,4 Ом, индуктивность контура L = 2.03×10⁻⁷ Гн, импеданс разрядного контура ρ = 64 Ом.

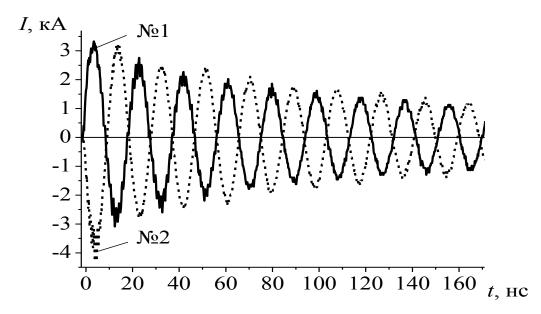


Рисунок 2.5 – Осциллограммы тока короткого замыкания в цепи генератора накачки

2.5 Расчетная модель лазера на смесях азота с SF_6 и NF_3 с возбуждением ОРИПЭЛ

Создание эффективного азотного лазера требует детального численного моделирования процессов, происходящих в активной среде (плазме наносекундного диффузного разряда). Отсюда возникает задача построения численной модели, которая обеспечивает возможность выбора оптимального состава активной и исследования различных режимов работы азотного лазера с накачкой ОРИПЭЛ. В ходе выполнения данной работы была создана теоретическая модель электроразрядного лазера на смесях азота с электроотрицательными газами, возбуждаемого ОРИПЭЛ на основе модели

объемного поперечного разряда в смесях азота с SF_6 и NF_3 [104, 105].

При моделировании плазмохимических процессов в плазме объемного разряда в смесях N_2 – SF_6 (NF_3) и лазерной генерации на переходах азота проводились следующие расчеты:

- расчет функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в плазме диффузного разряда $f_e(E/p, \varepsilon, t)$, где E и p напряженность поля и давление газа в разрядном промежутке, ε энергия электрона, t время;
- расчет подвижности μ_e , температуры T_e , коэффициента диффузии D_e электронов и коэффициентов скоростей реакций электронов с тяжелыми частицами плазмы;
 - расчет кинетических процессов с участием тяжелых частиц;
 - расчет лазерного излучения;
 - электротехнические расчеты с использованием схемы генератора накачки.

Все перечисленные виды расчетов, оформленные в виде отдельных программных блоков, объединены в общую самосогласованную модель.

 Φ РЭЭ в самостоятельном разряде в смесях N_2 – NF_3 (SF_6) вычислялась в ходе интегрирования уравнения Больцмана с использованием итерационной процедуры, описанной в [106]. В качестве исходных данных расчета взяты сечения элементарных процессов взаимодействия электронов с молекулами N_2 , NF_3 и SF_6 и константы скоростей реакций, представленные в работах [107–124], либо получены расчетным путем (для коэффициентов скорости реакций электронов с нейтральными и заряженными частицами).

Расширенная кинетическая схема процессов в в плазме ОРИПЭЛ насчитывает около 150 реакций с участием электронов, ионов, нейтральных частиц в основном и возбужденных состояниях. Модель также позволяет рассчитывать параметры лазерного излучения, генерируемого на первой ($\lambda = 1046,9$ нм) и второй ($\lambda = 337,1$ нм) положительных системах азота.

Для определения концентраций частиц в плазме численно решалась система кинетических уравнений для пространственно - однородного газового разряда [107]:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_r \delta_{ir} k_r \prod_{j=1}^{m^{(r)}} \left(n_j^{(r)} \right)^{v_j^{(r)}}, \qquad (2.3)$$

где $n_{\rm i}$ — концентрация i-й частицы в активной среде лазера; $\delta_{\rm jr}$ - разность стехиометрических коэффициентов для i-й частицы в правой и левой частях уравнения

r-й реакции; $n_j^{(r)}$ — концентрация j-й частицы, участвующей в r-й реакции; $m^{(r)}$ — число частиц разного сорта в левой части уравнения r-й реакции; $v_j^{(r)}$ — стехиометрический коэффициент для j-й частицы в левой части уравнения r-й реакции. Кинетическая схема плазмохимических реакций процессов в смесях азота с NF $_3$ и SF $_6$ в самостоятельном диффузном разряде приведена в Таблице 2.1. Ионы рассматриваются в основном состоянии с указанием в обозначениях соответствующего заряда. В Таблице 2.2 приведены принятые сокращенные обозначения электронных термов молекулы азота и состояний атома азота.

В кинетической схеме возбуждения электронных уровней азота особое место занимают состояния $A^3\Sigma_u^{\ +}$, $B^3\Pi_g$, $a^{\prime 1}\Pi_g$ и $C^3\Pi_u$. Эти состояния наиболее устойчивы к процессам тушения невозбужденными молекулами, излучательным переходам и преддиссоциации. Благодаря этому, их заселение осуществляется, как при возбуждении прямым электронным ударом, так и в ступенчатых переходах с близлежащих короткоживущих термов, неустойчивых к процессам тушения, таких как B^{\prime} $^3\Sigma_u^{\ -}$, a^{\prime} $^1\Sigma_u^{\ -}$, $a^{\prime\prime}$ $^1\Sigma_g^{\ +}$, $W^3\Delta_u$, $w^1\Delta_u$, и $E^3\Sigma_g^{\ +}$. Например, заселение состояния $C^3\Pi_u$ осуществляется по следующей схеме:

$$\begin{split} N_2 + e &\to N_2(C) + e, \\ N_2 + e &\to N_2(E) + e, \\ N_2 + e &\to N_2(a'') + e, \\ N_2(a'') + N_2 &\to N_2(C) + N_2, \\ N_2(E) + N_2 &\to N_2(C) + N_2. \end{split}$$

Константы скоростей двух последних реакций велики и составляют порядка $\approx 10^{-10}$ см 3 /с [112] поэтому ступенчатые переходы с этих уровней происходят практически мгновенно. Коэффициенты скоростей возбуждения состояний $C^3\Pi_u$, $E^3\Sigma_g^{\ +}$ и а" $^1\Sigma_g^{\ +}$ электронами определяются из расчета ФРЭЭ. Полный набор реакций, приводящих к заселению уровня $C^3\Pi_u$, можно представить одной краткой записью:

$$N_2(C) + e$$

$$N_2 + e \rightarrow N_2(E, a'') + e$$

$$N_2(C).$$

$$(2.4)$$

В такой же форме представлены процессы возбуждения других уровней в Таблице 2.1.

Таблица 2.1 — Кинетическая схема неравновесных плазмохимических процессов в объемном разряде в смесях N_2 — NF_3 (SF_6)

Реакции	Константы скорости		
	. Возбуждение, девозбуждение и ионизация электронным ударом. Расчет по ФРЭЭ		
$1. N_2 + e \rightarrow N_2(A) + e$	$2. N_2 + e \rightarrow N_2(B) + e$ $N_2(W,B') + e \rightarrow N_2(W',B') + e$		
$3. N_2 + e \rightarrow N_2(C) + e$ $3. N_2 + e \rightarrow N_2(E, a'') + e$ $\Rightarrow N_2(C)$ $\Rightarrow N_2(B) + e$	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		
$5. N_2(A) + e \rightarrow N_2(W,B') + e$ $\Rightarrow N_2(B)$	$\rightarrow N_2(C)$		
$7. N_2(B) + e \rightarrow N_2(E, a'') + e \rightarrow N_2(C)$ $N_2(C) + e$ $N_2(C) + e$	$8. N_2(B) + e \xrightarrow{\qquad} N_2(a') + e \\ N_2(a, w^1) + e \\ N_2(a')$		
9. $N_2(a') + e \rightarrow N_2(E, a'') + e \rightarrow N_2(C)$	$10. N_2 + e \rightarrow 2N + e$		
11. $N_2 + e \rightarrow N + N(^2D) + e$	12. $N_2 + e \rightarrow N + N(^2P) + e$		
$13. \text{ N} + \text{e} \rightarrow \text{N(}^2\text{D)} + \text{e}$	$14. N + e \rightarrow N(^{2}P) + e$		
15. $N(^2D) + e \rightarrow N(^2P) + e$	$16. N_2 + e \rightarrow N_2^+ + e + e$		
17. $N_2(A) + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	$18. N_2(B) + e \rightarrow N_2^+ + 2e$		
19. $N_2(C) + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	$20. N_2(a') + e \rightarrow N_2^+ + 2e$		
$21. N + e \rightarrow N^{+} + 2e$	$22. N(^{2}D) + e \rightarrow N^{+} + 2e$		
$23. N(^{2}P) + e \rightarrow N^{+} + 2e$	22. N(b) + c \rightarrow N + 2e 24. SF ₆ + e \rightarrow SF ₆ ⁺ + 2e		
25. $NF_3 + e \rightarrow NF_3^+ + 2e$			
2. Ассоциативная ионизация			
26. $N_2(A) + N_2(a') \rightarrow N_4^+ + e$	$k_{26} \approx 5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{c}$	[115]	
$27. N_2(a') + N_2(a') \rightarrow N_4^+ + e$	$k_{27} \approx 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$	[115]	
$28. N(^{2}D) + N(^{2}P) \rightarrow N_{2}^{+} + e$	$k_{28} \approx 2 \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{c}$	[116]	
3. Рекомбинация электронов и поло		[0]	
$29. N_4^+ + e \rightarrow 2N_2$	$k_{29} = 2 \times 10^{-6} (300 \text{ K/}T_e)^{1/2} \text{ cm}^3/\text{c}$	[112, 117]	
$30. N_4^+ + e \rightarrow N_2(B) + N_2$	$k_{30} = 3.6 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{c}$	[107]	
$31. N_4^+ + e \rightarrow N_2(C) + N_2$	$k_{30} = 2.6 \times 10^{-6} \text{ cm}^{3}/\text{c}$	[118]	
$32. N_3^+ + e \rightarrow N_2 + N$	$k_{32} = 2 \times 10^{-7} (300 \text{ K/}T_a)^{1/2} \text{ cm}^3/\text{c}$	[112]	
$33. N_3^+ + e \rightarrow N_2(B) + N$	$k_{32} = 2 \times 10^{-7} (300 \text{ K/}T_e)^{1/2} \text{ cm}^3/\text{c}$ $k_{33} \approx 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$	[119]	
$34. N_2^{+} + e \rightarrow 2N$	$k_{34} = 2.8 \times 10^{-7} (300 \text{ K/}T_e)^{1/2} \text{ cm}^3/\text{c}$	[112, 120]	
	$k_{25} = 2 \times 10^{-7} (300 \text{ K/T})^{1/2} \text{ cm}^3/\text{c}$	[112]	
35. $N_2^+ + e \rightarrow N + N(^2D)$ 36. $A^+ + 2e \rightarrow A + e$	$k_{35} = 2 \times 10^{-7} (300 \text{ K/}T_e)^{1/2} \text{ cm}^3/\text{c}$ $k_{36} = 10^{-19} (300 \text{ K/}T_e)^{9/2} \text{ cm}^3/\text{c},$ $A^+ = N_2^+, N^+, SF_6^+, NF_3^+$	[112, 119]	
37. $A^+ + e + N_2 \rightarrow A + N_2$	$A^{+} = N_{2}^{+}, N^{+}, SF_{6}^{+}, NF_{3}^{+}$ $k_{37} = 6 \times 10^{-27} (300 \text{ K/}T_{e})^{3/2} \text{ cm}^{3}/\text{c},$ $A^{+} \rightarrow N_{2}^{+}, N^{+}, SF_{6}^{+}, NF_{3}^{+}$	[1122, 120]	
4. Процессы прилипания и отлипан	4. Процессы прилипания и отлипания электронов. Расчет по ФРЭЭ		
$38. \text{ e} + \text{NF}_3 \rightarrow \text{NF}_2 + \text{F}$	$39. e + F \rightarrow F + 2e$		
$40. \text{ e} + \text{SF}_6 + \text{M} \rightarrow \text{SF}_6 + \text{M}$	$41. e + SF_6 \rightarrow SF_5 + F$		
		1	

Окончание таблицы 2.1

42. $e + SF_6 \rightarrow SF_6 + 2e$	$43. e + SF_5 \rightarrow SF_5 + 2e$	
5. Нейтрализация положительных	, , ,	
$44. A^{-} + B^{+} \rightarrow A + B$	$k_{44} = 2 \times 10^{-7} (300 \text{ K/}T_g)^{1/2} \text{ cm}^3/\text{c}$	[120]
	$A \rightarrow F, SF_6, SF_5$	£ -3
	$B^+ \to N_2^+, N^+, SF_6^+, NF_3^+$	
$45. A^{-} + (BC)^{+} \rightarrow A + B + C$	$k_{45} \approx 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{c}$	[120]
	$A \rightarrow F$, SF_6 , SF_5	[]
	$(BC)^+ \to N_4^+, N_3^+$	
6. Процессы с участием электронн		
$46. \ 2N_2(A) \rightarrow N_2(C) + N_2$	$k_{46} = 3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$	[118]
$47. \ 2N_2(A) \rightarrow N_2(B) + N_2$	$k_{47} = 4 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$	[110]
$48. N_2(A) + N_2 \rightarrow 2N_2$	$k_{48} = 3 \times 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{c}$	[112]
$49. N_2(A) + N \rightarrow N_2 + N(^2P)$	$k_{49} = 5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{c}$	[112]
$50. N_2(A) + SF_6 \rightarrow \text{products}$	$k_{50} \sim 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{c}$	[110]
$51. N_2(A) + NF_3 \rightarrow \text{products}$	$k_{51} = 3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{c}$	[110]
$51. N_2(A) + N_3 \rightarrow \text{products}$ $52. N_2(B) + N_2 \rightarrow N_2(A) + N_2$	$k_{52} = 5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{c}$	[112]
` '	$k_{53} = 2 \times 10^{-13} \text{ cm}^{7}\text{c}$ $k_{53} = 2 \times 10^{-13} \text{ cm}^{3}\text{c}$	[112]
53. $N_2(a') + N_2 \rightarrow N_2(B) + N_2$ 54. $N_2(C) + N_2 \rightarrow 2N_2$	$k_{54} = 1.15 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{c}$	[107]
-	$k_{55} = 1.65 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{c}$	
55. $N_2(C) + N_2 \rightarrow N_2(B) + N_2$	$k_{56} = 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{c}$	[107]
56. $N_2(C) + N_2 \rightarrow N_2(a') + N_2$		[112]
$57. N_2(C) + SF_6 \rightarrow \text{products}$	$k_{57} = 1.1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$	[111]
$58. \text{ N}_2(\text{C}) + \text{NF}_3 \rightarrow \text{products}$	$k_{58} \sim 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$	оценка
$59. N(2D) + N_2 \rightarrow N + N2$	$k_{59} = 1.7 \times 10^{-14} \text{ cm} 3/\text{c}$	[110]
$60. N(2D) + SF_6 \rightarrow products$	$k_{60} \le 10-14 \text{ cm}3/\text{c}$	[110]
$61. N(2D) + NF_3 \rightarrow N + NF3$	$k_{61} = 3 \times 10^{-13} \text{ cm} 3/\text{c}$	[110]
62. $N(2P) + N \rightarrow N(2D) + N$	$k_{62} = 1.8 \times 10^{-12} \text{ cm}3/\text{c}$	[112]
7. Ионная конверсия	11 2	
$63 \text{ N}_4^+ + \text{N} \rightarrow \text{N}^+ + 2\text{N}_2$	$k_{63} = 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{c}$ $k_{64} = 2.5 \times 10^{-15} \times e^{(Tg-300 \text{ K})/12.1} \text{ cm}^3/\text{c}$	[122]
$64. N_4^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2N_2$	$k_{64} = 2.5 \times 10^{-15} \times e^{(Ig-300 \text{ K})/12.1} \text{ cm}^3/\text{c}$	[122]
65. $N_3^+ + N \rightarrow N_2^+ + N_2$	$k_{65} = 6.6 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{c}$	[122]
66. $N_2^+ + 2N_2 \rightarrow N_4^+ + N_2$	$k_{66} = 5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{c}$	[122]
$67. N_2^+ + N + N_2 \rightarrow N_3^+ + N_2$	$k_{67} = 0.9 \times 10^{-29} e^{400 \text{ K/Tg}} \text{ cm}^6/\text{c}$	[122]
$68. N_2^+ + N_2(A) \to N_3^+ + N$	$k_{68} \le 3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$	[122]
$69. N_2^+ + N \to N^+ + N_2$	$k_{69} = 2.4 \times 10^{-15} T_g \text{ cm}^3/\text{c}$	[122]
70. $N^+ + N + N_2 \rightarrow N_2^+ + N_2$	$k_{70} = 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{c}$	[120]
$71. N^{+} + 2N_{2} \rightarrow N_{3}^{+} + N_{2}$	$k_{71} = 0.9 \times 10^{-29} e^{400 \text{ K/Tg}} \text{ cm}^6/\text{c}$	[123]
8. Процессы излучения фотонов		
72. $N_2(B) \to N_2(A) + hv_1$	$A_1 = 1.5 \times 10^5 \mathrm{c}^{-1}$	[118]
73. $N_2(B) + hv_1 \rightarrow N_2(A) + 2hv_1$	$\sigma_1 = 3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$	оценка
74. $N_2(C) \to N_2(B) + hv_2$	$A_2 = 3 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$	[118]
72. $N_2(C) + hv_2 \rightarrow N_2(A) + 2hv_2$	$\sigma_2 = 7.3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	[107]

Таблица 2.2 – Принятые сокращения обозначений термов и состояний

Полное обозначение терма или	Сокращенное обозначение терма или
состояния	состояния
$N_2(X^1\Sigma_g^+,\upsilon)$	$N_2 \equiv N_2(X),$
$N_2(A^3\Sigma_u^+,\upsilon)$	$N_2(A)$,
$N_2(B^3\Pi_g, \upsilon)$	N ₂ (B)
$N_2(B^{,3}\Sigma_u^-, \upsilon)$	N ₂ (B')
$N_2(a^1\Pi_g, \upsilon)$	N ₂ (a)
$N_2(a^{-1}\Sigma_u, v)$	N ₂ (a')
$N_2(a^{"}\Sigma_g^+, \upsilon)$	N ₂ (a")
$N_2(C^3\Pi_u, \upsilon)$	N ₂ (C)
$N_2(W^3\Delta_u,\upsilon)$	$N_2(W)$
$N_2(w^1\Delta_u, \upsilon)$	$N_2(w^1)$
$N_2(E^3\Sigma_g^+,\upsilon)$	N ₂ (E)
N(⁴ S ⁰ _{3/2})	N
$N(2^2D^0)$	$N(^2D)$,
$N(2^2P^0)$	$N(^2P)$

В расчетах кинетики лазерного излучения использовалось уравнение для плотности фотонов n_{ϕ} ($\lambda = 337,1$ нм) в оптическом резонаторе в приближении однородного распределения частиц по объему активной среды и малых потерь на тушение состояния C и поглощение в активной среде на лазерной длине волны [104]:

$$\frac{dn_{\hat{o}}}{dt} = \Omega \frac{n_C}{\tau_{sp}} + c\sigma \ n_{\hat{o}} \left(n_C - n_B\right) \frac{l_a}{l} + cn_{\hat{o}} \frac{\ln(r_1 r_2)}{2l}$$

$$(2.5)$$

где n_C и n_B - населенности верхнего и нижнего лазерных уровней; Ω - доля спонтанного излучения, падающего на выходное зеркало; r_1 и r_2 - коэффициенты отражения зеркал резонатора; l_a и l - длины разряда и оптического резонатора; c - скорость света; σ — сечение индуцированного испускания фотонов; $\tau_{sp}=1/A_{12}$ - радиационное время жизни верхнего лазерного уровня, A_{12} — вероятность перехода. Аналогичным образом определялась плотность фотонов излучения, генерируемого на переходе первой положительной системы азота $\mathrm{B}^3\Pi_\mathrm{g} \to \mathrm{A}^3\Sigma^+_\mathrm{u}$ (λ = 1046,9 нм).

2.6 Погрешности измерений

В физическом эксперименте всегда присутствуют погрешности, они делятся на систематические и случайные [125]. В большей степени за систематическую погрешность отвечает ее неустранимая. За случайные погрешности измерений же отвечают неконтролируемых факторов.

При выполнении экспериментальных исследований проводились прямые измерения энергии излучения лазерных импульсов. Импульсы тока в разрядном промежутке и напряжения на лазерном промежутке регистрировались одновременно с параметрами вынужденного излучения. Для снижения погрешности, эти измерения проводились от 5 до 10 раз при каждом значении экспериментальных параметров (состав и давление активной смеси, параметры оптического резонатора). Полученные значения тока и напряжения использовались для расчета мощности, вводимой в самостоятельный разряд и внутреннего КПД лазера. Так же рассчитывался электрический КПД лазера относительно энергии, запасенной в формирующей линии генератора импульсов РАДАН-220.

Расчеты случайных ошибок для доверительного интервала 0,95 показали, что случайная ошибка измерений не превышала $\delta_{\rm cn}$ =5%. Согласно [125] случайные и приборные погрешности не зависят друг от друга и полная относительная погрешность измеряемых величин определяется как $\delta = (\delta_{\rm cn}^{-2} + \delta_{\rm np}^{-2})^{1/2}$. Поэтому можно сказать, что в условиях данной работы основная ошибка в основной части проведенных измерений определялась систематической погрешностью, основной составляющей которой была инструментальная погрешность. При этом относительная ошибка в измерении электрического КПД и энергии лазерного излучения составляла $\pm 15\%$. Поскольку напряжение пробоя разрядников-обострителей при проведении измерения не контролировалось, электрический КПД лазеров рассчитывался исходя из максимальной энергии, запасенной в передающей линии импульсного генератора, соответствующей максимальному пробивному напряжению разрядника P-49.

Глава 3 Азотный лазер с накачкой диффузным разрядом

О получении лазерной генерации на первой $B^3\Pi_g \to A^3\Sigma_u^+$ и второй $C_3\Pi_u \to B^3\Pi_g$ положительных системах молекулярного азота было сообщено в 1963 году с интервалом в несколько месяцев [126, 127]. Данные лазеры излучают в ИК и УФ областях спектра, соответственно. В экспериментах для накачки азота использовался импульсный продольный разряд в трубках диаметром в несколько см и длиной до 1–2 м. Разряд формировался под действием импульсов напряжения длительностью в несколько сотен нс с амплитудой до 100 кВ. При этом пиковая мощность излучения в ИК области составила всего 100 Вт, а в УФ диапазоне не превысила 20 Вт при длительности лазерного импульса около 20 нс.

Технология азотных лазеров очень быстро развивалась в течение более чем полувека с целью повышение эффективности, мощности и стабильности параметров генерации. Это связано с тем, что азотный лазер – достаточно простой и удобный в изготовлении источник когерентного излучения, работающий, как в однократном, так и в частотном режиме. К настоящему моменту получена лазерная генерация на различных переходах молекулы азоты в разных областях спектра от ВУФ области до дальнего ИК диапазона [128, 129].

Многочисленные исследования показали, что генерация на переходе $C_3\Pi_u\to B^3\Pi_g$ наиболее эффективна по сравнению с другими переходами молекул азота, и поэтому большинство опубликованных в научных журналах работ было посвящено изучению лазера на УФ переходе молекулы азота на 337,1 нм. Переход к поперечной геометрии разряда достаточно легко привел к созданию азотных лазеров с пиковой мощностью излучения более 1 МВт на переходе молекулы азота $C_3\Pi_u\to B^3\Pi_g$ [130, 131, 132].

Азотные лазеры имеют нетоксичную и недорогую активную среду, простой дизайн, высокую надежность и легко изменяемые параметры. Поэтому исследования генерации на молекулярном азоте по-прежнему вызывает научный и практический интерес. Продолжают изучаться новые конструкции систем накачки лазеров на азоте, исследуются экспериментально и теоретически различные параметры лазерного излучения [133, 134]. Рассматриваются новые способы возбуждения азотных лазеров [135–137]. Следовательно, улучшение параметров и конструктивных особенностей азотного лазера, а также практические задачи по его применению все ещё остаются актуальными для научных исследований.

3.1 Основные принципы работы азотного лазера

На Рисунке 3.1 приведены схемы потенциальных кривых молекулы азота и лазерных переходов для первой второй положительных систем молекулы азота [128], а на Рисунке 3.2 представлены сечения возбуждения различных уровней молекул азота электронным ударом от энергии электронов [138]. Азотный УФ лазер на переходе $C_3\Pi_u \to B^3\Pi_g$ принадлежит к классу лазеров на самоограниченных переходах. Время жизни нижнего лазерного уровня около 10 мкс, в то время как время жизни верхнего лазерного уровня $C^3\Pi_u$ при низких давления газа составляет $\tau_{cn} \approx 40$ нс [128]. Кроме того, время жизни C состояния согласно формуле [139]:

$$t \text{ (HC)} = 36/(1 + \frac{p[\text{MM pt.ct.}]}{58}),$$
 (3.1)

значительно снижается с ростом давления газа из-за тушения в процессах столкновения с молекулами азота в основном состоянии $X^1\Sigma_{g}^+$. Можно выделить следующие реакции столкновительного тушения C-состояния, константы которых наиболее велики (см. Таблицу 2.1.) в Главе 2:

$$N_2(C) + N_2(X) \to 2N_2(X)$$
 (3.2)

$$N_2(C) + N_2(X) \rightarrow N_2(B) + N_2(X)$$
 (3.3)

$$N_2(C) + N_2(X) \rightarrow N_2(a') + N_2(X),$$
 (3.4)

где $N_2(X)$, $N_2(a')$, $N_2(C)$ и $N_2(B)$ молекулы азота в состояниях $X^1\Sigma_g^+$, $a'^1\Sigma_u^-$, $C_3\Pi_u^-$ и $B^3\Pi_g$, соответственно. С учетом этих реакций и процесса спонтанного распада C-состояния, который выражается следующим выражением:

$$N_2(C) \to N_2(B) + hv$$
 и $dN_2(C)/dt = -N_2(C)/\tau_{cli}$ (3.5)

можно получить соотношение (3.1.) [140].

Из соотношения (3.1) следует, что для большинства азотных лазеров повышенного давления с поперечным возбуждением (ТЕА - лазеров), работающих при давлении азота 100–200 мм рт.ст. время жизни состояния $C^3\Pi_u$ не превышает 10–15 нс. При этом увеличение давления до нескольких атмосфер дает возможность получать субнаносекундные импульсы излучения на $\lambda = 337,1$ нм [141].

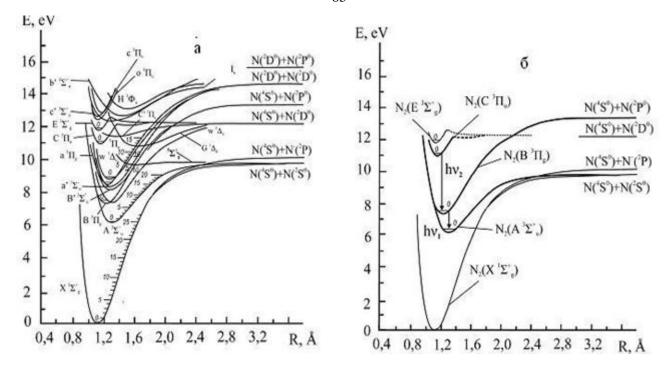


Рисунок 3.1 — Схема потенциальных кривых молекулы азота (а) и схема лазерных переходов для первой (hv_1) и (hv_2) второй положительной систем азота (б) [128]

В азотном лазере инверсия заселенностей осуществляется возбуждением $C^3\Pi_u$ и $B_3\Pi_g$ состояний из основного состояния молекулы азота $X^1\Sigma_g^+$ прямым электронным ударом [142]. Поскольку состояния C- и B- являются триплетными, переходы в них из основного состояния запрещены по спину. Однако согласно принципу Франка-Кондона сечение возбуждения C - состояния в определенном диапазоне параметра E/p и энергии электронов (см. Рисунок 3.2.) будет больше, чем сечение возбуждения B-состояния. Действительно, положение минимума потенциальной кривой B-состояния сдвинуто в область, соответствующую большему межъядерному расстоянию, чем положение минимума потенциальной кривой C-состояния (см. Рисунок 3.1) [143, на с. 379–380].

Как видно из Рисунка 3.2, для возбуждения состояния $C^3\Pi_u$ необходимы электроны с энергией не менее 11,7 эВ. Хотя достижение такой температуры электронов в самостоятельном газовом разряде - непростая задача, для практически важных режимов работы лазера желательно иметь величину параметра E_0/p на промежутке не менее 100 В/(см×мм рт.ст.), где $E_0=U_0/pd$ — напряженность электрического поля в промежутке, определяемая приложенным напряжением U_0 , расстоянием между электродами d и давлением газа p [107].

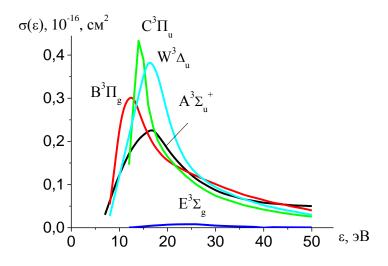


Рисунок 3.2 – Зависимости сечений возбуждения некоторых уровней молекулярного азота прямым электронным ударом от энергии электронов [138]

Отметим, что оптимальное значение параметра E/p, при котором создается максимальная инверсия населенностей на переходе $C_3\Pi_u \rightarrow B_3\Pi_g$, рассчитанная в [144], составляет примерно 200–250 B/(см×мм рт.ст.).

Высокое значение параметра E_0/p можно поддерживать длительное время, только если напряжения U_0 , давления и межэлектродные промежутки d, соответствуют левой ветви кривой Пашена. Однако при этом давление азота оказывается настолько малым, что порог генерации в самостоятельном разряде в этих условиях не достигается.

С ростом величины параметра pd необходимая электронная температура может быть реализована, но в течение короткого интервала времени (менее 10 нс) при спаде напряжения после пробоя лазерного промежутка, так как быстрый рост концентрации электронов в плазме разряда снижает значение параметра E/p. При этом необходимо, чтобы напряжение на лазерном промежутке превышало его статическое пробивное напряжение в несколько раз. Это условие обеспечивается импульсами с коротким фронтом. Для получения генерации на переходе $C^3\Pi_u \to B^3\Pi_g$ следует использовать высоковольтные низкоиндуктивные генераторы, обеспечивающие короткий фронт импульса напряжения на промежутке и быстрое нарастание тока разряда. Поэтому для накачки азотного лазера часто применяются генераторы, сделанные на базе LC- или инверсионных контуров с малым волновым сопротивлением, собранных из полосковых линий или из небольших низкоиндуктивных керамических конденсаторов. При этом поперечное сечение разряда составляет, как правило, ~ 1 см 2 для уменьшения его

индуктивности. Также требуется использовать коммутаторы малых размеров различных конструкция для снижения время нарастания тока в разрядном промежутке [130–132, 141, 144, 145]. Таким образом, для получения эффективной генерации на азоте необходим высоковольтный генератор коротких импульсов, обеспечивающий быстрый ввод энергии (≈0.1 Дж/см³) в активный объем, для быстрого достижения порога генерации. При этом удельная энергия азотных лазеров составляет ~ 0,1 Дж/л.

Важным параметром любого газового лазера является его предельная эффективность. Расчеты характеристик азотного лазера были проведены в [30, 31] при накачке от LC — контура с керамическими конденсаторами и от линий с распределенными параметрами с различными волновыми сопротивлениями ρ . Результаты расчетов показаны на Рисунках 3.3 и 3.4. Рисунок 3.3 иллюстрирует расчетные формы импульса напряжения на разрядном промежутке и импульсы излучения при разных длительностях импульса накачки. Из Рисунка 3.3 видно, что напряжение на лазерном промежутке спадает до квазистационарного значения, которое чистом азоте составляет E/p < 40—50 В/(см× мм рт.ст.) и не достаточно для поддержания инверсной населенности в системе $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$.[30, 31, 107], примерно за 1,5 — 2 нс. При этом максимальная длительность импульса генерации на полувысоте не превышает 5 нс. Таким образом, при заданных давлении азота и параметре E_0/p увеличение длительности импульса накачки до более чем 5 нс приводит к уменьшению КПД генерации азотного лазера.

Расчетные зависимости удельной энергии излучения, длительности импульса излучения и электрического КПД азотного лазера от параметра E_0/p приведены на Рисунке 3.4. Длительность накачки в расчетах выбиралась равной длительности импульса излучения. Видно, что максимальная эффективность генерации достигается при $E_0/p \sim 120-150$ В/(см×мм рт.ст.) и составляет не более $\eta_0 = 0.2-0.23\%$.

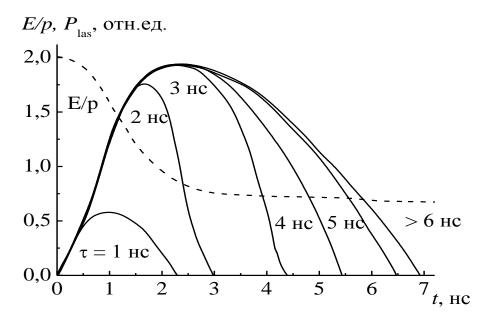


Рисунок 3.3 — Расчетные импульсы излучения азотного лазера при накачке полосковой линией с волновым сопротивлением $\rho = 0.5$ Ом для разных длительностей импульса накачки τ , а также зависимость параметра E/p на лазерном промежутке от времени (штриховая кривая) [30, 31]

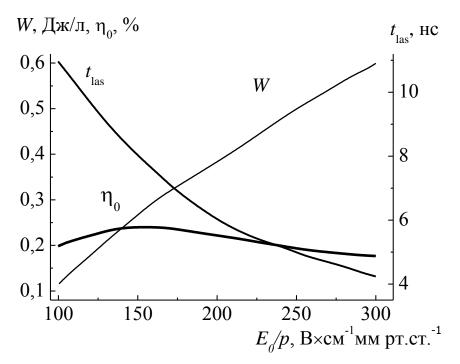


Рисунок 3.4 — Расчетные зависимости удельной энергии излучения W, длительности импульса излучения $t_{\rm las}$ и КПД азотного лазера η_0 от параметра E_0/p при накачке полосковой линией с волновым сопротивлением 0.5 Ом, давлении азота 60 мм рт.ст. и минимальной индуктивности присоединения выводов генератора к электродам лазера [30, 31]

Максимальный электрический КПД азотного лазера в экспериментах [30, 31] также не превышал $\eta_0 = 0.2$ –0.23%. Оптимизация конструкции генераторов накачки и конфигурации разрядного промежутка и системы предыонизации активной среды в [32, 146–148,] позволила получить электрический КПД азотного лазера η_0 в диапазоне η_0 =0.15–0.18%, как с добавками SF₆, так и без таковых.

Интересно отметить результаты ряда работ, на которые ранее не обращалось особого внимания. В ряде исследований было показано, что форма электродов оказывает существенное влияние на выходные параметры излучения азотного лазера. Добавки в азот электроотрицательных газов (SF₆, NF₃, F₂) замедляют спад напряжения на промежутке, и в соответствии с [149, 150] увеличивает значение параметра E/p в лазерном промежутке и время эффективной накачки азотного лазера. Электроотрицательные добавки могут повысить энергию излучения азотного лазера, особенно при длительности импульсов возбуждения более 10 нс.

В работах [151, 152] использование электродов в форме лезвий или тонкой фольги улучшили выходные характеристики. А в работах [153, 154] применение катода в форме игл и использование импульсов напряжение с амплитудой более 100 кВ приводило к увеличению энергии лазерного излучения. В [155] в качестве катода использовались проволочки диаметром 0,1 мм, расположенные через 1 мм, а в [156, 157] максимальные выходные параметры и однородный разряд во всем активном объеме наблюдались с использованием V-образных электродов. В [158] использовался катод с коническими выступами высотой 0,5 мм, расположенные через 0,8 мм.

Можно сделать вывод, что высоковольтные импульсы с малым временем нарастания подавались на разрядные промежутки, в которых между электродами формировалось резко неоднородное электрическое поле. При этом в промежутке без дополнительной предыонизации формировался объемный разряд, и улучшались лазерные характеристики. Как показано в Главе 1, такая конфигурация разрядного промежутка может приводить к появлению убегающих электронов, которые осуществляли предыонизации среды и, в конечном итоге, обеспечивали формирование объемного разряда в активной газовой среде. Это предположение подтверждается результатами экспериментов, проведенных в [159], где убегающие электроны наблюдались в зазорах с неоднородным электрическим полем длиной 1 см при амплитуде подаваемых импульсов напряжения всего 25 кВ с фронтом ≈ 10 нс.

Формы лазерных электродов, при использовании которых в ряде работ достигалась максимальная энергия генерации, приведены на Рисунке 3.5.

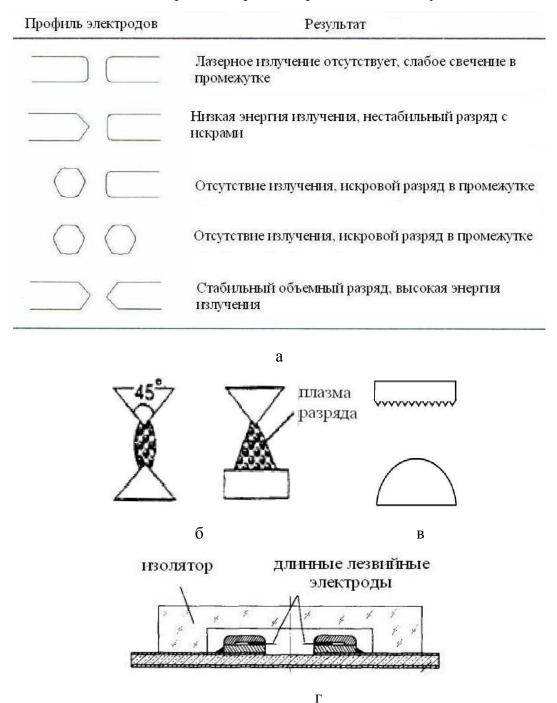


Рисунок 3.5 — Форма электродов, при которой получена максимальная энергия излучения азотного лазера: а -[156], б -[157], в -[158], г -[152], катод расположен вверху (б, в).

Таким образом, приведенный краткий обзор показывает, что для эффективной накачки азотного лазера необходимы импульсы напряжения с коротким фронтом длительностью около 10 нс и быстрое нарастание тока разряда. При этом предельный

теоретический и полученный в экспериментах электрический КПД азотного лазера с накачкой поперечным самостоятельным разрядом с предыонизацией составляет не более $\eta_0 = 0.2$ –0.23%.

3.2 Параметры азотного лазера с накачкой диффузным разрядом

Характеристики разряда, спонтанного и лазерного излучения исследовались в азоте и его смесях с элегазом и (или) гелием при давлении до 2 атм. Во всех исследованных газах и смесях формировался объемный разряд, состоящий из диффузных струй, начинающихся на лезвийных электродах, которые затем расширялись и пересекались в глубине разрядного промежутка. Оптический резонатор в большинстве экспериментов состоял из зеркала с алюминиевым покрытием и кварцевой плоскопараллельной пластинки. Основные результаты по работе азотного лазера с накачкой ОРИПЭЛ опубликованы в статьях [160, 161] и монографиях [162, 163].

3.2.1 Формирование ОРИПЭЛ и лазерная генерация в чистом азоте

В данном разделе рассмотрим характеристики лазерного излучения на второй положительной системе азота и формирование диффузного разряда в чистом азоте. Параметры генерации на переходе $C^3\Pi_u \to B^3\Pi_g$ в чистом азоте приведены на Рисунке 3.6. Максимальная мощность излучения около 10 кВт наблюдалась при напряженности поля на промежутке в в момент пробоя $E_0 = U_0/pd \approx 250$ В/(см×мм рт.ст.) при давлении азота 300-400 мм рт.ст., что совпадает с оптимальной с точки зрения достижения максимальной инверсии населенностей на переходе $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ величиной параметра E/p, рассчитанной в [141]. В этих же условиях достигались максимальные длительности лазерных импульсов на переходе $C^3\Pi_u \to B_3\Pi_g$. Рост энергии излучения и падение времени запаздывания генерации с ростом давления азота связаны с увеличением сопротивления диффузного разряда, что улучшает согласование данного сопротивления с импедансом генератора РАДАН, который достаточно велик и составляет 70 Ом. Последующее падение лазерных параметров можно связать с преобладанием тушения С-состояния азота согласно формуле (3.1.). Так при давлении азота 1 атм. время жизни состояния $C^3\Pi_n$ будет всего около 3 нс. Это приводит к уменьшению длительности и мощности генерации на переходе $C^3\Pi_u \rightarrow B_3\Pi_g$ при увеличении давления азота выше оптимального значения.

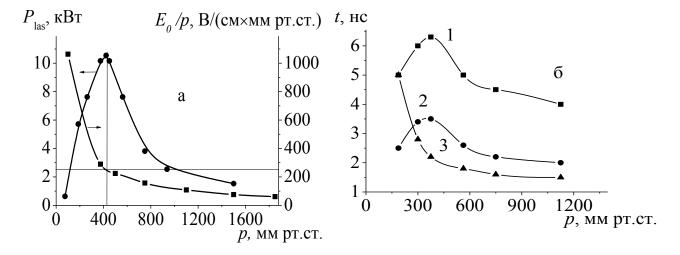


Рисунок 3.6 — Зависимость максимальной средней напряженности электрического поля на разрядном промежутке E_0/p и пиковой мощности излучения на 337 нм P_{las} (a) а также (1) полной длительности, (2) длительности на полувысоте лазерных импульсов и (3) времени запаздывания появления генерации относительно пробоя промежутка (б) от давления азота

На Рисунке 3.7 приведены фотографии внешнего вида разряда и апертуры генерации в чистом азоте. Как отмечалось выше, разряд во всех случаях состоит из диффузных струй, стартующих с электродов и расширяющихся в межэлектродных промежуток. При этом некоторые катодонаправленные струи в области слияния со струями, движущимися с анода, гаснут, что приводит к снижению интенсивности свечения разряда в данной области. Как видно из Рисунка 3.7, наибольшая плотность мощности лазерного излучения наблюдается в приэлектродных областях, где электрическое поле и плотность тока разряда усиливаются за счет ножевой формы электродов. В центральной части промежутка также наблюдается дополнительное пятно генерации, плотность мощности излучения в котором уменьшается, что можно объяснить уменьшением параметра E/p в центральной части промежутка. Третье пятно генерации возникает примерно через 2 нс после, формирования разряда, когда поле в промежутке спадает до значений 40–50 В/(см×мм рт.ст.), (см. предыдущий Раздел и Рисунок 3.3). Поэтому появление третьего лазерного пучка в центре промежутке можно объяснить только усилением электрического поля в этой области.

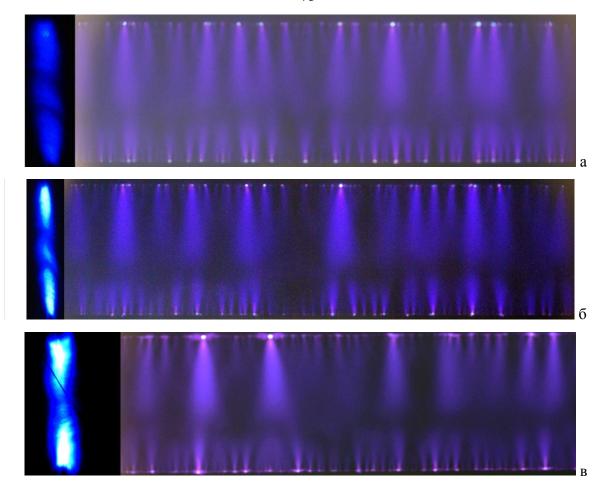


Рисунок 3.7 – Фотографии разряда и пятна генерации в чистом азоте при давлении 0,25 (a), 0,5 атм. (б) и 1 атм. (в)

Как отмечалось выше, для получения генерации на 337.1 нм необходима величина E/p не менее 100 В/(см×мм рт.ст.). Следовательно, при формировании разряда имеется фаза, в которой электрическое поле в центральной области промежутка значительно возрастает. Данный экспериментальный факт подобно [76, 90, 91] можно связать с возникновением у ножевых электродов волн ионизации, которые движутся к центру промежутка. При этом максимальное увеличение поля, согласно расчетам [164], должно наблюдаться в месте встречи данных волн.

Импульсы лазерного излучения, измеренные в различных точках промежутка, также подтверждают увеличение электрического поля в промежутке при движении волн ионизации. На Рисунке 3.8 показаны импульсы генерации, полученные вблизи электродов и из центральной части промежутка. Видно, что генерация возникает у потенциального катода, затем с задержкой ~0.2 нс у анода, т.е., из областей с максимальным электрическим полем. Затем, в части промежутка, близкой к центру,

генерация появляется с задержкой ~ 1 нс, что можно связать с временем достижения диффузных струй (волн ионизации), движущихся от катода и анода со скоростью примерно 10^9 см/с, центра промежутка.

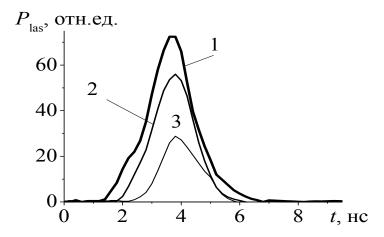


Рисунок 3.8 — Осциллограммы импульсов генерации, из различных областей промежутка при давлении азота 1 атм. 1 — у верхнего электрода, 2 — у нижнего электрода, 3 — в центральной области диффузного разряда. Момент времени t=0 соответствует пробою промежутка. При этом пятно генерации распадается на три части, и в вблизи области слияния диффузных струй появляется третье пятно генерации

3.2.2 Влияние добавок на режим работы азотного лазера с накачкой ОРИПЭЛ

Как упоминалось ранее, добавки SF_6 в N_2 могут значительно повысить выходные характеристики азотного лазера, вследствие увеличения параметра E/p в разрядном промежутке и замедлением спада напряжения на промежутке после его пробоя [146–149]. Особенно сильно влияние добавки проявляется для лазеров с импульсом накачки длиннее 10 нс [147, 161, 165]. Эффект добавок SF_6 на E/p в диффузном разряде показан на Рисунке 3.9. При давлении азота 100 мм рт.ст. лазерная генерация наблюдалась только у электродов, где значение параметра E/p значительно повышено за счет формы электродов. Добавки SF_6 заметно расширяют размер пятна генерации. Это означает, что параметр E/p достигает пороговой величины 100 $B/(cm \times mm)$ в большей области разрядного промежутка (см. Рисунок 3.9, а). Одновременно с расширением пятна генерации наблюдается рост интенсивности спонтанного излучения (см. Рисунок 3.9, б).

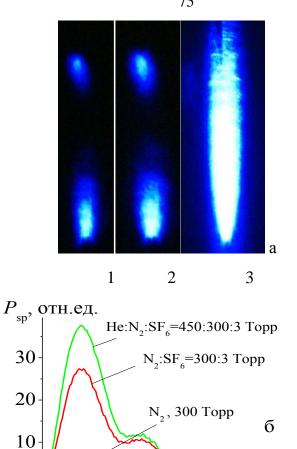


Рисунок 3.9 – Фотография свечения пятна генерации азотного лазера на экране при давлении N_2 120 мм рт.ст. (1) и с добавками SF_6 1.5 мм рт.ст. (2) и 3 мм рт.ст. (3) (а) и интенсивность спонтанного излучения в чистом N_2 и в N_2 с добавками SF_6 и He (б)

20

25

30

15

10

5

Добавки в рабочую смесь Не, подобно добавкам SF₆, также увеличивают интенсивность лазерного УФ-излучения. Полученные экспериментальные результаты иллюстрирует Рисунок 3.10. В смесях с Не пятно лазерной генерации расширяется, а интенсивность спонтанного излучения увеличивается. Согласно экспериментам [156] и расчетам [166], добавки гелия облегчают формирования однородного объемного разряда в газовых смесях, а также увеличивает температуру электронов в плазме разряда на 10-15%. Эффект схож с эффектом добавки SF₆, при котором так же увеличивается температура электронов, но только в следствии увеличении параметра Е/р в разрядном промежутке [154, 155, 165]. Разница заключается в том, что когда добавляется Не,



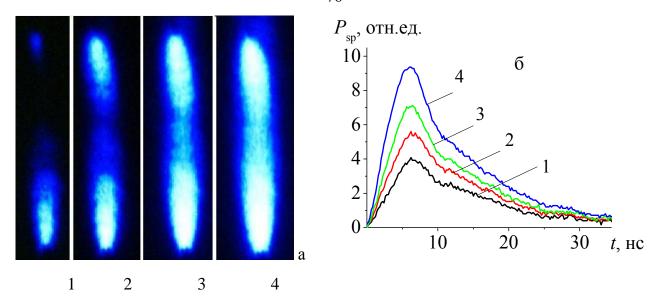


Рисунок 3.10 — Фотография свечения пятна генерации азотного лазера на экране при давлении N_2 при давлении 100 мм рт.ст. (1) и с добавками 200 мм рт.ст. (2), 400 мм рт.ст. (3) и 1 атм. (4) He (а) и интенсивность спонтанного излучения в чистом N_2 при давлении 300 мм рт.ст. (1) и в N_2 с добавками 100 мм рт.ст. (2), 300 мм рт.ст. (3) и 450 мм рт.ст. (4) He (6)

отсутствуют процессы разложения молекул SF_6 , которые приводят к деградации активной газовой смеси. В [156, 167] предполагается, что добавки гелия сдвигают распределение энергии электронов в область более высоких энергий, поскольку у гелия высокие значения потенциала ионизации и энергии первого возбужденного состояния. Это приводит к росту скорости заселения состояния $C^3\Pi_u$. Согласно [168] интенсивность спонтанного излучения P(t) пропорциональна населенности верхнего уровня перехода $n[N_2(C)]$ и вероятности спонтанного перехода A:

$$P(t) \sim n[N_2(C)]A \tag{3.6}$$

На Рисунке 3.11 приведены спектры спонтанного УФ — излучения в азоте и смесях азота с SF_6 и Не. Интенсивность излучения на переходе $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ для 337 нм, 357 нм и других линий увеличивается в смесях с Не и (или) с SF_6 . Поскольку интенсивность спонтанного излучения пропорциональна заселенности верхнего уровня, то можно утверждать, что добавки гелия и элегаза увеличивают населенность $C^3\Pi_u$ состояния. Добавки гелия также могут повысить сопротивление разряда, что улучшит согласование импеданса генератора с сопротивлением плазмы диффузного разряда [134, 156, 165], а также подавить процессы, приводящие к контракции разряда и повысить его однородность [155, 168].

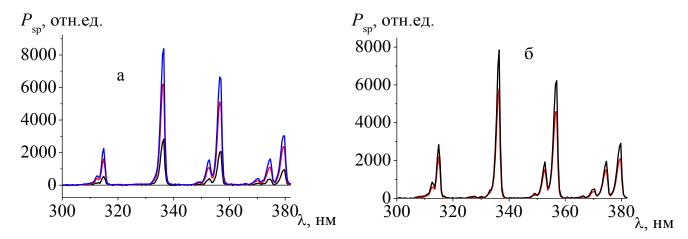


Рисунок 3.11 – Спектры спонтанного излучения на полосе $C^3\Pi_u \to B^3\Pi_g$, полученные в азоте при 300 мм рт.ст. (черная линия), в смесях N_2 : $SF_6 = 300$: 30 мм рт.ст. (красная линия) и He: N_2 : $SF_6 = 450$: 300: 30 мм рт.ст. (синяя линий) (а) и в смесях N_2 : $SF_6 = 30$: 30 мм рт.ст. (красная линия) и He: N_2 : $SF_6 = 750$: 30: 30 мм рт.ст. (черная линия) (б)

3.2.3 Режимы работы азотного лазера с накачкой ОРИПЭЛ

Формирование самостоятельных объемных разрядов в газовых смесях – основное требования для создания эффективных газовых лазеров. Как отмечалось в Главе 1, обычно для формирования пространственно-однородных импульсных разрядов принято использовать электроды, обеспечивающие равномерное электрическое поле в промежутке, обеспечить предыонизацию газа и создать перенапряжения на разрядном промежутке [2]. В наших экспериментах объемный однородный разряд формируется между лезвийными электродами в различных газовых средах без предыонизации при использовании высоковольтных импульсов с малым временем нарастания. В этом случае предыонизация газовой смеси в разрядном промежутке осуществляется убегающими электронами и рентгеновским излучением, которое возникает при торможении быстрых электронов на аноде и в газе.

Типичный вид разряда в тройной активной газовой смеси $\text{He-N}_2\text{-SF}_6$ представлен на Рисунке 3.12. Как и в случае чистого азота, разряд состоит из ряда диффузных струй, которые начинаются с ярких пятен у катода и анода, а затем быстро распространяются к центру разрядного промежутка, образуя объемное свечение без признаков контракции. В данной смеси ток разряда ОРИПЭЛ имел колебательный характер с общей длительностью около 50 нс, и даже несколько изменений направления тока проводимости не нарушают однородность плазмы ОРИПЭЛ. Близкий характер свечения

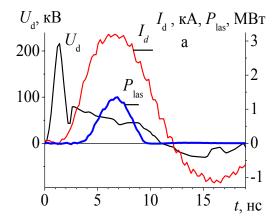
диффузного разряда наблюдался и в других исследуемых активных газовых смесях.



Рисунок 3.12 — Вид разряда в активной газовой смеси $He:N_2:SF_6 = 200:30:30$ мм рт.ст.

Для оптимизации состава и давления активной газовой смеси после проведения первых экспериментов проводились совместные численные расчеты работы азотного лазера в смеси N_2 с добавками SF_6 при накачке наносекундным диффузным разрядом с использованием математической модели N_2 лазера, описанной в Главе 2. Расчеты , как и эксперименты, показали наличие двух режима работы азотного лазера в смесях с SF_6 .

На Рисунках 3.13-3.14 представлен эффективный режим работы азотного лазера. Расчеты показали, что для запасаемой энергии $E_1=1.56$ Дж активная смесь N_2 : SF_6 =300:60 мм рт.ст. будет оптимальной для получения максимальной энергии излучения. В данном режиме примерно 80% энергии запасенной в формирующей линии генератора РАДАН-220 вкладывается в плазму разряда в течение первого полупериода тока. В лазерном спектре наблюдались три линии с длинами волн 316, 337



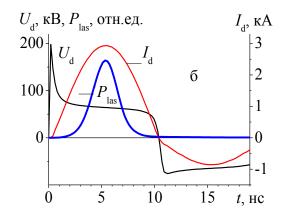


Рисунок 3.13 — Измеренные (а) и рассчитанные (б) формы импульсов тока ОРИПЭЛ $I_{\rm d}$, напряжения на лазерном промежутке $U_{\rm d}$ и импульсы лазерного излучения на $\lambda=337,1$ нм $P_{\rm las}$ в активной газовой смеси $N_2: SF_6=300:60$ мм рт.ст.

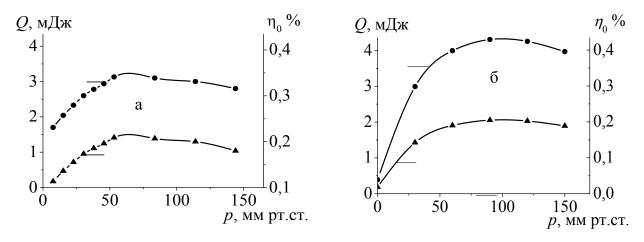


Рисунок 3.14 — Зависимость энергии лазерного излучения Q и электрического КПД η_0 азотного лазера от добавки SF₆ к 300 мм рт.ст. (а) и 360 мм рт.ст. (б) N_2 при E_1 =1.56 Дж (а) и 2.1 Дж (б)

и 357 нм, и более 95% энергии лазерного излучения приходилось на излучение на $\lambda=337\,$ нм. При этом генерация на 357 нм начиналась и заканчивалась на 2–3 нс позднее, чем генерация на 337 нм. Генератор обеспечивал длительность переднего фронта импульса около 1нс и пробивное напряжение около 200 кВ, что соответствует значению параметра $E_0/p\approx300\,$ В/(см× мм рт.ст.). Затем напряжение падало до 65 кВ, и на разрядном промежутке устанавливалось квазистационарное значение параметра $E/p\approx100\,$ В/(см× мм рт.ст.). Результаты расчетов хорошо согласуются с данными эксперимента.

Ширина пятна генерации была 0.5 см при накачке ОРИПЭЛ, а распределение мощности лазерного излучения вдоль апертуры разряда было достаточно однородным. Генерация на $\lambda = 337$ нм начиналась через 3 нс после пробоя разрядного промежутка, длительность импульса не превышала 5 нс. Максимальная энергия УФ-излучения составила Q=3,1 мДж для энергии E_1 =1,56 Дж и выросла до 4,2 мДж для E_2 = 2.1 Дж, как показано на Рисунке 3.14. При E_1 = 1,56 Дж пиковая мощность излучения была около 1 МВт. Максимальная пиковая мощность излучения возрастала до 1.4 МВт при E_2 = 2,1 Дж.

Следует отметить, что максимальный электрический КПД (относительно энергии запасенной в генераторе) в данных экспериментах составил η_0 = 0.2%. Полученный КПД азотного лазера близок к предельному значению КПД данного типа лазера [30, 31]. В смеси азота с NF₃ энергия излучения на λ =337 нм не превышала 0.5 мДж. При этом

также наблюдалась слабая генерация на первой положительной системе азота на переходе $B_3\Pi_g \to A_3\Sigma^+_u$ в ИК — области спектра. По этой причины расчеты лазерных параметров на данном переходе не проводились.

Дальнейшее увеличение энергии генерации было получено в тройной газовой смеси $\text{He-N}_2\text{-SF}_6$. Полученные результаты представлены на Рисунках 3.15--3.16. Как упоминалось ранее, добавки He могут повысить сопротивление плазмы и улучшить однородность разряда. Как результат, выходные лазерные параметры и пиковая мощность излучения росли с увеличением парциального давления He в активной газовой смеси до 400 мм рт.ст. Максимальная энергия лазерного излучения в активной газовой смеси $\text{He:N}_2\text{:SF}_6 = 400\text{:}330\text{:}60$ мм рт.ст. выросла на 15% по сравнению со смесью без He и составила Q = 4.8 мДж. Полученная энергия соответствует лазерному КПД $\eta_0 = 0.23\%$, что является предельным значением для электроразрядного лазера на молекулах азота [30, 31].

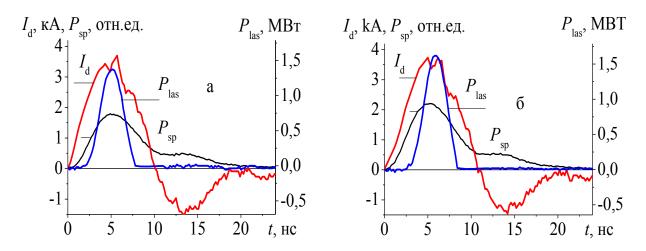


Рисунок 3.15 — Осциллограммы импульсов спонтанного излучения плазмы разряда $P_{\rm sp}$, тока разряда $I_{\rm d}$, импульса лазерного излучения на 337 нм $P_{\rm las}$ в активных газовых смесях N_2 : $SF_6=330$: 60 мм рт.ст. (а) и He: N_2 : $SF_6=400$: 330: 60 мм рт.ст. (б), $E_2=2,1$ Дж

Возникновение последовательных пиков лазерного излучения в течение нескольких полупериодов тока ОРИПЭЛ в промежутке является отличительной особенностью второго режима работы азотного лазера. Последовательные пики лазерного излучения могут быть получены в бинарной активной газовой смеси N_2 и SF_6 при суммарном давлении менее 100 мм рт.ст. или в тройной смеси $He-N_2-SF_6$.

Данный режим работы лазера при использовании резонатора из кварцевой пластинка и Al зеркала иллюстрирует Рисунок 3.17.

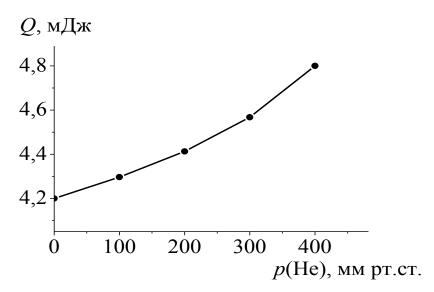


Рисунок 3.16 — зависимость энергии излучения азотного лазера на λ =337 нм от давления добавки Не в активную газовую смесь N_2 :SF₆=330:60 мм рт.ст.

Два или три последовательных пика лазерного излучения могут быть получены для разных переходов и соответственно разных длин волн: для λ =337 нм, переход (0-0) и для λ =357 нм, переход (0-1). Добавки 100–700 мм рт.ст. Не увеличили амплитуду первого пика в 2.5 раза, а амплитуды второго и третьего пика изменилась не значительно. В таком режиме работы максимальная энергия лазерного излучения составила около 2 мДж. При этом генерация на λ =357 нм в тройной смеси начиналась и заканчивалась на 2 нс позже чем на λ =337 нм (см. Рисунок 3.17, б). Это означает, что инверсия заселенностей на переходе (0-1) существует дольше, чем на переходе (0-0). Кроме того, из Рисунка 3.17 видно, что добавки гелия существенно увеличили мощность излучения на λ =357 нм.

Ранее импульсы с двумя пиками излучения наблюдались в продольных лазерах на чистом азоте из-за распространения волн ионизации в трубке в прямом и обратном направлении [169]. В случае поперечного возбуждения наличие нескольких пиков было следствием наличие пространственных и временных неоднородностей разряда [170]. Однако длительность лазерных импульсов в этих работах не превышала 10 нс. Два пика излучения общей длительностью до 30 нс ранее наблюдались в [104, 105], при

использовании двухконтурного генератора накачки, в конструкцию которого входили обострительная C_1 и накопительная C_0 емкости.

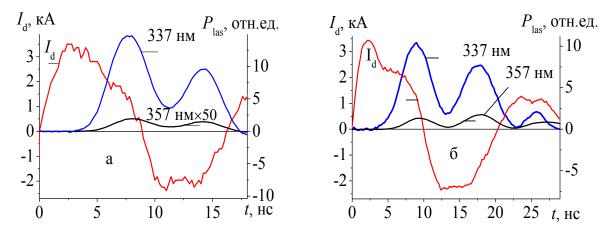


Рисунок 3.17 — Типичные формы импульсов тока ОРИПЭЛ и лазерного излучения на λ = 337 нм и 357 нм $P_{\rm las}$, полученные в активных газовых смесях N_2 :SF₆ = 50:12 мм рт.ст. (а) и He:N₂:SF₆ = 30:30:30 мм рт.ст. (б)

Из-за рассогласований волновых сопротивлений контура C_1 и сопротивления плазмы объемного разряда напряжение и ток на разрядном промежутке модулировались перезарядкой межу C_1 и C_0 . Амплитуда этих модуляций оказалась достаточной для периодического формирования инверсной населенности в активной среде лазера на переходе $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, за счет этого были получены два пика излучения в одном импульсе накачки.

Результаты численных расчетов, описывающих второй режим работы азотного лазера для E_2 =2.1 Дж, показаны на Рисунках 3.18–3.19. При возбуждении ОРИПЭЛ напряжение на разрядном промежутке остается достаточно высоким в течение нескольких полупериодов тока разряда, поскольку разряд остается однородным, а в его спектре наблюдаются только линии перехода $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ (см. Рисунки 3.11 и 3.12).

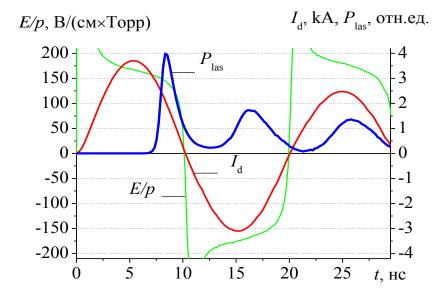


Рисунок 3.18 — Рассчитанные формы импульсов лазерного излучения на λ =337.1 нм $P_{\rm las}$, тока ОРИПЭЛ $I_{\rm d}$ и временная зависимость параметра E/p на лазерном промежутке в активной газовой смеси N_2 : SF_6 = 30 : 30 мм рт.ст.

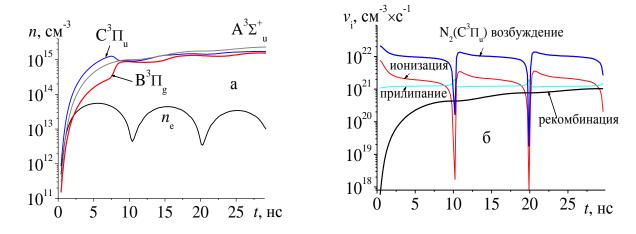


Рисунок 3.19 — Рассчитанные населенности уровней молекул азота, концентрации электронов (а) и скорости различных процессов в плазме диффузного разряда в зависимости от времени (б), активная газовая смесь N_2 : $SF_6 = 30$: 30 мм рт.ст.

Известно, что в спектре излучения объемного разряда в азоте преобладают линии второй положительной системы N_2 , а при контракции такого разряда в спектре излучения начинают доминировать широкий континуум и линии материала катода [171]. Этот факт показывает высокую стабильность ОРИПЭЛ в смесях азота с He и SF₆ в наших экспериментах, а продолжительность объемной стадии горения разряда данного типа превышает 40 нс. В расчетах ОРИПЭЛ считался однородным. Этот результат так же доказывает, что ОРИПЭЛ в смесях N_2 -SF₆-(He) сохраняет свою однородность в течение длительного времени.

Из Рисунка 3.18 можно определить активное сопротивление плазмы диффузного разряда $R_{\rm d}$. Данная величина вблизи максимумов тока лежит в переделах $R_{\rm d}$ =5–8 Ом и за 1–1,5 нс до момента смены направления протекания тока через лазерный промежуток возрастает до $R_{\rm d}\approx 25$ Ом. При меньших временах до момента переполяривания тока расчетная величина $R_{\rm d}$ будет не корректной из-за деления напряжения на промежутке на величину, близкую к 0. Таким образом, в режиме генерации нескольких пиков излучения отношение величины $R_{\rm d}$ к волновому сопротивлению контура генератора накачки (ρ = 64 Ом) в течение большей части каждого полупериода тока разряда лежит в пределах 0,12–0,4 раз.

Расчеты показывают, что прилипание электронов к молекулам SF_6 приводит к увеличению параметра E/p в плазме ОРИПЭЛ. Кроме того, высокая скорость прилипания электронов приводит к быстрому снижению плотности электронов и, как следствие, к быстрому восстановлению сопротивления разряда при падении разрядного тока до нуля. В результате необходимое значение параметра электрического поля E/p, превышающее пороговое значение 100 В/(см× мм рт.ст.), поддерживается на разрядном промежутке в течение нескольких полупериодов тока разряда. В результате высокой скорости возбуждения верхнего лазерного уровня в течение длительного времени поддерживается инверсия населенностей на переходе $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, что приводит к появлению последовательных лазерных импульсов.

Очень интересный результат был получен в тройных активных смесях при увеличении добротности оптического резонатора лазера. В ходе экспериментов было установлено, что добавление гелия в бинарную смесь N_2 - SF_6 дает возможность не только перераспределять мощность и энергию излучения в отдельных пиках, но и изменять спектр лазерного излучения. На Рисунке 3.20 показана эволюция формы импульса лазерного излучения при добавлении гелия в двойную смесь. Добавка гелия увеличило амплитуду второго пика в 4 раза, амплитуда же первого увеличилась незначительно, а амплитуда третьего немного уменьшилась.

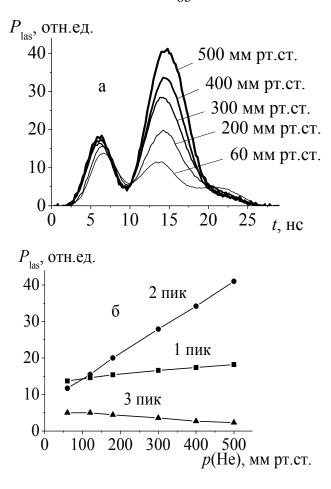


Рисунок 3.20 — Формы лазерных импульсов в активной газовой смеси N_2 :SF₆=30:30 мм рт.ст. и при различном давлении добавки He (a) и амплитуды трех пиков лазерного излучения в зависимости от давления He в смеси N_2 :SF₆=30:30 мм рт.ст. (б) при использовании выходного зеркала с коэффициентом отражения на λ =337 нм и 357 нм R=70%

Импульсы лазерного излучения, полученные в тройной смеси, представлены на Рисунке 3.21. В интегральном импульсе лазерного излучения наблюдается два или три пика. Первому пику соответствует излучение на длине волны λ =337 нм, а второму и третьему - на длине волны λ =357 нм. Сильное излучение на длине волны λ =357 нм обычно наблюдалось в смесях с содержанием SF₆ более 50% из-за роста температуры электронов и повышении мощности накачки [154, 172].

При возбуждении ОРИПЭЛ генерация на лазерном переходе (0-1) на λ =357 нм начинается после генерация на переходе (0-0) на λ =337 нм. Как видно из Рисунка 3.21, инверсия населенностей на переходе (0-1) поддерживается несколько полупериодов тока разряда. Из полученных результатов можно сделать вывод, что добавки Не

увеличивают скорость разгрузки состояния B (v=1). Это дает возможность получить генерацию на λ =357 нм с большой пиковой мощностью и увеличивает общую длительность лазерного импульса.

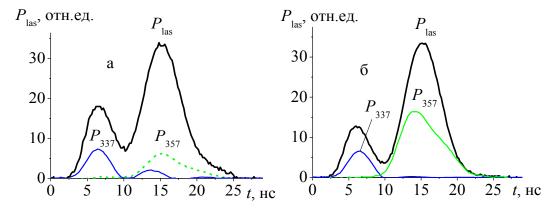


Рисунок 3.21 — Интегральные импульсы лазерного излучения P_{las} и лазерные импульсы на λ =337 нм P_{337} и λ =357 нм P_{357} в активных газовых смесях He:N₂:SF₆=300:30:30 Торр (а) и He:N₂:SF₆=500:30:30 мм рт.ст. (б), полученные при коэффициенте отражения выходного зеркала R=70%.

Выводы к Главе 3

Проведено экспериментальное и численное исследование работы УФ азотного лазера с накачкой объемным разрядом, инициируемым пучком электронов лавин, сформированным в зазоре из двух длинных лезвийных электродов. Показано, что импульсы высокого напряжения с амплитудой до 300 кВ и наносекундным передним фронтом позволяют формировать и поддерживать в течение продолжительного времени однородные диффузные разряды в смесях азота и элегаза.

Показано, что в бинарных активных газовых смесях SF_6 - N_2 достигается электрический КПД азотного лазера, близкий к $\eta_0=0.2\%$. Показано, что добавки Не в бинарную смесь SF_6 - N_2 позволяют повысить КПД. В тройной смеси He- SF_6 - N_2 достигается предельный электрический КПД для азотного лазера $\eta_0=0.23\%$.

Реализован новый режим работы азотного лазера с двумя или тремя пиками в течение нескольких колебаний разрядного тока в смесях SF_6 - N_2 и He- SF_6 - N_2 при давлении активной газовой смеси менее 100 мм рт.ст. Показано, что добавки гелия в бинарную смесь SF_6 - N_2 изменяют распределение энергии и спектр лазерного излучения в отдельных пиках. При этом генерация в первом пике наблюдается на λ =337 нм, а во втором и третьем пиках - на λ =357 нм.

Глава 4 Нецепные HF(DF) – лазеры с накачкой ОРИПЭЛ

Неравновесное распределение энергии по рабочим уровням при протекании химических реакций создает инверсную заселенность в химических лазерах непосредственно в лазерной камере (реакторе) [173, 174]. В результате ряда экзотермических цепных химических реакций выделяется значительная энергия на единицу массы прореагировавшего вещества, которая затем преобразуется в излучение химического лазера. Это обеспечивает достаточно высокие КПД химических лазеров, что вызывает большой практический интерес к данному типу лазеров. Колебательные степени свободы молекулы лучше всего аккумулируют энергию, выделяющуюся в процессе химической реакции. Поэтому в большинстве химических используются переходы между колебательными уровнями ряда молекул. Попытки создать химические лазеры на электронных переходах молекул в видимом и УФ диапазонах успеха пока не имели.

К настоящему время запущено большое количество химических лазеров, которые работают в ближней ИК области спектра, наиболее мощными из химических лазеров являются лазеры на молекулах НГ (DF). Это обусловлено высокой энергией экзотермических реакций, достигающей в активной газовой смеси водорода и фтора 540 кДж/моль [173, 174].

Для различных приложений лазеров, в том числе и химических HF(DF) – лазеров, требуются не только высокие энергетические характеристики в режиме однократных импульсов, и при работе в частотном режиме, но и безопасность и удобство практического применения. Этим условиям достаточно хорошо удовлетворяют нецепные химические лазеры на смеси водорода (дейтерия) или их соединений с различными фторсодержащих молекулами.

Первый нецепной HF(DF) химический лазер был запущен в 1967 году при использовании фотолитической накачки смесей UF₆ или XeF₄ с H₂ или D₂ [175]. Затем лазерное излучение было получена в активных газовых смесях различного состава. Например, в HF – лазере, рабочий диапазон которого лежит в интервале длин волн $\lambda \sim 2,8-3,2$ мкм, в качестве доноров водорода использовались H₂, CH₄, C₂H₆ и др., а в качестве доноров фтора F₂, SF₆, XeF₄, NF₃, MoF₆ и др. Подобные смеси фторсодержащих молекул с дейтерием или соединениями дейтерия с углеродом использовались для получения генерации на молекулах DF. Рабочий диапазон DF лазера лежит в интервале

длин волн $\lambda \sim 3.8-4.2$ мкм.

В дальнейшем было показано, при использовании для инициирования химических реакций в смесях SF_6 с водородом, дейтерием и другим молекулами объемного самостоятельного разряда достигается мощная эффективная генерацию на молекулах HD и DF. Первые нецепные электроразрядные HF(DF) - лазеры с были запущены в 1970 г [176–177]. Химические лазеры с электроразрядным инициированием интенсивно исследовались в конце XX века [178 — 184], и данные исследования продолжаются в настоящее время [185–187]. При этом энергия излучения HF(DF) лазеров в импульсе достигает сотен Дж, средняя мощность излучения превышает 1 кВт. Для подробного ознакомления с исследованиями параметров самостоятельного разряда и лазерной генерации в смесях SF_6 с $H_2(D_2)$ и C_2H_6 см. [37], Главы 23–32 на сс.173–278 и ссылки в этих Главах. Продолжающийся интерес к исследованиям нецепных химических лазеров связан с рядом их научных практических применений [188, 189].

4.1 Основные сведения о нецепных HF(DF) - лазерах

В нецепном химическом электроразрядном лазере на смесях элегаза с водородом и дейтерием инверсию населенностей можно получить только на P ветви молекул HF(DF), в результате так называемых «холодных» химических реакций:

$$F + H_2 \rightarrow HF^*(\nu \le 3) + H + 132 кДж/моль$$
 (4.1)

$$F + D_2 \rightarrow DF^*(\nu \le 4) + D + 128 кДж/моль,$$
 (4.2)

в ходе которых формируются возбужденные молекулы HF*(v) и DF*(v) с колебательным квантовым числом v до 3 (HF-лазер) и v =4 (DF-лазер) [173, 174]. Переходы P-ветви записываются следующим образом: $P_v(j) \rightarrow P_{v-1}(j+1)$, где v и j – колебательные и вращательные квантовые числа, соответственно.

При инициировании нецепного лазера электронным пучком одновременное возможно протекание «горячих» реакций с участием атомов водорода (дейтерия), которые накапливаются в активной газовой смеси в процессе реакций (4.1) и (4.2):

$$F_2 + H \to HF^*(\nu \le 8) + F + 409 кДж/моль$$
 (4.3)

$$F_2 + D \to DF^*(\nu \le 10) + F + 415 кДж/моль,$$
 (4.4)

что может расширить спектр генерации лазера за счет появления P_v линий с v до 8–10 [173, 174, 190, 191]. Атомы и молекулы фтора образуются в результате их отрыва от

молекул SF₆ в активной газовой смеси. При этом наибольшая доля химической энергии, выделяющейся в реакциях (4.1) и (4.2), идет на заселение колебательных уровней молекул DF*(ν) с ν =3 (P_3 линии), и молекул HF*(ν) с ν =2 (P_2 линии), где ν - колебательное квантовое число. Соответственно, максимальная энергия в нецепных электроразрядных DF - лазерах обычно излучается на P_3 линиях, а в электроразрядных HF - лазерах - на P_2 линиях [173, 174], при этом в спектре электроразрядных нецепных лазеров линии с уровней с ν >4 не наблюдаются [173, 174, 192].

Оптимальные условия накачки поперечным самостоятельным разрядом нецепных химических лазеров определены в [33, 34]. Максимальные КПД излучения на молекулах HF(DF) реализуются при использовании профилированных электродов, подсветке активной газовой смеси в разрядном промежутке, длительности импульса накачки не более ~100 нс и удельном энерговкладе $E_{yz} = 30 - 70$ Дж/л. В данных условиях легко формируется устойчивый объемный разряд в активных газовых смесях элегаза с водородом и дейтерием, что и обеспечивает максимальную эффективность работы HF и DF — лазеров. Оптимальное соотношение элегаза и $H_2(D_2)$ обычно составляет SF_6 : $H_2(D_2) = 8 : 1$. Предельный внутренний КПД HF—лазера при этом составляет $\eta_{int} = 10\%$, DF - лазер за счет меньшей энергии кванта имеет КПД примерно на 30% меньше, чем у HF - лазера [173, 174].

Следует отметить интересную особенность разрядов в активных газовых смесях нецепных химических лазеров. В больших разрядных промежутках порядка 10 см объемный разряд в смесях SF₆ с H₂, D₂ и углеводородами удается формировать без предыонизации [187, 193, 194]. Однако при уменьшении промежутка до порядка 1 см для получения максимальных эффективностей лазерного излучения в смесях с SF₆, как и в других лазерах с накачкой поперечным объемным разрядом, необходимо использовать подсветку, профилированные электроды, импульсы накачки с определенными параметрами из-за быстрого перехода разряда в канальную стадию. Поэтому для получения максимальной эффективной генерации наиболее оптимально использовать короткие (~20 нс) импульсы накачки [179]. В этой работе был получен максимальный электрический КПД нецепного электроразрядного HF - лазера в смесях элегаза с водородом при накачке коротким (20 нс) импульсом от полосковой линии, который составил $\eta_0 \approx 6,3\%$. Но при этом полученная полная Q и удельная Q_{yg} энергия генерации были небольшие: Q = 0,14 Дж и $Q_{yg} = 0,7$ Дж/л, соответственно. Попытки увеличения

длительности импульса возбуждения в данной работе привели к резкому падению КПД из-за контрагирования разряда. Близкие значения η_0 были получены и в [33, 34] при удельной энергии лазерного излучения $Q_{\rm vg} = 5 - 7$ Дж/л.

В данной Главе рассмотрена возможность получения высоких КПД нецепных лазеров при использовании для инициирования химических реакций объемных диффузных разрядов.

4.2 Диффузный разряд в смесях SF_6 с H_2 , D_2 и C_2H_6

Электроотрицательный газ SF_6 широко используется в электрофизических установках в качестве газовой изоляции [195]. Это обусловлено его высокой электрической прочностью, которая существенно превышает электрическую прочность азота и воздуха. Объемный самостоятельный разряд в SF_6 с небольшими (менее 15%) различных газов применяется для различных технологических приложений, в частности, в микроэлектронике для травлении полупроводниковых материалов [196, 197].

Как отмечалось выше, объёмный разряд в смесях SF_6 с H_2 , D_2 и C_2H_6 широко используется для накачки нецепных химических лазеров на молекулах HF(DF). При этом в больших промежутках (≈ 10 см) объемный разряд в смесях SF_6 с H_2 , D_2 , C_2H_6 легко формируется без подсветки, только за счет создании на поверхности катода большого количества микронеодородностей. Однако при уменьшении промежутка до порядка 1 см разряд становится неустойчивым и через сравнительно короткое время переходит в канальную стадию.

В наших экспериментах диффузный разряд был исследован в элегазе и его смесях с водородом, дейтерием, этаном и азотом при давлениях от 150 мм рт.ст. до 2 атм при отрицательной полярности импульса напряжения [198]. Наиболее легко диффузный разряд формировался при давлении SF_6 без добавок других газов не более 400 мм рт.ст.. При больших давлениях в промежутке наблюдался диффузный разряд с искровыми каналами, интенсивность которых увеличивалась при увеличении давления SF_6 . Добавки других газов, таких как H_2 , D_2 , C_2H_6 (15% и менее), не оказывали значительного влияния на характеристики диффузного разряда и удельный энерговклад в плазму такого разряда.

Характерные осциллограммы напряжения на промежутке, тока разряда, спонтанного излучения плазмы разряда в диапазоне 200-600 нм и вкладываемой

мощности в разрядную плазму при давлении SF_6 , равном 300 мм рт.ст. приведены на Рисунке 4.1. Вид осциллограмм не зависел от типа разряда (диффузный или диффузный с искровыми каналами). При данном давлении SF_6 завершенный искровой канал, перемыкающий промежуток, образуется уже к концу импульса тока, когда основная энергия была уже вложена в плазму диффузного разряда.

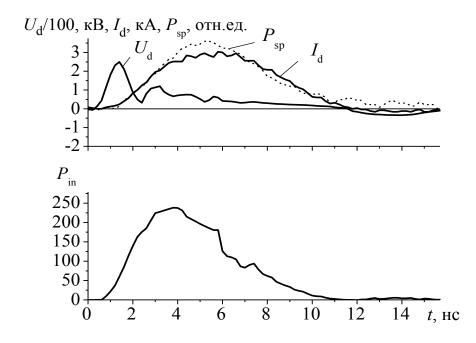


Рисунок 4.1 — Осциллограммы импульсов тока $I_{\rm d}$, напряжения на лезвийных электродах $U_{\rm d}$, спонтанного излучения $P_{\rm sp}$ и расчетная мощность энерговклада в плазму разряда $P_{\rm in}$ в SF₆ при давлении 300 мм рт.ст.

Напряжение на промежутке возрастает за ≈ 1 нс до величины около 250 кВ. Затем напряжение за $\approx 1,5$ нс спадает до квазистационарного значения, величина которого близка к критическому для пробоя SF₆ значению 89 кВ/(см×атм) [195]. Длительность импульса тока составляет 10 нс при пиковой электрической мощности, вкладываемой в плазму разряда, более 200 МВт. Импульс спонтанного излучения также длится около 10 нс и по форме повторяет импульс разрядного тока. Расчет по осциллограммам тока и напряжения вложенной энергии $E_{\rm in}$ дает значение $E_{\rm in}=1$ Дж. При активном объеме разряда 20 см³ данный энерговклад соответствует удельной энергии, вложенной в плазму разряда $E_{\rm уд}$ =50 Дж/л, что попадает в диапазон оптимальной энергии накачки нецепных HF(DF) лазеров [33, 34].

Диффузный разряд в системе лезвийных электродов, подобно объёмному разряду

в нецепных химических лазерах [33, 199] с профилированными электродами, может прекращаться до полной разрядки емкости генератора. В этом случае возможен повторный пробой промежутка, который является искровым. Характерные осциллограммы импульсов тока и свечения в промежутке в таком режиме показаны на Рисунке 4.2.

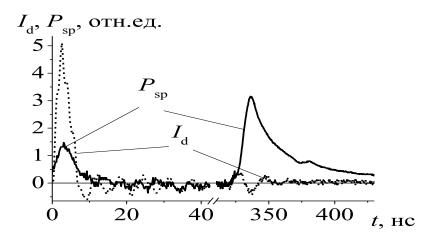


Рисунок 4.2 — Осциллограммы импульсов тока $I_{\rm d}$ и спонтанного излучения разряда $P_{\rm sp}$ в промежутке между лезвийными электродами в SF₆ при давлении 240 мм рт.ст.

Для повторного искрового пробоя характерен колебательный режим тока разряда и резкий рост интенсивности излучения в видимой области спектра. Длительности импульса свечения в разрядном промежутке при этом также возрастает. Время повторного пробоя подобно [34, 199, 200] сокращается с ростом давления SF₆.

На Рисунке 4.3 приведена фотография свечения диффузного разряда в SF₆. Диффузное свечение в промежутке имеет малую интенсивность. Более заметны многочисленные яркие катодные и анодные пятна и искровые лидеры. Однако длина искровых лидеров при давлении 300 мм рт.ст. занимает не более 20% длины промежутка. При повышении давления до 375 мм рт.ст. ток разряда снижался, а его однородность улучшалась. Поэтому свечение промежутка становится менее интенсивным, также ослабевало свечение анодных пятен и, уменьшалась длина искровых лидеров.

Подобный вид разряда наблюдается при данном уровне вложенной в газ энергии и в разрядных промежутках типичных нецепных химических лазеров с профилированными электродами и применением дополнительной системы предыонизации, см. Рисунок 4.3, б, [201]. В работе [201] давление смеси составляло 36 мм рт.ст., поскольку амплитуда импульсов напряжения от генератора накачки не

превышала 40 кВ. Аналогично разряду между лезвийными электродами видны яркие катодные пятна, а свечение в разрядном промежутке по интенсивности заметно слабее интенсивности излучения катодных пятен.

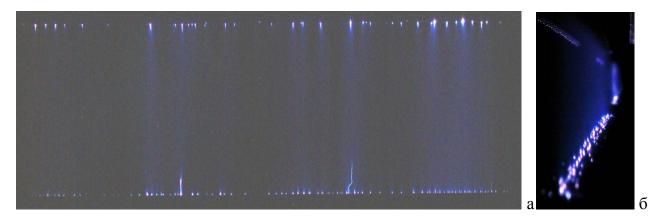


Рисунок 4.3 — Фотография диффузного разряда в SF_6 между лезвийными электродами при давлении 300 мм рт.ст. (а) и в смеси нецепного лазера SF_6 : H_2 =32:4 мм рт.ст. между профилированными электродами с зазором 4 см и подсветкой (б)

На Рисунке 4.4 показан спектр свечения диффузного разряда в SF_6 между лезвийными электродами. Поскольку свечение в промежутке достаточно слабое, чтобы зафиксировать спектр, необходимо было делать несколько импульсов. В полученном

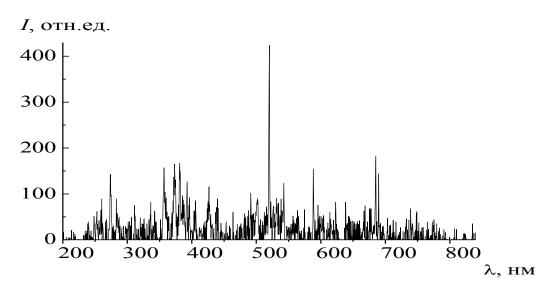


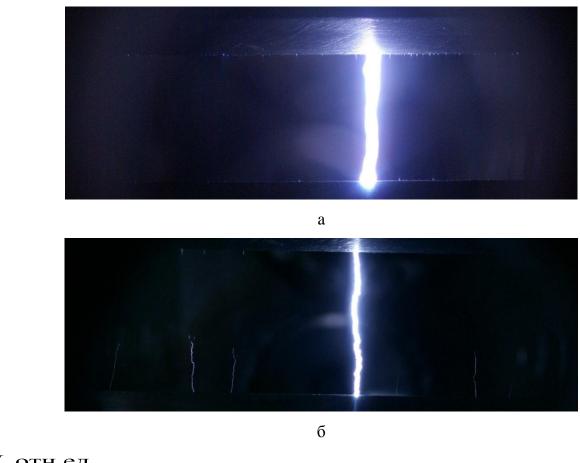
Рисунок 4.4 – Спектр свечения диффузного разряда в SF₆, полученный за 5 импульсов при давлении элегаза 300 мм рт.ст.

спектре можно выделить слабые линии на С-В переходе молекулярного азота (λ =

337 и 357 нм) и линии атомарного фтора в области 640–780 нм, который образуется в плазме разряда в процессах диссоциации SF_6 . Наиболее интенсивной в спектре является линия атомарного азота на $\lambda = 520,2$ нм. Линии молекулярного и атомарного азота обусловлены наличием малой примеси азота в элегазе. Похожие линейчатые спектры наблюдались в [202] при исследовании свечения головок стримера и стримерных каналов в элегазе в геометрии острие-плоскость. При этом после замыкании промежутка каналом и росте тока проводимости в промежутке в излучении разряда появлялись участки сплошного спектра (континуумы).

В излучении диффузного разряда также наблюдались слабо выраженные участки сплошного спектра в областях длин волн около 270, 350–380 и 500–550 нм. Области сплошного спектра в УФ областях на близких длинах волн были обнаружены в спектре SF₆ при возбуждении пучками электронов с энергией 25–200 эВ [203, 204]. Их появление связывалось с излучением возбужденных фрагментов молекул SF₆ после отрыва одного или нескольких атомов фтора при столкновении с электронами. Можно предположить, что участки спектра на $\lambda = 250-310$, 350-380 и 500-550 нм в наших экспериментах также связаны с излучением фрагментов SF_x , x=1-5, которые возникают при диссоциации SF₆ быстрыми и убегающими электронами, которые появляются при формировании диффузного промежутках разряда в резко неоднородным электрическим полем (см. п. 1.3 Главы 1).

На Рисунке 4.5 приведены фотографии контрагированного разряда в элегазе и его обзорный спектр. Искровой пробой при давлении 300 мм рт.ст. возникал при уменьшении напряжения пробоя обострительного разрядника в генераторе РАДАН-220 и увеличении времени задержки пробоя. Свечение искрового канала в промежутке существенно интенсивнее свечения диффузного разряда. Для съемки спектра было достаточно одного импульса. В отличие от диффузного разряда в спектре появляется интенсивный континуум в области длин волн $\lambda = 220-700$ нм. Также видны УФ полосы второй положительной системы азота ($\lambda = 337$ и 357 нм), наличие которых подтверждает формирование на первом этапе диффузного разряда, который затем контрагирируется. В красной области интенсивность многочисленных линий атомарного фтора по сравнению с диффузным разрядом заметно возросла. Характерные континуумы в спектре контрагированного разряда наблюдались в геометрии острие-плоскость при зажигании разряда от генератора РАДАН-220 [205], в спектрах частичных пробоев в элегазе высокого давления [206] и в спектре отрицательной короны в SF_6 [207].



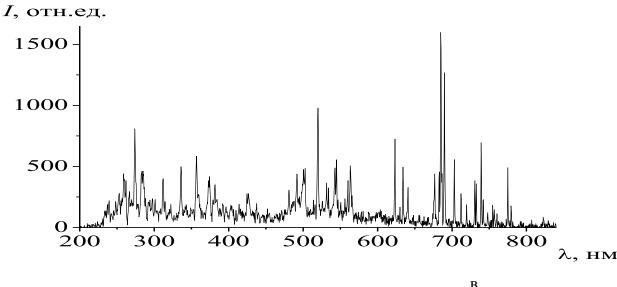


Рисунок 4.5 — Фотография контрагированного разряда в SF₆ при давлении 750 мм рт.ст. (а) и 300 мм рт.ст. (б) и его обзорный спектр излучения (в)

Однако в [205] в спектре диффузного разряда в геометрии острие-плоскость интенсивность полосы второй положительной системы азота в УФ области была значительно выше, чем в диффузном разряде между лезвийными электродами (см. Рисунок 4.4.). Это можно объяснить большей концентрацией примеси азота в данной

работе. В наших экспериментах интенсивность излучения второй положительной системы азота при добавках азота к элегазу также возрастала.

При увеличении давления SF_6 существенно возрастала вероятность искрового пробоя промежутка. В ряде импульсов, особенно при повышении давления, наряду с искровыми пробоями наблюдаются многочисленный незавершенные нитевидные каналы (искровые лидеры), которые привязаны к катодным и (или) анодным пятнам и развиваются от них вглубь промежутка, см. Рисунок 4.5, б.

Число незавершенный искровых лидеров, прорастающих в промежуток из пятен на лезвийных электродах, и их длина росли при увеличении давления. Как правило, длина искровых лидеров, растущих с анода, была больше длины искровых лидеров, образовавшихся на катоде. Можно оценить среднюю скорость развития искрового лидера. При полном замыкании промежутка величиной $1.8\,$ см и длительности импульса тока $10\,$ нс данная величина составит $1.8\times10^8\,$ см/с. Отметим, что в ряде импульсов при высоких давлениях SF_6 в контрагированном разряде наблюдался вынос частиц материала электродов из точки привязки искры к катоду. Это приводило, как показано на Рисунке 4.6, к появлению ярких линейных треков свечения, направление которых менялось от импульса к импульсу.



Рисунок 4.6 – Отрыв материала катода из катодного пятна в контрагированном разряде в SF_6 при давлении 0.5 атм

Проведенные эксперименты показали возможность формирования объемных диффузных разрядов с предыонизацией убегающими электронами между протяженными электродами с малым радиусом кривизны длиной 30 см. На основе

полученных данных были созданы эффективные нецепные электроразрядные лазеры на молекулах HF и DF, параметры которых приведены в следующем разделе настоящей работы.

4.3 Эффективные нецепные HF(DF) - лазеры с накачкой ОРИПЭЛ

В наших экспериментах было обнаружено, что объемный диффузный разряд в активных газовых смесях на основе элегаза легко формируется в электродных системах с неоднородным электрическим полем. Измеренные в [208] токи пучка убегающих электронов в чистом элегазе при давлении 2 атм. составляли около ~1 мА и заметно росли при уменьшении давления газа, что, по-видимому, достаточно для объемной предыонизации активной газовой смеси в промежутке при подаче импульсов напряжения с амплитудой > 200 кВ. Мы считаем, что в условиях нашего эксперимента активная газовая смесь в промежутке эффективно ионизуется быстрыми электронами с энергией в несколько сотен эВ. В данном диапазоне энергий сечение ионизации молекул близи к максимуму [42].

В последующих экспериментах была показана возможность получать высокие КПД генерации нецепных НF- и DF-лазеров при возбуждении диффузным разрядом, формируемым убегающими электронами [209–211].

Первые эксперименты были проведены при энергии, запасенной в генераторе РАДАН-220 E_1 = 1,56 Дж. На Рисунке 4.7 показаны характерные осциллограммы тока ОРИПЭЛ, напряжения на лазерном промежутке, расчетная мощность накачки, а также зависимость энергии излучения HF- и DF- лазеров от давления активной газовой смеси. В качестве резонатора в основной части экспериментов использовались зеркало с Al покрытием и пластинка из CaF_2 .

Как и в случае чистого SF_6 напряжение на промежутке возрастало за время около 1 нс, а затем быстро спадало да квазистационарного значения, равного 89 кВ/(см×атм.) [33, 34, 183]. Пиковая мощность накачки составила 150 МВт. При оптимальном давлении активной газовой смеси 270 мм рт.ст. максимальная энергия излучения на молекулах HF составила Q=70 мДж, а на молекулах DF – Q=30 мДж. Рассчитанная по осциллограммам тока и напряжения вложенная в активную среду энергия составила 0,7 Дж. Таким образом, уже в первых экспериментах был достигнут предельный внутренний КПД нецепного электоразрядного HF-лазера, равный η_{int} =10%.

Увеличение энергии, запасенной в линии генератора РАДАН-220, привело к пропорциональному росту энергии излучения электоразрядных нецепных лазеров. Характеристики HF(DF)-лазеров, полученные при E_2 =2.1 Дж, приведены на Рисунках 4.8–4.9. Максимальная энергия излучения на молекулах HF получена в смесях с водородом при минимальной добротности оптического резонатора и составила Q=110 мДж пиковой мощности излучения более 1 МВт. Энергия излучения

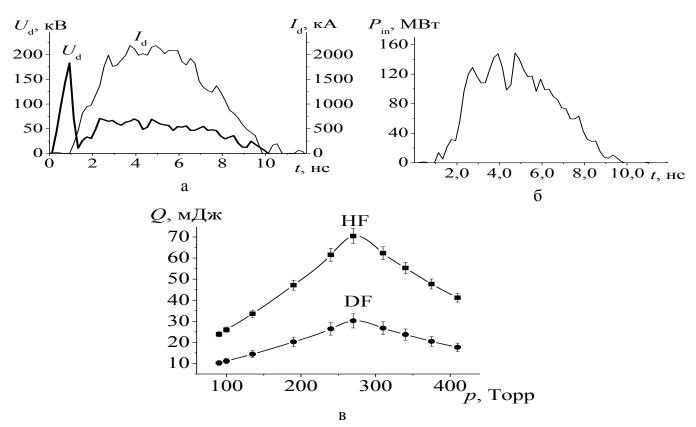


Рисунок 4.7 — Осциллограммы импульсов напряжения на лазерном промежутке $U_{\rm d}$, тока $I_{\rm d}$ (a), расчетная мощность энерговклада в плазму разряда $P_{\rm in}$ (б), а также зависимость энергии излучения HF- и DF- лазеров Q от давления активной газовой смеси SF₆: $H_2(D_2)$ = 8 : 1 (в). E_1 =1.56 Дж, в качестве выходного зеркала используется пластинка из CaF_2

в активных газовых смесях с этаном была меньше примерно на 10%. Это можно объяснить следующим образом. Как было показано выше, объемный разряд в смесях элегаза с углеводородами и угледейтеридами более устойчив, а энергия генерации

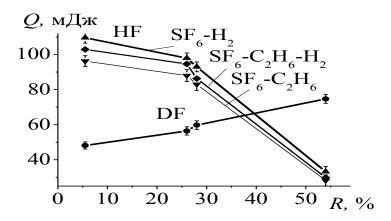


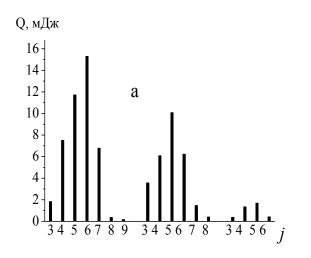
Рисунок 4.9 — Зависимости энергии генерации HF (DF) - лазеров в смесях элегаза с H_2 , D_2 , C_2H_6 , H_2 - C_2H_6 от коэффициента отражения выходного зеркала R

менее чувствительна к появлению каналов в активном объеме [181, 183, 184, 187, 193]. Однако в смесях с углеводородами растут столкновительные потери возбужденных молекул $\mathrm{HF}^*(\nu)$ [181] и падает скорость наработки атомарного фтора в активном объеме лазера [200], что снижает энергию генерации лазера. Поэтому, если в лазерном промежутке сформирован объемный разряд, максимальная эффективность работы нецепных лазеров будет достигаться в смесях с H_2 или D_2 [33, 34, 179]. Энергия излучения на молекулах DF возрастала с увеличением коэффициента отражения выходного зеркала и достигала Q=75 мДж. Это связано с меньшим коэффициентом усиления в активной среде DF лазера [212] из-за большего числа лазерных линий излучения в спектре его генерации, что требует использования резонатора с большей добротностью.

Длительность импульса тока ОРИПЭЛ при увеличении запасенной энергии возросла до 12 нс, за это время в активную среду вкладывалась энергия $E_{\rm в.r}=1.1$ Дж, а пиковая мощность накачки достигала 250 МВт при пиковой мощности излучения более 1 МВт (см. Рисунок 4.8, а). Как и в случае оптимальных режимов накачки поперечным самостоятельным объемным разрядом [33, 34] интегральный импульс излучения нецепных лазеров с возбуждением ОРИПЭЛ имел один пик (см. Рисунок 4.8,. б), Легко видеть, что внутренний (относительно вложенной в плазму разряда энергии) КПД генерации на молекулах НF составляет $\eta_{\rm int}=10\%$, что соответствует предельному значению КПД для лазеров этого типа [33, 34]. Полученный КПД генерации DF лазера ($\eta_{\rm int}=6.8\%$) также близок к предельному для DF-лазера значению $\eta_{\rm int}\approx7\%$ [34].

Апертура пятна генерации была равна 4 мм, откуда легко рассчитать активный объем $V = 20 \text{ cm}^3$. Соответственно, удельная энергия накачки, полученная в эксперименте, $E_{yz}=55 \text{ Дж/л}$ и попадает в диапазон оптимальных значений энерговклада для электроразрядных нецепных лазеров, полученный в [33, 34].

На рисунке 4.10. приведены интегральные спектры излучения HF и DF лазеров. Спектр излучения HF лазера включает 17 линий переходов с $v \le 3$, распределение



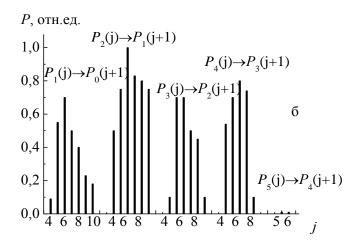


Рисунок 4.10 — Распределение энергии (а) и пиковой мощности излучения по отдельным линиям в HF-лазере (а) и DF-лазере (б), накачка ОРИПЭЛ, смесь SF_6 : $H_2(D_2)$ =240:30 мм рт.ст., E_1 =1,56 Дж, в качестве выходного зеркала используется пластинка из CaF_2 (а) и Ge (б)

энергии по полосам $P_1: P_2: P_3=11:7:1$, т.е., как и в случае эффективных режимов накачки самостоятельным разрядом [33, 34], максимальная энергия на молекулах HF излучается на P_1 линиях. В спектре DF-лазера наблюдались 26 линий, наиболее интенсивными были P_2 линии.

Как отмечалось выше, обычно максимум энергии в нецепных лазерах излучается на P_2 переходах в HF — лазере, поскольку молекулы HF $^*(v)$, возникающие в реакции (4.1), распределены по колебательным уровням как (v=1): (v=2) : (v=3) = 0,3 : 1,0 : 0,55 [173, 174, 213] и P_3 линиях в DF-лазере [173, 174, 213]. Перераспределение энергии происходит благодаря появлению в спектре генерации нецепных лазеров интенсивных каскадных переходов, когда нижний уровень одного перехода является верхним уровнем следующего перехода. Пример каскадных переходов в спектре излучения HF лазера приведен на Рисунке 4.11. При этом в наших экспериментах до 90% энергии HF

лазера могло излучаться в каскадных переходах. Каскадные переходы в спектре DF - лазера показаны на Рисунке 4.12. Распределение энергии по линиям этих каскадов составило $P_4(3):P_3(5):P_2(6):P_1(7)=1:4:10:15$ и $P_4(5):P_3(6):P_2(7):P_1(8)=0,5:1,2:2:0,9$.

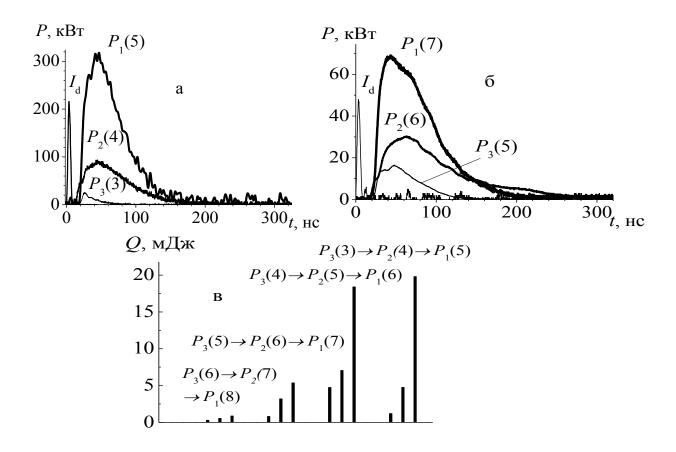


Рисунок 4.11 — Распределение мощности (а, б) и энергии (в) излучения по линиям каскадных переходов P — ветви в спектре излучения НF лазера с накачкой ОРИПЭЛ. Смесь SF_6 : $H_2 = 240$: 30 мм рт.ст., E_1 =1,56 Дж. I_d — ток ОРИПЭЛ

Наличие многочисленных интенсивных каскадов свидетельствует о высокой однородности активной среды нецепных лазеров, формируемой в ОРИПЭЛ. Как известно, в случае контрагированного разряда каскадные переходы исчезают, а импульс излучения приобретает ярко выраженную пичковую структуру, связанную с существенным разбросом времени начала генерации на отдельных линиях [181]. Это связано с тем, что при развитии неоднородностей объемного разряда уменьшается эффективная активная длина лазера, что и ведет к увеличению времени появления импульсов генерации на отдельных линиях. Подобная пичковая структура лазерного

импульса на молекулах НF обычно наблюдается при развитии контракции разряда, а количество лазерных линий при этом обычно сокращается [178, 181].

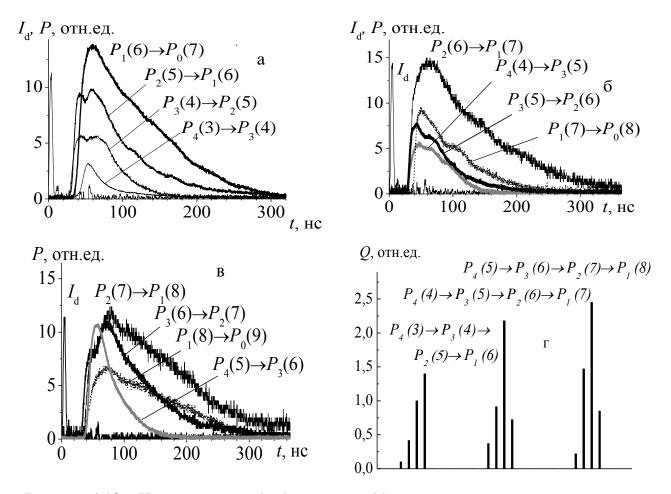


Рисунок 4.12 — Интенсивности (а-в) и энергия (г) на отдельных линиях в каскадных переходах DF лазера с накачкой ОРИПЭЛ. Смесь $SF_6:D_2=240:30$ мм рт.ст., используется выходное зеркало с R=54%, $E_1=1.56$ Дж, I_d -ток ОРИПЭЛ

Каскадные переходы увеличивают эффективность извлечения энергии из активной среды нецепного химического лазера, поскольку одна возбужденная молекула $\mathrm{HF}^*(\mathit{v}\leq 3)$ или $\mathrm{DF}^*(\mathit{v}\leq 4)$ может произвести до 3–4 фотонов. Кроме того, за счет мощного импульса накачки генерация на отдельных линиях начиналась через 15–20 нс после формирования ОРИПЭЛ в промежутке с разбросов около 5 нс (см. Рисунки 4.11.–4.12.). Это снижает потери энергии излучения при достижении порога генерации. Данные факторы обеспечивают предельный КПД нецепных лазеров с накачкой ОРИПЭЛ.

При максимальных добротностях резонатора за счет высокой мощности накачки и однородности плазмы ОРИПЭЛ в спектре генерации HF и DF лазеров зарегистрированы

слабые линии на полосах P_4 и P_5 с v=4 и v=5, соответственно (см. Рисунок 4.10.). Пример генерации с уровней, заселяемых в «горячей» реакции (4.4.), приведен на Рисунке 4.13. Импульсы излучения на данных линиях, подобно [214], начинались через \approx 75 нс после начала тока разряда, а их интенсивность была на два-три порядка ниже интенсивности остальных линий. Большое время запаздывания появления генерации на этих линиях связано с необходимостью наработки достаточной концентрации атомов водорода (дейтерия) в активной среде лазера в реакциях (4.1.) и (4.2.).

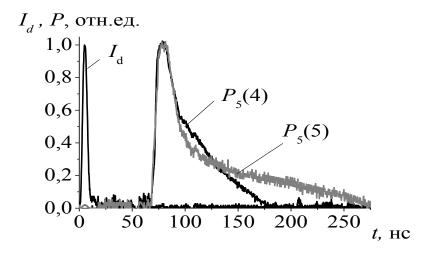


Рисунок 4.13 — Осциллограммы импульсов тока разряда $I_{\rm d}$ и генерации на линиях $P_5(4)$ и $P_5(5)$ молекулы DF при накачкой ОРИПЭЛ. Смесь SF₆:D₂=240:30 мм рт.ст. В качестве выходного зеркала резонатора использована пластинка из германия. E_1 =1.56 Дж

Возбужденные молекулы HF(DF) с колебательным квантовым числом v>3 (v>4) формируются в «горячих» реакции (4.3 – 4.4), а генерация на полосах P_4 – P_6 молекул HF(DF) обычно наблюдается при мощной однородной накачке электронным пучком [214]. Как отмечалось выше, при возбуждении обычным поперечным самостоятельным разрядом смесей элегаза с водородом (дейтерием) порог генерации на переходах молекул HF(DF) с v>3–4 не достигается. Генерация на данных линиях, инверсия на которых формируется в «горячих» реакциях, в электроразрядном нецепном лазере получена впервые.

Выводы к Главе 4

Экспериментально показано, что в чистом SF_6 и его смесях с различными газами формируется объемный диффузный разряд при использовании протяженных электродов, формирующих в промежутке неоднородное электрическое поле.

Показано, что в плазме ОРИПЭЛ реализуется эффективная генерация на молекулах HF и DF в активных газовых смесях элегаза с водородом или дейтерием. Получены предельные эффективности генерации на молекулах HF и DF.

Созданы нецепные химические HF (DF) - лазеры на смесях элегаза с водородом и дейтерием с накачкой объемным разрядом инициируемым пучком электронов лавин, сформированным в зазоре из двух длинных лезвийных электродов с внутренним КПД до 10% при энергии излучения до Q=110 мДж при пиковой мощности излучения более 1 МВт.

При максимальных добротностях резонатора за счет высокой электрической мощности, вкладываемой в плазму ОРИПЭЛ и однородности активной среды, в спектре генерации НF и DF лазеров зарегистрированы слабые линии на полосах P_4 и P_5 с v=4 и v=5, соответственно. Это свидетельствует о создании необходимой концентрации молекул фтора в плазме разряда для протекания «горячих реакций» и достижения инверсной населенности на переходах P-ветви молекул HF(DF) с v>4.

Глава 5 Эксиплексные лазеры на фторидах инертных газов с накачкой ОРИПЭЛ

Слова «эксимер» или «эксиплекс» произошли от английских словосочетаний: excited dimer или excited complex. Эксимер подразумевает молекулу, состоящую их одинаковых атомов, а экисплекс - молекула, возникает при соединении возбужденного атома (или молекулы) с другим атомом. При этом основное состояние эксимерных и экиплексных молекул, как правило, разлетное или слабо связанное. Поэтому при переходе эксимера (эксиплекса) в основное состояние он сразу распадается на составляющие атомы (или молекулы) или распад происходит поле первого столкновения с атомом (молекулой) в активной газовой смеси [215].

Обычно эксиплексные молекулы содержат один атом инертного газа. В основном состоянии данные атомы химически инертны, но при возбуждении могут вступать в химические реакции с атомами галогенов, образуя возбужденные молекулы галогенидов благородных газов. Лазеры, использующие молекулы галогенидов благородных газов, излучают в ультрафиолетовой и вакуумнофиолетовой областях спектра. К настоящему времени получена генерация на молекулах ArF* (λ =193 нм), KrCl* (λ =222), KrF* (λ =248 нм), XeCl* (λ =308 нм) и XeF* (λ =351 и 353 нм) При накачке пучком электронов удельная выходная энергия для наиболее эффективного KrF*-лазера может достигать нескольких десятков Дж/л, а внутренний КПД может приближаться к 10%.

Эксиплексные лазеры широко используются для фундаментальных и прикладные исследования. Также созданы коммерческие модификации этих лазеров, которые и сейчас интенсивно продолжают развиваться. В настоящее время эксимерные (эксиплексные) лазеры остаются наиболее мощными источниками в УФ и ВУФ диапазоне спектра и находят широкое применение в микроэлектронике, фотолитографии, лазерной рефрактивной хирургии, для оптической накачки лазеров на красителях и мощных твердотельных систем, и т.д.

В настоящей Главе приведены параметры генерации на молекулах фторидов инертных газов, а также на атомарном и молекулярном фторе при возбуждении объемным диффузным разрядом Результаты наших исследований параметров генерации лазеров на молекулах XeF^* , KrF^* , FI и F_2^* представлены в [216 – 219] и монографиях и главах в монографиях [162, 163].

5.1 Основные сведения об эксимерных лазерах

Класс импульсных газовых лазеров, объединенных названием «эксимерные», появился возник сравнительно недавно. Как уже отмечалось выше, данные лазеры работают на переходах между двумя термами молекулы, нижний из которых является разлетным и составлен обычно из атомов в основном состоянии.

Первые публикации первые публикации о получении генерации на димерах ксенона при накачке пучком электронов появились в 1970 г. [220, 221]. Затем генерация на Xe_2^* была получена в газе при высоком давлении [222]. Однако КПД лазера на димере ксенона оказался весьма низким, мощность излучения не превысила 1 кВт при длительности импульса излучения ≈ 10 нс и энергии накачки в сотни Дж.

В начале 1975 г. было показано, что возбужденные молекулы галогенидов инертных газов могут эффективно формироваться при тушении атомов инертного газа в метастабильном состоянии галогеносодержащими молекулами [223]. Это дало толчок к быстрому появлению и развитию лазеров на молекулах галогенидов благородных газов. Так, уже через несколько месяцев был запущен первый эксиплексный лазер на молекулах XeBr* с накачкой электронным пучком [224], а затем еще через короткое время были запущены и первые электроразрядные лазеры на молекулах фторидов инертных газов с УФ предыонизацией и с энергией в импульсе до 100 мДж и КПД > 1% [225, 226].

В следующем разделе рассмотрим вкратце физику работы эксиплексных лазеров.

5.1.1 Структура потенциальных кривых

Свойства лазерного излучения эксимеров/эксиплексов определяются специфическим расположением потенциальных кривых этих молекул, кинетическими процессами, происходящими в плазме объемного разряда во время импульса возбуждении.

Схемы потенциальных кривых для всех молекул галогенидов инертных газов подобны друг другу (за исключением XeF*) и изображены на Рисунке 5.1. [214].

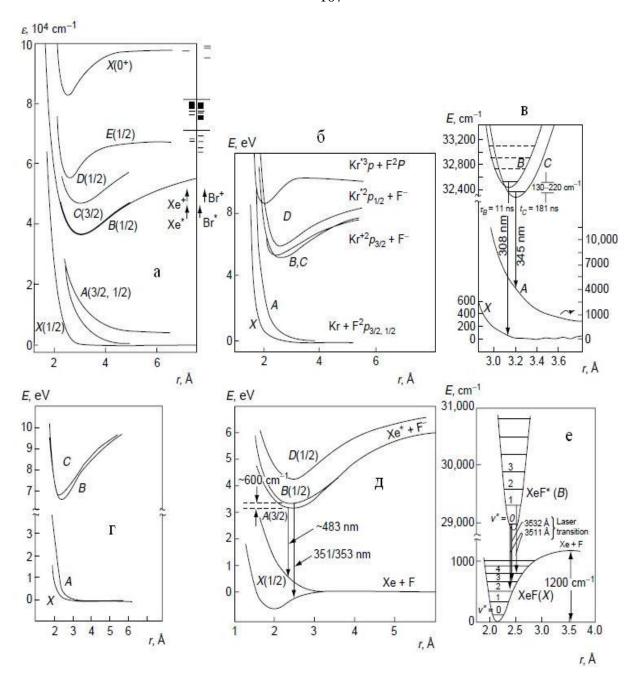


Рисунок 5.1 – Диаграммы потенциальных кривых ряда эксиплексных молекул: (a) XeBr*; (б) KrF*; (в) XeCl*; (г) ArF; and (д-е) XeF [214]

Верхний лазерный уровень характеризуется ионной связью. Эта связь достаточно сильна (энергия связи равна ~ 5 эВ уже на расстоянии 0,3 нм между ядрами атомов галогена и инертного газа). При малом межъядерном расстоянии верхний лазерный уровень расщепляется на $^2\Sigma$ и $^2\Pi$ ветви, которые перемешиваются за счет столкновений. Обычно $^2\Sigma$ ветвь называют В-состоянием, а $^2\Pi$ ветвь - С-состоянием. Основное состояние молекул галогенидов инертных газов является ковалентно

связанным и состоит из двух $^{2}\Sigma$ и $^{2}\Pi$ подуровней, которые называют X- и Ассостояниями. X-состояние слабо связано (энергия связи для XeCl* и XeF* молекул составляет 255 см $^{-1}$ и 1065 см $^{-1}$) или это состояние разлетное у всех остальных эксиплексных молекул [227, 228]. Следует отметить, что разлетный характер нижнего лазерного уровня также обуславливает его эффективное опустошение и обеспечивает низкое поглощение лазерного излучения в активной газовой смеси.

В соответствии с правилами отбора, спонтанное излучение молекул галогенидов инертных газов может возникнуть на полосах $B(^2\Sigma) \to X(^2\Sigma)$, $C(^2\Pi) \to A(^2\Pi)$ и более коротковолновом переходе $D(1/2) \to X(^2\Sigma)$. В $\to X$ переход особенно сильный (радиационное время жизни В и С состояний отличается друг от друга приблизительно на порядок). В $\to X$ переход дает мощную лазерную генерацию, а С $\to A$ переход излучает широкий континуум. Генерация обычно начинается с нижнего колебательного уровня В состояния с v=0, ширина линии генерации у ряда молекул достаточно широка и может достигать ≈ 1 нм [229]. Генерация же на переходе С $\to A$ на данный момент получена только молекулах XeF* [230]. Данный лазер привлекает интерес как источник фемтосекундных импульсов излучения [231].

5.1.2 Методы накачки и кинетика образования верхнего лазерного уровня

Короткая длина волны излучения и широкий лазерный переход требуют для достижения инверсии на переходах $B \to X$ эксиплексных молекул достаточно мощной накачки. Выражение для коэффициента усиления в случае, когда в нижнем состоянии перехода молекулы отсутствуют, имеет вид [227, на с. 284]:

$$k = \frac{\lambda^2 a_{21}}{8\pi\Delta v} N_B, \tag{5.1}$$

где N_B — плотность эксиплексных молекул в верхнем возбужденном состоянии, Δv — ширина линии усиления, a_{21} — вероятность спонтанного излучения для данного перехода, λ — длина волны лазерного излучения. Для эксиплексных лазеров $a_{21} \sim 10^7$ — 10^8 c⁻¹, $\lambda \approx (2-3)\times 10^{-7}$ см. Приняв пороговую величину усиления в активной газовой среде $k \approx 10^{-2}$ см⁻¹, получим оценку пороговой концентрации возбужденный эксиплексных молекул $N_B \approx 10^{14}$ — 10^{15} см⁻³. Для создания столь высокой плотности возбужденных эксиплексных молекул необходимо обеспечить весьма высокое значение

плотности энергии накачки $E_{\rm H} \sim 10^{-2}~{\rm Дж/cm^3}$ в течение промежутка времени t=10–100 нс. Оценки пороговой мощности накачки $P_{\rm H}$ для лазеров на молекулах галогенидов инертных газов, проведенные в [229, на с. 353], дают значение $P_{\rm H} > 10^5~{\rm BT/cm^3}$.

Но для обеспечения достаточно большой плотности мощности накачки нужны плотные активные газовые среды. В случае эксиплексных лазеров необходимая плотность достигается при добавлении в рабочую смесь буферного газа, который слабо тушит верхнее рабочее состояние. Обычно в качестве буферного газа применяют гелий, неон, аргон. Поэтому обычно в эксиплексных лазерах используется тройная активная газовая смесь $R_6 - R - X_2$ (MX), где атом R_6 – буферный инертный газ, R - рабочий инертный газ, X_2 (MX) – галогеносодержащая молекула, например F_2 , HCl, NF₃, HBr, BCl₃, и др. Типичны отношения концентраций $[R_6]$:[R]: $[X_2] \sim 1000$:10:1.

Требования высокой мощности накачки ограничивает методы формирования активной среды в эксиплексных лазерах. Обычно используются интенсивный пучок электронов [224], разряд, контролируемый пучком электронов [232]. Так же интенсивно применяется накачка эксиплексных лазеров поперечным самостоятельным объемным разрядом [26, 225–229, 233–234].

Кинетические процессы в рабочих смесях эксиплексных лазеров достаточно сложны и включают несколько сотен реакций [227–229]. Возбужденные эксиплексные молекулы образуются в результате большого числа процессов в плазме активной газовой смеси в процессе накачки. Основным механизмом потерь электронов в активных газовых смесях в основном являются процессы прилипания к атомам X и молекулам X_2 (MX) галогена:

$$X_2 + e \rightarrow X + X^-; \tag{5.2}$$

$$X + e + R \rightarrow X^{-} + R. \tag{5.3}$$

При повышении мощности накачки начинается рост концентрации электронов $n_{\rm e}$ в плазме. Когда $n_{\rm e}$ превысит величину 10^{15} см⁻³, существенным становится механизм гибели электронов за счет диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов инертного газа:

$$R_2^+ + e \to R^* + R.$$
 (5.4)

Константа скорости данного процесса зависит от температуры электрона T и удовлетворяет полуэмпирическому выражению

$$k_{\sigma} = 5 \times 10^{-7} (300/T)^{1/2}$$
 (5.5)

Заселение верхнего ионного состояния лазеров на галогенидах инертных газов происходит по двум главным каналам: по ионному и по метастабильному. Ионный канал обусловлен рекомбинацией положительных ионов R^+ инертного газа и отрицательных X^- галогена в присутствии третьей частицы:

$$R^+ + X^- + (M) \to RX^* + (M).$$
 (5.6)

Метастабильный канал обусловлен взаимодействием возбужденных атомов инертного газа с молекулами галогеноносителя МX:

$$R^* + MX \rightarrow RX^* + M. \tag{5.7}$$

Соотношение вклада этих каналов при образовании различных молекул меняется. Так, в XeCl* и KrCl* лазерах преобладает ионный канал, а в лазерах на молекулах ArF*, KrF* и XeF* оба канала дают сравнимый вклад в заселение верхнего лазерного уровня.

На работу эксиплексных лазеров также влияют реакции, в результате которых происходит распад эксиплексных молекул. К таким реакциям следует отнести конверсию атомарных ионов и возбужденных атомов, передачу возбуждения и перезарядку при взаимодействии частиц различного сорта. Как основной канал распада молекул можно назвать спонтанное излучение

$$RX^* \to R + X + h\nu, \tag{5.8}$$

а также вынужденное излучение

$$RX^* + h\nu \rightarrow R + X + 2h\nu, \tag{5.9}$$

и столкновении с молекулами донора галогена или инертного газа:

$$RX^* + X_2 \rightarrow R + X + X_2;$$
 (5.10)

$$RX^* + R \rightarrow X + 2R, \tag{5.11}$$

в том числе тройные столкновения

$$RX^* + R + R \to X + R + R + R.$$
 (5.12)

Из приведенных реакций можно заключить, что эксиплексные лазеры на молекулах галогенидов инертных газов могут работать в квазистационарной стадии разряда при относительно небольших значениях напряжения и параметра E/p на разрядном промежутке [38, на с. 124]. Поэтому для получения высокой эффективности генерации эксиплексных лазеров следует:

- 1. Сформировать однородный объемный разряд и обеспечить его горение в течение максимально возможного времени.
 - 2. Создать необходимые условия для эффективной передачи энергии из

импульсного генератора накачки в активную среду.

Как уже была сказано в Главе 1 для формирования объемных разрядов необходимо использовать предыонизацию и электроды со специальным профилем, создать высокое пробойное перенапряжение и крутой фронт нарастания разрядного тока. Согласно исследованиям, проведенными в [235, 236], определить эффективность передачи энергии от генератора в разрядную нагрузку можно как:

$$\eta = 1 - \left(\frac{2U_s - U_0}{U_0}\right)^2,\tag{5.13}$$

где U_S - напряжение в квазистационарной стадии разряда, а U_0 - зарядное напряжение емкостного накопителя в генераторе импульсов. При этом разрядное сопротивление R равно:

$$R = \frac{U_S Z_0}{U_0 + U_S},\tag{5.14}$$

где Z_0 - импеданс цепи генератора. Из выражения 5.14 видно, что при $U_0 = 2U_S$, $R = Z_0$, а емкостной накопитель разряжается в согласованном режиме, и эффективность передачи энергии в разряд $\eta = 100\%$. Но при значениях $U_0 = 2U_S$ практически невозможно сформировать объемный разряд в рабочей эксиплексного лазера, поскольку данная величина ниже статического пробивного напряжения лазерного промежутка [234].

Для повышения η были предложены генераторы «двойного разряда» с двумя накопителями. Первый емкостной накопитель небольшой величины, заряженный до $U_0 = (5-7)U_S$, формирует объемный разряд, второй заряженный до $U_0 = 2U_S$ и обеспечивает основной энерговклад с $\eta = 100\%$ в течение нескольких сотен нс [234, 237].

Однако применение генераторов данного типа для накачки лазеров на фторидах инертных газов и F_2 показали, что разряд в таких системах быстро теряет свою однородность из-за образования в активном объеме микроканалов (филаментов), через которые начинает протекать основной ток разряда [8, 45, 233, 238, 239]. Плотность тока в филаменте велика, вследствие чего генерация прекращается задолго до окончания импульса накачки из-за тушения эксиплексных молекул в столкновениях с электронами. При этом филаменты становятся заметны уже через 30 нс после пробоя и при использовании буферного газа неона, который повышает устойчивость объемного разряда [9], и даже в широкоапертутных KrF* лазерах импульс излучения не превышает

 \approx 30 Hc [233].

Поэтому на основании многочисленных экспериментов и расчетов для эффективной накачки лазеров на фторидах принято использовать короткие мощные импульсы с использованием генераторов, собранных из низкоиндуктивных керамических конденсаторов, подобных описанным в Главе 3 [225, 226, 233].

Как упоминалось ранее, в настоящей работе используются короткие импульсы высокого напряжения большой мощности, формирующие объемный диффузный разряд в активных газовых смесях с фтором, что позволяет получать эффективную генерацию на молекулах фторидов инертных газов. Рассмотрим далее параметры лазеров с накачкой ОРИПЭЛ.

5.2 Эксиплексные лазеры на молекулах фторидов инертных газов с накачкой ОРИПЭЛ

В наших экспериментах исследовались спектральные и энергетические характеристики экиплексных лазеров на молекулах фторидов инертных газов (XeF*, KrF*, ArF*) при энергии, запасаемой в генераторе РАДАН-220, E_1 =1,56 Дж, параметры ВУФ лазера на молекулах F_2 исследовались при E_2 =2,1 Дж.

Максимальные энергии излучения в наших экспериментах достигались в смесях с буферным газом гелием. В смесях с неоном из-за низкого сопротивления разряда падала мощность накачки, и энергия генерации и длительность импульса излучения существенно снижалась. Использование аргона в качестве буферного газа или добавки аргона к гелию также приводили к падению энергии и длительности лазерного импульса генерации. Эффект разбавления Не другими буферными газами представлен на Рисунке 5.2. Разбавление гелия аргоном укорачивало импульс излучения на 20 нс и уменьшало энергию генерации на 248 нм на 30%, такое же влияние оказывало на параметры генерации XeF* лазера разбавление или замена гелия неоном.

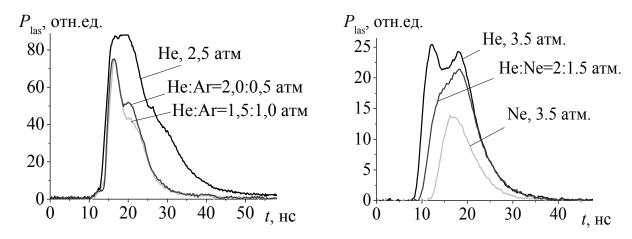


Рисунок 5.2 — Влияние разбавления гелия аргоном на длительность импульса излучения KrF* лазера, смесь Kr: F_2 =100:5 мм рт.ст., (а) и эффект разбавления или замены гелия неоном на длительность импульса излучения XeF* лазера, смесь Xe:NF₃=9:3 мм рт.ст (б), используются выходные зеркала с R=50%

ХеF* лазер. Длительность импульсов генерации электроразрядных ХеF* – лазеров, как было показано выше, из-за развития неоднородностей объемного разряда обычно составляет 20–30 нс при энергии излучения ~100 мДж, а КПД ХеF* – лазеров на активных газовых смесях, использующих буферный газ гелий, относительно энергии, запасаемой в генераторе (электрический КПД), лежит в пределах $\eta_0 = 0.5$ –0.9% [25, 225, 226, 240 5 –242].

Основные данные, описывающие режим накачки XeF* лазера ОРИПЭЛ, полученные в наших экспериментах, приведены на Рисунках 5.3–5.5. На Рисунке 5.3. показан внешний вид объемного диффузного разряда в типичной активной газовой смеси лазера на молекулах XeF*. Разряд имеет вид широких диффузных каналов,

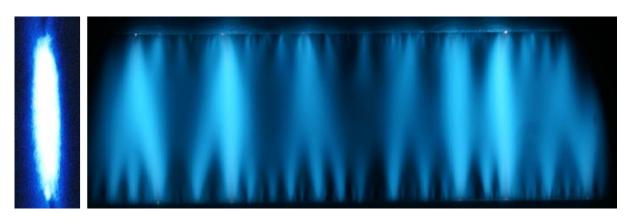


Рисунок 5.3 — Интегральная фотография разряда и пятно генерации XeF-лазера, полученные в активной газовой смеси He : Xe : F_2 = 3 атм : 15 : 5 мм рт. ст.

которые начинаются на электродах и затем быстро расширяются к середине промежутка, образуя однородное объемное свечение без признаков контракции. Подобный вид имел разряд и в активных газовых смесях KrF* лазера. Ширина пятна генерации в лазерах на фторидах составляла 4–5 мм, что соответствовало активному объему 20 см³.

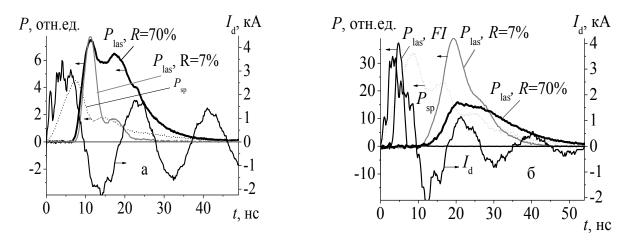


Рисунок 5.4 — Характерные осциллограммы тока разряда ($I_{\rm d}$), спонтанного ($P_{\rm sp}$) и лазерного (Plas) излучения на молекулах XeF* и атомах фтора ($P_{\rm las}$, FI) для выходных зеркал с коэффициентами отражения R=7% и 70% в смесях He:Xe:NF₃=3,5: атм:15:5 мм рт.ст (а) и He:Xe:F₂=3,5: атм:15:5 мм рт. ст. (б), второе зеркало имеет R=100%

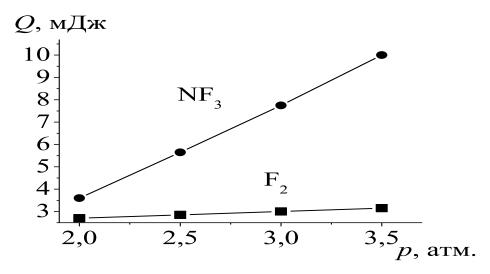


Рисунок 5.5 – Зависимости энергии излучения XeF* лазера в смесях He:Xe:NF₃(F₂) =X: атм:15:5 мм рт.ст. от давления гелия, коэффициенты отражения зеркал резонатора R=100% и 60%

В экспериментах использовались смеси с двумя донорами фтора — фтором и трифторидом азота. ОРИПЭЛ во всех случаях имел осциллирующий характер и продолжался до 50 нс. При этом затухание тока в смесях с фтором происходило быстрее, что говорит о более высоком сопротивлении плазмы объемного разряда в данных рабочих смесях. Низкие сопротивления ОРИПЭЛ в смесях с NF₃ можно связать с проявлением следующего эффекта. В неоднородном электрическом поле из-за немонотонной зависимости коэффициента прилипания электронов к NF₃ при формировании разряда может возникать зона с высокой проводимостью, которая может перемещаться по разрядной области. При этом объемная стадия горения разряда сохраняется. Механизм данного явления подробно рассмотрен в [105]. В смесях с фтором плотность тока распределена по промежутку более равномерно, что приводит к большему сопротивлению разряда.

В смесях с фтором через 2–3 нс после формирования разряда наблюдался короткий пик генерации в красной области на переходах молекулярного фтора. Время запаздывания начала генерация на молекулах XeF* в смесях с F₂ возрастало, а энергия излучения была в 3 раза ниже. Это связано с поглощением фтора на 351–353 нм [243] и более чем на порядок большей константой скорости тушения фтором молекул XeF* [244].

На Рисунке 5.5 приведены зависимости энергии излучения XeF* лазера от давления буферного газа гелия. Максимальная энергия излучения на молекулах XeF* в активных газовых смесях с NF₃ достигала Q=10 мДж. Это соответствует электрическому КПД XeF*-лазера η_0 =0,65%, что близко к данному параметру (η_0 =0,5–0,9%) большинства электроразрядных лазеров на молекулах XeF*, в которых используется буферный газ гелий [25, 225, 226, 240–242].

В оптимальных активных смесях генерация на молекулах XeF* начиналась через 5 нс после формирования ОРИПЭЛ. Лазерный импульс продолжался в течение 2–3 периодов тока разряда, и в смесях с фтором его полная длительность достигала 45 нс. В смесях с NF₃ импульс излучения был короче на 10 нс. Это говорит о сохранении ОРИПЭЛ диффузной стадии горения даже после неоднократной смены направления протекания тока через лазерный промежуток. Длительность лазерных импульсов также близка к параметрам излучения, полученных в работах других авторов [26, 225, 226, 240–242].

КгF* лазер. Близкие результаты были получены при исследовании KrF* - лазера с накачкой ОРИПЭЛ. Режим работы KrF*-лазера при накачке ОРИПЭЛ представлен на Рисунке 5.6. В экспериментах использовались активные газовые смеси с фтором, поскольку в смесях с NF₃ заметно снижается эффективность образования молекул KrF* за счет большой скорости реакции перезарядки:

$$Kr^{+} + NF_3 \rightarrow Kr + NF_3^{+} \tag{5.15}$$

Как и в случае XeF* лазера, через несколько нс после пробоя промежутка наблюдался короткий импульс излучения на линиях FI. Генерация на молекулах KrF* начиналась через 10 нс и продолжалась в течение двух периодов тока, полная длительность лазерных импульсов достигала 45 нс (см. Рисунок 5.6.). Это говорит о высокой однородности и устойчивости ОРИПЭЛ в смесях гелия и криптона с фтором. Спонтанное излучение на $\lambda = 248$ и 353 нм наблюдается в течение всего импульса возбуждения. Это также подтверждает однородность и устойчивость ОРИПЭЛ в активных газовых смесях с фтором.

Энергия излучения росла на λ =248 нм линейно с давлением буферного газа гелия до 4 атм, при большем давлении скорость роста энергии замедлялась. При 5 атм получено Q=24 мДж, что соответствует электрическому КПД KrF* лазера η_0 =1,5% и близко к КПД η_0 =2% лазера с накачкой объемным разрядом с предыонизацией [26, 27].

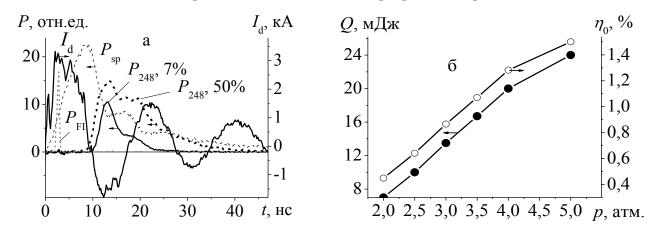


Рисунок 5.6 — Характерные осциллограммы тока разряда $I_{\rm d}$, спонтанного $P_{\rm sp}$ и лазерного излучения на λ =248 нм $P_{\rm 248}$ и линиях атомарного фтора FI для выходных зеркал с R=7% и 50% в смесях He:Kr:F $_{\rm 2}$ =3,5 атм:100:5 мм рт. ст. (а) и зависимости энергии излучения и КПД KrF* лазера от давления смеси He:Kr:F $_{\rm 2}$ =X : атм:100:5 мм рт. ст. (б), второе зеркало имеет R=100%

Оценим теперь внутренний КПД KrF*-лазера $\eta_{\rm int}$. Вложенную энергию можно рассчитать, зная ток разряда и напряжение на лазерном промежутке $U_{\rm S}$ в квазистационарной стадии разряда, которое устанавливается на лазерном промежутке через несколько нс после его пробоя и определяется только составом и давлением активной газовой смеси.

Измерения, проведенные в [245] для смеси с буферным газом Не и парциальным давлением фтора 5 мм рт. ст. дали значение $U_S/(p\times d)$ =2,3 В/(см×мм рт. ст.). Оценка вложенной энергии для давления смеси 5 атм и данного значения $U_S/(p\times d)$ дает величину вложенной энергии $E_{\rm in}$ =0,6 Дж. Из проведенных оценок следует, что внутренний КПД KrF* - лазера с накачкой ОРИПЭЛ может достигать $\eta_{\rm int}$ > 3%, что сопоставимо с параметрами KrF* лазеров с накачкой поперечным разрядом с предыонизацией, работающих на смесях с буферным газом гелием [27, 246]. При этом мощность, вкладываемая в ОРИПЭЛ, достигает 2 МВт/см³, что также близко к оптимальным режимам накачки KrF* - лазеров самостоятельным поперечным объемным разрядом [27, 28, 246].

Высокая амплитуда подаваемых на промежуток импульсов (более 250 кВ) и быстрое нарастание плотности тока проводимости dj/dt> 50 A/(cм²×нс) обеспечивают режим формирования разряда, близкий к описанному в работах [247]. За счет высокой амплитуды импульсов напряжения (высокого значения параметра E/p в промежутке) и быстрого роста тока проводимости в первые несколько нс после пробоя лазерного промежутка в плазме происходит рост концентрации электронов до $n_e \sim 10^{14} \, \text{cm}^{-3}$. В этот период времени увеличение концентрации заряженных частиц происходит в основном в процессе прямой ионизации. При этом если в разрядном объеме образуется локальная область с повышенной концентрацией n_e и проводимостью, то в данной области поле снижается, и дальнейший рост n_e замедляется. Это обеспечивает высокую однородность и устойчивость формируемого диффузного разряда.

Кроме того, накачка ОРИПЭЛ отличается от традиционных способов возбуждения тем, что стадия роста концентраций происходит при большой удельной мощности накачки, при которой время запаздывания лазерного импульса уменьшается, что снижает потери энергии на достижение порога генерации.

Полученные результаты показывают, что при накачке ОРИПЭЛ лазеров на

молекулах XeF* и KrF* достигаются эффективности и длительности импульсов генерации, сравнимые с параметрами излучения лазеров с накачкой поперечным объемным разрядом с предыонизацией. При этом отсутствие системы предыонизации и компактные лезвийные электроды значительно упрощают конструкцию лазера и снижают индуктивность разрядного промежутка.

ArF* - лазер. Ещё одним объектом исследований был ArF* - лазер. Параметры ArF* приведены на Рисунке 5.7. Как и в случае лазеров на молекулах XeF* и KrF*, импульс генерации на молекулах ArF* наблюдалась в течение нескольких полупериодов тока разряда, а его длительность достигала 25–30 нс, что соответствует длительности импульсов ArF* - лазеров с накачкой поперечным разрядом с предыонизацией [226, 238, 239]. Однако, энергия излучения на λ =193 нм была низкой и не превышала 1 мДж.

Как было показано выше, добавки Ar в активные рабочие смеси XeF* и KrF* лазеров приводили к снижению энергии и длительности импульсов генерации. Можно предположить, что это связано с характером горения разряда в смесях с аргоном. В случае ArF* - лазера свечение ОРИПЭЛ в видимой области спектра имело низкую интенсивность, а сам разряд горел в виде ряда диффузных струй разной ширины, неравномерно распределенных по активной длине лазера. По-видимому, данный характер горения разряда существенно снижал реальную активную длину, что и приводило к низкой энергии генерации на молекулах ArF* с накачкой ОРИПЭЛ.

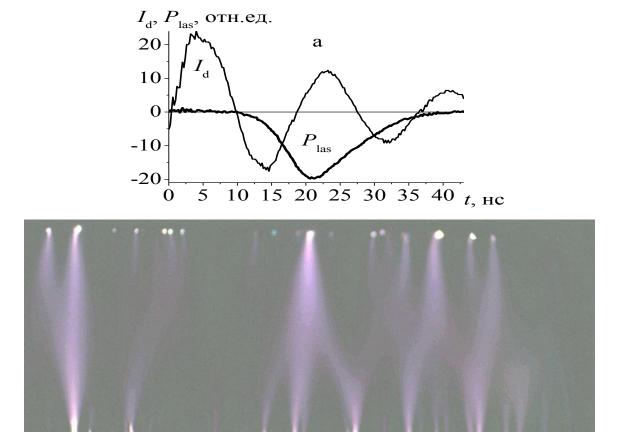


Рисунок 5.7 — Характерные осциллограммы тока разряда $I_{\rm d}$, лазерного излучения на 193 нм $P_{\rm las}$ (а) и внешний вид разряда (б). Зеркала с коэффициентами отражения R=70% и 100%, смесь He:Kr:F $_2=3$,5 атм:150:5 мм рт.ст

5.3 Лазеры на смеси Не-F2. ВУФ генерация в ОРИПЭЛ

В активных газовых смесях гелия с фтором наблюдается одновременная генерация в красной области спектра на переходах атомарного фтора и ВУФ генерация на λ =157 нм на переходе $D'(^3\Pi_{2g}) \rightarrow A'(^3\Pi_{2u})$ возбужденного молекулярного фтора F_2* [248]. Следует отметить, что кинетические процессы образования FI являются частью кинетики лазеров на молекулах фторидов инертных газов и фтора, поскольку атомы возбужденные атомы фтора могут затем участвовать в реакциях заселения $D'(^3\Pi_{2g})$ уровня фтора [239, 249].

Параметры генерации в смесях фтора и гелия приведены на Рисунках 5.8.-5.11. В экспериментах также получена одновременная генерация на красных линиях фтора и на переходе молекулы F_2* в ВУФ области спектра на $\lambda=157$ нм. Отметим, что F_2* —лазер с накачкой ОРИПЭЛ запущен впервые.

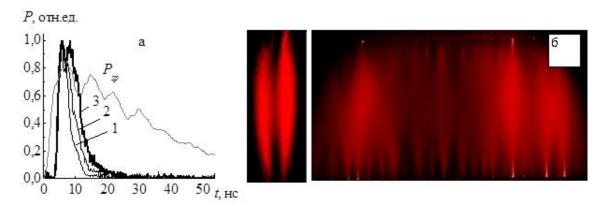


Рисунок 5.8 – Осциллограммы импульсов спонтанного ($P_{\rm sp}$) и лазерного излучения на атомарных линиях фтора для выходных зеркал с R=7% (1), 30% (2) и 90% (3) (а), смесь He:F₂=1 атм:5 мм рт.ст (а) и интегральная фотография ОРИПЭЛ и пятно генерации на FI в смеси He:F₂=3 Атм:5 мм рт.ст. (б).

Характерной особенностью лазера на атомарных линиях фтора является малое время запаздывания генерации и широкая область генерации, достигающая в ширину 1 см с характерным провалом интенсивности в центре (см. Рисунок 5.8.). Это говорит о наличии достаточно широкой области протекания тока в течение нескольких нс при формировании ОРИПЭЛ. Затем область протекания основного тока разряда снижается до нескольких мм, поскольку для достижения порога генерации на молекулах фторидов инертных газов и молекулярного фтора необходима высокая плотность тока (см. Рисунок 5.3).

В спектре излучения FI лазера наблюдалось 4–5 линий в области 620–760 нм, см. Рисунок 5.9. При росте давления активной газовой смеси от 1 до 5 атм более интенсивными становятся квартетные линии, а энергия излучения в отличие от [250], где с ростом давления разряд переходил в искровую стадию, растет линейно и достигает 0.2 мДж. При этом длительности импульса излучения FI лазера при использовании выходного

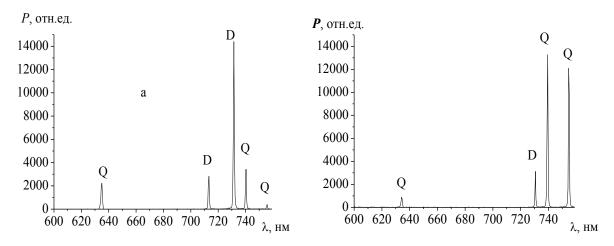


Рисунок 5.9 – Спектры генерации FI лазера, полученные в смеси 5 мм рт.ст. фтора с 1 атм. (а) и 5 атм. (б) гелия. Буквами Q и D обозначены квартетные и дуплетные линии

зеркала с R=90% достигала 25 нс. Это также говорит о высокой устойчивости ОРИПЭЛ в смесях гелия с фтором.

Генерация на переходе $D'(^3\Pi_{2g}) \to A'(^3\Pi_{2u})$ начиналась через 5 нс после пробоя промежутка. Лазерный импульс на λ =157 нм имел два ярко выраженных пика в двух полупериодах тока разряда и более слабый третий пик в течение следующих 10 нс (см. Рисунки 5.10–5.11.), длительность ВУФ лазерного импульса достигала 25 нс. Мощность излучения в первых двух пиках и энергия генерации росли экспоненциально с ростом давления смеси, но показатель экспоненты уменьшался при давлениях более 3 атм. Максимальная пиковая мощность и энергия излучения на λ = 157 нм при давлении гелия 5 атм достигали ~230 кВт и 2 мДж, соответственно.

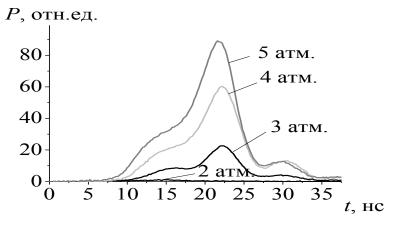


Рисунок 5.10 – Импульсы лазерного излучения на λ =157 нм в смеси He : F_2 = X : 5 мм рт.ст. при росте давления гелия от 2 атм. до 5 атм.

В экспериментах получен электрический КПД F_2 лазера $\eta_0 = 0.1\%$, что, как и в случае работы на молекулах XeF* и KrF*, сопоставимо с данным параметром F_2 * - лазеров, полученным при возбуждении поперечным объемным разрядом с УФ предыонизацией, который составляет $\eta_0 = 0.15\%$ [29, 38, 251].

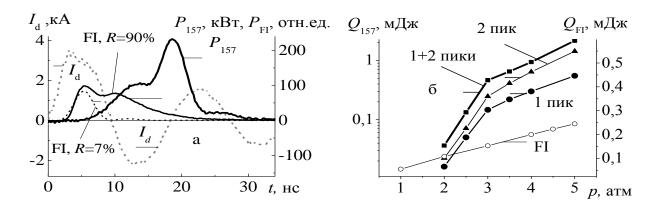


Рисунок 5.11 — Характерные осциллограммы тока разряда $I_{\rm d}$, лазерного излучения на переходах атомарного (FI) и молекулярного (P_{157}) фтора для различных выходных зеркал, смесь He: F_2 = 5 атм: 5 мм рт. ст. (а) и зависимости энергии излучения FI ($Q_{\rm FI}$) лазера и полной энергии излучения и энергии излучения в отдельных пиках F_2^* (Q_{157}) лазера от давления He в смеси с 5 мм рт. ст. F_2 (б). Зеркало с Al покрытием используется в качестве «глухого», E_2 =2.1 Дж.

В условиях нашего эксперимента быстрое начало генерации на красных линиях фтора и ее длительность говорит о высокой концентрации возбужденных атомов фтора F^* в плазме ОРИПЭЛ в течение по крайней мере 20 нс после пробоя лазерного промежутка. При этом, как отмечалось выше, возбужденные атомы фтора F^* также участвуют в заселении верхнего лазерного уровня ВУФ перехода. Поэтому можно предположить, что первый пик ВУФ излучения в наших экспериментах обусловлен столкновениями возбужденных атомов F^* с молекулами F_2 . Возбужденные атомы и молекулы фтора могут также возникать в столкновениях с убегающими электронами, которые возникают на стадии роста напряжения на промежутке при формирования разряда.

5.4 ВУФ излучение в смесях чистых инертных газов

Известно, что ОРИПЭЛ в бинарных смесях Kr-Xe и Ar-Xe интенсивно излучает в ВУФ области спектра на длине волны вблизи λ =147 нм [252]. Исследование возможности усиления излучения на данной длине волны было проведено в смеси Ar-Xe при общем давлении 400 мм рт.ст. и содержании Xe 0,1%, а также при добавках гелия в данную смесь до давления 3 атм.

На Рисунке 5.12 представлено спектральное распределение энергии излучения

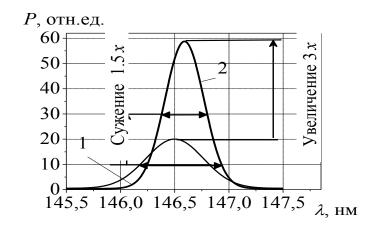


Рисунок 5.12 — Спектральное распределение энергии излучения гетероядерного димера ArXe* из плазмы ОРИПЭЛ в смеси Ar-Xe. Давление смеси 300 мм рт.ст. Содержание ксенона 1%, зазор d=12 мм. Потенциальный катод — нож длиной 30 мм. Заземленный катод — нож длиной 50 мм. (1) Выходные окна - две пластины из CaF_2 . Выходное окно - пластина из CaF_2 и алюминиевое зеркало (2)

плазмы разряда в смеси Ar-Xe формируемой в промежутке с короткими ножевыми электродами, полученное в [253]. Из рисунка видно (кривая 1), что увеличение длины плазменного образования приводит к заметному увеличению интенсивности излучения гетероядерного димера, а кроме того происходит сужение спектрального распределения энергии излучения. Для большей убедительности в наличии у плазмы разряда в смеси Ar-Xe усилительных свойств в отношении узкополосного излучения гетероядерного димера одно из выходных флюоритовых окон было заменено на алюминиевое зеркало. Это, в свою очередь, привело к дальнейшему сужению (в 1,5 раза) полосы излучения и, самое главное, к трехкратному увеличению интенсивности излучения (кривая 2). При этом следует отметить, что коэффициент

отражения Al зеркала в ВУФ диапазоне составляет величину меньше 80%. Кроме того, в данном случае, ввиду малой длины излучения, оптический сигнал не может увеличиваться в результате многократных отражений от стенок стальной разрядной камеры из-за низкого коэффициента отражения. Это указывает на возможность получения усиление излучения в плазме диффузного разряда.

Дополнительные эксперименты были проведены с активной длиной ОРИПЭЛ 30 см. Исследовалось ВУФ излучение тройных смесей Ar-Xe-(He) и Ar-Kr-(He). Полученные результаты иллюстрирует Рисунок 5.13 [160, 217]. При увеличении

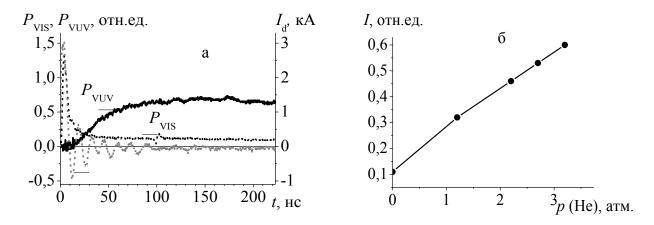


Рисунок 5.13 — Осциллограммы тока ОРИПЭЛ $I_{\rm d}$, видимого спонтанного ($P_{\rm vis}$) и ВУФ излучения ($P_{\rm VUV}$) диффузного разряда в смеси He:Ar:Xe=3 Aтм:400:0.4 мм рт.ст. (а) и зависимость интенсивности ВУФ излучения от добавок гелия в смесь Ar:Xe=400:0,4 мм рт.ст. (б), длина разряда l=30 см

активной длины интенсивность ВУФ в двойной смеси излучения возрастала в несколько раз по сравнению с данными, представленными Рисунке 5.12. Добавки гелия в смесь Ar-Xe (Kr) приводило к дальнейшему шестикратному росту интенсивности ВУФ излучения при одновременном сокращении ее длительности на полувысоте. При этом ВУФ излучение появлялось через 5–10 нс после формирования ОРИПЭЛ, что может быть признаком лазерной генерации. Для проверки этого предположения нужны дополнительные эксперименты с использованием резонаторов с высокой обратной связью.

Полученный результат, указывает на возможность получения генерации при возбуждении ОРИПЭЛ бинарных и тройных смесей инертных газов ((He)-Ar-Xe, He- Ar-Kr и т.д.), где более тяжелый компонент смеси играет роль примеси. Излучение в

этом случае будет принадлежать ВУФ-диапазону спектра, а спектральное распределение его энергии лежать вблизи одной из резонансных линий более тяжелого газа. Кроме того, в полученном результате просматривается перспективность использования высоковольтного наносекундного разряда, инициируемого убегающими электронами, в качестве основы для создания ВУФ-лазера с электроразрядным вариантом накачки, активную среду в которых составляют возбужденные молекулы инертных газов.

Выводы к Главе 5

Проведены исследования параметров лазерного излучения в смесях инертных газов с фтором. Показано, что устойчивые объемные разряды большой длительности могут формироваться в активных смесях высокого давления инертных газов с фтором в компактных разрядных системах, образованных лезвийными электродами без дополнительного источника подсветки.

Показано, что в смесях инертных газов с фтором в системе лезвийных электродов формируется объемный устойчивый разряд большой длительности и достигаются длительность и КПД генерации на молекулах XeF^* , KrF^* , F_2^* , сравнимые с данными лазерными параметрами, полученными при накачке XeF^* , KrF^* , F_2^* лазеров объемными поперечными разрядами с предыонизацией.

Впервые создан эффективный F_2* -лазер в ВУФ области спектра на $\lambda=157$ нм с накачкой ОРИПЭЛ.

Рассмотрена возможность получения лазерной генерации в смеси инертных газов в ВУФ области спектра при накачке объемным диффузным разрядом.

Заключение

Реализован способ накачки газовых лазеров объемными диффузными разрядами, инициируемыми пучками убегающих электронов. Показано, что при подаче на электроды в форме лезвий импульсов высокого напряжения с амплитудой >200 кВ и коротким фронтом, в активных газовых смесях высокого давления без дополнительной предыонизации формируется диффузная плазма, которая является эффективным источником вынужденного излучения в различных спектральных диапазонах от ИК до ВУФ области спектра.

Основные результаты настоящей диссертационной работы состоят в следующем:

Проведено экспериментальное и численное исследование работы УФ азотного лазера с накачкой объемным разрядом, инициируемым пучком электронов лавин. Показано, что в бинарных активных газовых смесях SF_6 - N_2 достигается электрический КПД азотного лазера, близкий к $\eta_0 = 0.2\%$. Показано, что добавки Не в бинарную смесь SF_6 - N_2 позволяют повысить КПД. В тройной смеси He- SF_6 - N_2 получен предельный электрический КПД для азотного лазера $\eta_0 = 0.23\%$ при энергии излучения до 4,2 мДж и пиковой мощности излучения более 1 МВт.

Впервые реализован новый режим работы азотного лазера с двумя или тремя пиками в течение нескольких колебаний тока разряда в активных смесях SF_6 - N_2 при давлении менее 100 мм рт.ст. и He- SF_6 - N_2 . Показано, что добавки гелия в бинарную смесь SF_6 - N_2 изменяют распределение энергии и спектр лазерного излучения в отдельных пиках. При этом генерация в первом пике наблюдается на λ =337 нм, а во втором и третьем пике на λ =357 нм.

Экспериментально показано, что в чистом SF_6 и его смесях с различными газами при давлении до 2 атм. формируется объемный диффузный разряд при использовании протяженных электродов, обеспечивающих в разрядном промежутке неоднородное электрическое поле.

Показано, что в плазме ОРИПЭЛ в активных газовых смесях элегеза с водородом или дейтерием реализуется эффективная генерация на молекулах HF и DF. Получены предельные эффективности генерации на молекулах HF и DF.

Созданы нецепные химические HF (DF) - лазеры на смесях элегаза с водородом и дейтерием с накачкой диффузным разрядом инициируемым пучком электронов лавин, сформированным в зазоре из двух длинных лезвийных электродов с внутренним КПД до

10% при энергии излучения до Q=110 мДж при пиковой мощности излучения более 1 MBт.

В экспериментах обнаружено, что при максимальных добротностях резонатора за счет высокой электрической мощности, вкладываемой в плазму ОРИПЭЛ и однородности активной среды, в спектре генерации НF и DF лазеров появляются слабые линии на полосах P_4 и P_5 с v=4 и v=5, соответственно. Это свидетельствует о создании необходимой концентрации молекул фтора в плазме разряда для протекания «горячих реакций» и достижения инверсной населенности на линиях с v>4.

Показано, что в смесях инертных газов с фтором в системе лезвийных электродов формируется объемный устойчивый разряд большой длительности. При этом реализуются длительность импульса излучения и КПД генерации на молекулах XeF^* , KrF^* , F_2^* , сравнимые с данными параметрами, полученными при накачке XeF^* , KrF^* , F_2^* лазеров поперечными объемными разрядами с предыонизацией.

Впервые создан эффективный F_2* -лазер в ВУФ области спектра на $\lambda=157$ нм с накачкой ОРИПЭЛ с КПД до 0,1% и энергией излучения 2 мДж.

Исследована возможность получения лазерной генерации в смеси инертных газов в ВУФ области спектра при накачке объемным диффузным разрядом.

Проведенные исследования показали перспективность применения диффузных разрядов с инициированием пучками убегающих электронов для получения вынужденного излучения в различных областях спектра и создания на основе разрядов данного типа эффективных газовых лазеров.

Опираясь на полученные результаты представляется целесообразным в будущем провести исследования генерации на молекулах CO_2 в смесях $He-CO_2-N_2$ при давлении около 5 атм., что может привести к созданию эффективных источников вынужденного излучения в области 9-10 мкм с плавной перестройкой частоты.

Другим перспективным направлением представляется продолжение исследований возможности создания электроразрядных ВУФ лазеров на смесях чистых инертных газов при увеличении активной длины ножевых электродов и увеличении энергии, вкладываемой в плазму диффузного разряда.

Список использованной литературы

- 1. Palmer A. O. A physical model on the initiation of atmospheric-pressure glow discharges / A. O. Palmer // Applied Physics Letters. 1974. Vol. 25, № 3. P. 138–140.
- 2. Levatter J. I., Necessary condition for the homogeneous formation of pulsed avalanche discharges at high gas pressures / J. I. Levatter, S. C. Lin // Journal of Applied Physics. 1980. Vol. 51, №1. P. 210–222.
- 3. Осипов В. В. Самостоятельный объемный разряд / В. В. Осипов // Успехи физических наук. 2000. Т. 170, вып. 3. С. 225–245.
- 4. Chang T. Y. Improved uniform-field electrode profiles for TEA laser and high-voltage applications / T. Y. Chang // Review of Scientific Instruments. -1973. Vol. 44, No. 4. P. 405-407.
- 5. Ernst G. J. Compact uniform field electrode profiles / G. J Ernst // Optics Communications. 1983. Vol. 47, №. 1. P. 47–51.
- 6. Белокриницкий Н. С. Влияние неоднородностей предыонизации, электрического поля и концентрации газа на динамику дугообразования в самостоятельном разряде XeCl лазера / Н. С. Белокриницкий, В. Н. Горшков, А. И. Щедрин // Журнал технической физики. 1993. Т. 63, вып. 5. С. 81—88.
- 7. Taylor R. S. Preionization and discharge stability study of long optical pulse duration UV-preionized XeCl lasers // Applied Physics B: Lasers and Optics. − 1986. − Vol. 41, №1. − P. 1–24.
- 8. Kushner M. J. Microarcs as a termination mechanism of optical pulses in electric-discharge-excited KrF excimer lasers / M. J. Kushner // IEEE Transactions on Plasma Sciences. 1991. Vol. 19, №. 2. P. 387–399.
- 9. Mathew D., Current filamentation in discharge-excited F_2 -based excimer laser gas mixtures [Electronic resource] / D. Mathew, H. M. J. Bastiaens, K.-J. Boller, and P. J. M. Peters // Applied Physics Letters. 2006. Vol. 88, No. 10. 101502, 3 pp URL: https://doi.org/10.1063/1.2183363 (access date: 05.08.2018).
- 10. Тарасенко В. Ф. Диффузные разряды в неоднородном электрическом поле при повышенных давлениях, инициируемые убегающими электронами / В. Ф. Тарасенко, Е. Х.Бакшт, А. Г.Бураченко, И. Д. Костыря, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка // Журнал технической физики. 2010. Т. 80, № 2. С. 51–59.
 - 11. Алексеев С. Б. Объемный импульсный разряд в неоднородном электрическом

- поле при высоком давлении и коротком фронте импульса напряжения / С. Б. Алексеев, В. П. Губанов, И. Д. Костыря, В. М. Орловский, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 11. С. 1007–1010.
- 12. Tarasenko V.F. Generation of Runaway Electron Beams and X-Rays in High Pressure Gases, volume 1: Techniques and Measurements / V. F. Tarasenko // Published by Science Publishers, Inc. New York, 2016. 405 p.
- 13. Runaway electrons preionized diffuse discharge / Edited by V. F. Tarasenko. Nova Science Publishers Inc., 2014. 598 p.
- 14. Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / под ред. В. Ф. Тарасенко. Томск : STT, 2015. 568 с.
- 15. Бохан П. А. Возбуждение газовых лазеров пучками убегающих электронов / П. А. Бохан, А. Р. Сорокин // ЖТФ. 1982. Т. 8, вып. 15. С. 947–950.
- 16. Бельская Е. В. Генерация электронного пучка в открытом разряде с катодной полостью и характеристики Не–Хе-лазера на линии ксенона с $\lambda = 2.026$ мкм / Е. В. Бельская, П. А.Бохан, Д. Э. Закревский, М. А. Лаврухин // Квантовая электроника. − 2010. Т. 40, № 7. С. 599–603.
- 17. Бельская Е. В. Исследование механизма генерации столкновительного лазера на самоограниченном переходе $2_1P^0_1$ — 2^1S_0 в атоме гелия / Е. В. Бельская, П. А.Бохан, Д. Э. Закревский, М. А. Лаврухин // Квант. электроника. 2012. Т. 42, № 2. С. 99–106.
- 18. Хомич В.Ю. Развитие методов получения пучков убегающих электронов для накачки лазеров, генерирующих УФ-излучение / В.Ю. Хомич, В. А. Ямщиков // Прикладная физика. 2010. N 6. C. 77–88.
- 19. Василяк Л. М. Накачка коаксиального азотного лазера высокоскоростной волной ионизации / Л. М. Василяк, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцев, А.С. Родионов // Квантовая электроника. 1995. Т. 22, № 12. С.1207—1209.
- 20. Бережной К. В. Излучение полупроводниковой мишени газового диода, возбуждаемой электронным пучком / К. В. Бережной, М. Б. Бочкарев, Г. Л. Даниелян, А. С. Насибов, А. Г. Реутова, С.А. Шунайлов, М.И. Яландин // Квантовая электроника. − 2012. Т. 42, № 1. С. 34–38.
- 21. Азаров А. В. Хе-лазер с накачкой быстрыми электронами, генерируемыми в барьерном разряде / А. В. Азаров, С. В. Митько, В. Н. Очкин // Квантовая электроника. 2002. Т. 32, № 8. С. 675—679.

- 22. Костыря И.Д. Оптические свойства плазмы при объемном наносекундном разряде атмосферного давления в неоднородном электрическом поле / И. Д. Костыря, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко, А. В. Феденев // Журнал технической физики. 2004. Т. 74, вып. 8. С. 35–40.
- 23. Орловский В.М. Лазер на двуокиси углерода с разрядом, инициируемым пучком электронов в рабочей смеси лазера с давлением до 5 атм. / В. М. Орловский, С. Б. Алексеев, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. 2011. Т. 41, № 11. С. 1033–1036.
- 24. Бакшт Е. X. УФ генерация в азоте при накачке объемным разрядом, инициируемым пучком электронов лавин / Е. X. Бакшт, В. М. Орловский, С. Б. Алексеев, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 12. С. 1107-1111.
- 25. Kumagai H. Output energy enhancement of discharge-pumped XeF(B→X) lasers with the two-component halogen donor mixtures / H.Kumagai, M. Obara // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1989. Vol. QE-25, № 8. P. 1874–1878.
- 26. Жупиков А. А. Эксимерный KrF-лазер на основе буферного газа Не с энергией 0.8 Дж и КПД 2% / А. А. Жупиков, А. М. Ражев // Квантовая электроника. -1998. T.25, № 8. C. 687–689.
- 27. Ражев А. М. Влияние интенсивности накачки на эффективность эксимерного электроразрядного KrF-лазера на смеси He–Kr– F_2 / А. М. Ражев, А. И. Щедрин, А. Г. Калюжная, А. В. Рябцев, А. А. Жупиков, // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 10. С. 901—906.
- 28. Borisov V. M. Pumping rate of electric-discharge excimer lasers / V. M. Borisov, I. E. Bragin, A. Yu. Vinokhodov, V. A. Vodchits // Quantum Electronics. 1995. Vol. 25, №. 6. P. 507–510.
- 29. Атежев В. В. Условия эффективного возбуждения электроразрядного F_2 -лазера / В. В. Атежев, С. К. Вартапетов, А. Н. Жуков, М. А. Курзанов, А. З. Обидин, В. А. Ямщиков, Квантовая электроника. 2003. Т. 33, № 8. С. 677-683.
- 30. Бычков Ю. И. Повышение эффективности N_2 лазера / Ю. И. Бычков, В. Ф. Лосев, В. В. Савин, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. 1975. Т. 2, № 9. С. 2047—2053.
- 31. Тарасенко В. Ф. Эффективность азотного УФ лазера с накачкой самостоятельным разрядом / В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. 2001. Т. 31,

- № 6. C. 489–494.
- 32. Iwasaki C. An investigation of the effects of the discharge parameters on the performance of a TEA N_2 laser / C. Iwasaki, T. Jitsuno // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1982. Vol. 18, N_2 . 3.–P. 423–427
- 33. Панченко А. Н. Эффективные режимы генерации НF лазера с накачки нецепной химической реакцией, инициируемой самостоятельным разрядом / А. Н. Панченко, В. М. Орловский, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт // Квантовая электроника. − 2003. Т. 33, № 5. С. 401–407.
- 34. Панченко А. Н. Об эффективности нецепных электроразрядных НF (DF) лазеров / А. Н.Панченко, В. Ф. Тарасенко // Известия ВУЗов. Физика. 2004. Т. 47, № 5. С. 93–94.
- 35. Javan A. Possibility of production of negative temperature in gas discharges / A. Javan // Physical Review Letters. 1959. Vol. 3, №. 2.– P. 87–89
- 36. Javan A. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture / A.Javan, W. R. Bennett, Jr, D. R. Herriott // Physical Review Letters. − 1961. − Vol. 6, № 3. − P. 106–110.
- 37. Apollonov V.V. High-Energy Molecular Lasers: Self-controlled volume-discharge lasers and applications / V. V. Apollonov. Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg. Vol. 201, 2016. 440 p.
- 38. Хомич В. Ю. Основы создания систем электроразрядного возбуждения мощных CO_2 -, N_2 -, и F_2 -лазеров / В. Ю. Хомич, В. А. Ямщиков. Москва: Физматлит, 2015.-165 с.
- 39. High power laser systems / ed. by Masoud Harooni. London, UK, 2018. URL: https://www.intechopen.com/books/high-power-laser-systems (дата обращения 03.10.2018).
- 40. Королёв Ю. Д. Физика импульсного пробоя газов / Ю. Д. Королёв, Г. А. Месяц. М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. 224 с.
- 41. Юриков П. А. Защита электростанций и подстанций 3–500 кВ от прямых ударов молнии / П. А. Юриков. М.: Энергоиздат, 1982. 88 с
- 42. Райзер Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. 3-е изд. перераб. и доп. Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2009. 736 с.
- 43. Schuocker D. A feasible concept for a 100 kW CW CO₂ laser based on an existing 6 kW device / D. Schuocker // Proceedings of SPIE. 2004. Vol. 5448. P. 393–403.

- 44. Карнюшин В. Н. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах / В. Н. Карнюшин, Р. И. Солоухин. Москва, Атомиздат, 1981. 200 с.
- 45. Osborne M. R. Long pulse operation and premature termination of a high-power discharge-pumped XeCl laser / M. R. Osborne, and M. H. R. Hutchinson // Journal of Applied Physics 1986. Vol. 59, №. 3. P. 711–715.
- 46. Wilson C.T.R. The Acceleration of β -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds // Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. 1925. Vol.22, No.4. P. 534–538.
- 47. Eddington A.S. The Source of Stellar Energy // Supplement to Nature. -1926. -№. 2948. P. 25–32.
- 48. Эддингтон А. С. Источник звездной энергии / А. С. Эддингтон // Успехи физических наук. 1926. Т. 6, вып. 4–5. С. 273–290.
- 49. Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Тельминов А.Е. Рентгеновское излучение из разрядника с лазерным запуском. // Известия ВУЗов. Физика. 2008. Т. 51, № 11. С. 105–106.
- 50. Neuman M. Short time lag of spark breakdown / M. Neuman // Physical Review 1937. Vol. 52, №. 6. P. 652–655
- 51. Fletcher R. C. Impulse breakdown in the 10^{-9} -sec. range of air at atmospheric pressure / R. C. Fletcher // Physical Review 1949. Vol. 76, No. 10. P. 1501–1511.
- 52. Frankel S., Highland V.L., Sloan T., van Dyek O.D., and Wales W. Observation of X-rays from spark discharges in a spark chamber. // Nuclear Instruments and Methods. 1966. Vol.44, N0.2. P.345-348.
- 53. Бабич Л. П. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов / Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман // Успехи физических наук. 1990. Т. 160, вып. 7. С. 49—82.
- 54. Тарасенко В. Ф. Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков / В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко // Успехи физических наук. 2004. Т. 174, вып. 9. С. 953-971.
- 55. Месяц Γ . А. Законы подобия в импульсных газовых разрядах / Γ . А. Месяц // Успехи физических наук. 2006. Т. 176, вып. 10. С. 1069—1091.
 - 56. Бохан П. А. Генерация интенсивных пучков убегающих электронов / П. А.

- Бохан, Г.В. Колбычев // Письма в журнал технической физики. 1980. T. 6, вып. 7. C 418–421.
- 57. Бохан П.А. Генерация сильноточных импульсных электронных пучков в газе среднего давления / П. А. Бохан, Г. В. Колбычев // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 9. С 1823–1831.
- 58. Бохан П. А. Открытый разряд, генерирующий электронный пучок; механизм, свойства и использование для накачки лазеров среднего давления / П. А. Бохан, А. Р. Сорокин// Журнал технической физики. 1985. Т. 55, № 1. С. 88–95.
- 59. Bokhan P. A. Electron-beam generation in a wide–aperture open gas discharge: a comparative study for different inert gases [Electronic resource] / P. A. Bokhan, D. E. Zakrevsky // Applied Physics Letters. 2010. Vol. 97, №. 9. 091502, 3 pp. URL: https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3485051 (access date 07.07.2018).
- 60. Bokhan P. A. Generation of high-current electron beam in a wide-aperture open discharge [Electronic resource] / P. A. Bokhan, Dm. E. Zakrevsky, and P. P. Gugin // Physics of Plasma. 2011. Vol. 18, №. 10. 103112, 9 pp. URL: https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3646919 (access date 15.07.2018).
- 61. Колбычев Г. В. Лазерная генерация в ксеноне при накачке импульсными пучками убегающих электронов / Г. В. Колбычев, Е. А. Самышкин // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, № 2. С437–438.
- 62. Bokhan P. A. Gas laser excitation by an electron beam formed at open discharge / P. A. Bokhan, A. R. Sorokin // Optical and Quantum Electronics. 1991. Vol. 23, № 4. P. S523–S538.
- 63. Belskaya E. V. Influence of molecular gases on the lasing on the self-terminating He $(2^1P^0_1-2^1S_0)$ transition / E. V. B. Belskaya, P. A. Bokhan, D. E. Zakrevsky, and M. A. Lavrukhin // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2011. –Vol. 47, No 6. P. 795–802.
- 64. Apollonov V. V. Runaway electron beams for pumping UV-range gas lasers / V. V. Apollonov; V. A. Yamschikov // Proceedings of SPIE. 2000. Vol. 3889. P. 739–748.
- 65. Сорокин А. Р. Тридцатикилоамперный электронный пучок в открытом разряде / А. Р. Сорокин // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17, вып. 23. С.92–95.
- 66. Thomson J. J. 1893 notes on Recent Researches in Electricity and Magnetism: Intended as a Sequel to Professor Clerk-Maxwell's Treatise on Electricity and Magnetism (Oxford: Clarendon, 1893), p. 115.

- 67. Snoddy L. M. Propagation of potential in discharge tubes / L. M.Snoddy, J. R. Dietrich, J. W. Beams // Physical Review. − 1937. − Vol. 52, №. 7. − P. 739–746.
- 68. Василяк Л. М. Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое / Л. М. Василяк, С. В. Костюченко, Н. Н. Кудрявцев, И. В. Филюгин // Успехи физических наук. 1994. Т. 164, вып. 3. С. 263–286.
- 69. Filiouguine I. V. High speed breakdown ionization wave as a new technique for effective pumping of the pulsed discharge lasers / I. V. Filiouguine, S. V. Kostiouchenko, N. N. Koudriavtsev, and L. M. Vasilyak // Proceedings of SPIE. 1992. Vol. 1810. P. 188–190.
- 70. Абрамов А. Г. Исследование пространственно-временной динамики волн накачки и волн излучения в азотном лазере / А. Г. Абрамов, Э. И. Асиновский, Л. М. Василяк // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, \mathbb{N}_{2} 9. С. 1824—1828.
- 71. Месяц Γ . А. Об источнике убегающих электронов в импульсном газовом разряде / Γ . А. Месяц // Письма в ЖЭТФ 2007. Γ . 85, вып. 2. Γ . 119–122.
- 72. Тарасова Л. В. Рентгеновское излучение при импульсных разрядах в воздухе / Л. В. Тарасова, Худякова Л. Н. // Журнал технической физики. 1969. Т.39, вып. 8. С.1530-1533.
- 73. Noggle R. C. A search for X rays from helium and air discharges at atmospheric pressure / R. C. Noggle, E. P. Krider., J. R. Wayland // Journal of Applied Physics. 1968. Vol. 39, №. 10. P. 4746–4748.
- 74. Бабич Л.П. Некоторые вопросы физики высоковольтных наносекундных разрядов в плотных газах // Л. П. Бабич, Т. В.Лойко, Л. В. Тарасова / Известия ВУЗов. Радиофизика. 1977. Т. 20, вып. 4. С. 637–646.
- 75 Тарасенко В. Ф. Об убегании электронов и генерации мощных субнаносекундных пучков в плотных газах / В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко // Успехи физических наук. 2006. Т. 176, вып. 7. С. 793-796.
- 76. Lomaev M. I. The breakdown features of a high-voltage nanosecond discharge initiated with runaway electrons at subnanosecond voltage pulse rise time / M. I. Lomaev, D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, D. A. Sorokin // IEEE Transactions on dielectrics and electrical insulation. -2015. Vol. 22, N0. 4. P. 1833-1840.
- 77. Аскарьян Γ . А. О новых возможностях ускорения частиц до больших энергий / Γ . А. Аскарьян // Труды ФИАН. 1973. Т. 66. С. 66–72.

- 78. Костыря И. Д. Амплитуда и длительность импульса тока сверхкороткого лавинного электронного пучка при разряде в воздухе атмосферного давления / И. Д. Костыря, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко // Приборы и техника эксперимента. $2012. \mathbb{N}$ 1. С 80–85.
- 79. Тарасенко В.Ф., Формирование пучка электронов и объемного разряда в воздухе при атмосферном давлении / В. Ф. Тарасенко, В. М. Орловский, С. А. Шунайлов // Известия ВУЗов. Физика. 2003. Т.46, вып. 3. С. 94–95.
- 80. Костыря И. Д. Роль быстрых электронов в формировании объемного импульсного разряда при повышенных давлениях / И. Д.Костыря, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко // Письма в журнал технической физики. 2004. Т. 30, вып. 10. С. 31–38.
- 81. Baksht, E. H. Runaway-electron preionized diffuse discharge at atmospheric pressure and its application [Electronic resource] / E. H.Baksht, A. G. Burachenko, I. D. Kostyrya, M. I. Lomaev, D. V. Rybka, M. A. Shulepov, and V. F. Tarasenko // Journal of Physics D: Applied Physics. − 2009. − Vol. 42, №18. − 185201, 9 pp. − URL: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/42/18/185201/meta (access date 15.03.2018).
- 82. Бакшт Е. Х. Излучение димеров ксенона, криптона и аргона в послесвечении объемного наносекундного разряда при повышенных давлениях / Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко // Письма в журнал технической физики. 2006. Т. 32, вып. 19. С. 52–57.
- 83. Ломаев М. И. Мощный короткоимпульсный источник спонтанного излучения на димерах ксенона / М. И. Ломаев, Г. А. Месяц, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт // Квантовая электроника. − 2007. − Т. 37, №6. − С. 595–596.
- 84. Шулепов М. А. Модификация приповерхностных слоев фольги из меди при воздействии объемным наносекундным разрядом в воздухе атмосферного давления / М. А. Шулепов, В. Ф. Тарасенко, И. М. Гончаренко, Н. Н. Коваль, И. Д. Костыря // Письма Журнал технической физики. 2008. Т. 34, вып. 7. С. 51–57.
- 85. Войцеховский А.В., Григорьев Д.В., Коротаев А.Г., Коханенко А.П., Петерс А.С., Тарасенко В.Ф., Шулепов М.А. Влияние объемного наносекундного разряда в газовых средах атмосферного давления на электрофизические свойства эпитаксиального материала HgCdTe // Известия вузов. Физика. 2012. Т. 55, вып. 8/3. С. 65-67.

- 86. Ломаев М. И. Эмиссия нейтронов при наносекундном разряде в дейтерии в неоднородном электрическом поле / М. И. Ломаев, Б. А. Нечаев, В. Н. Падалко, С. И. Кузнецов, Д. А. Сорокин, В. Ф. Тарасенко, А. П. Яловец // Журнал технической физики. -2012.-T. 82, № 1.-C. 126-132.
- 87. Бойченко А. М. О возможности накачки Xe_2^* -лазеров и ламп ВУФ диапазона в послесвечении волны размножения электронов фона / А. М. Бойченко, С. И. Яковленко // Квантовая электроника. 2006. Т. 36, № 12, С. 1176–1180
- 88. Орловский В. М. / Лазер на двуокиси углерода с разрядом, инициируемым пучком электронов в рабочей смеси лазера с давлением до 5 атм. / В. М. Орловский, С. Б. Алексеев, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. 2011. Т. 41, № 11. С. 1033–1036.
- 89. Gubanov V. P. Generation of high-power ultrawideband electromagnetic pulses in a system with a coaxial TEM horn / V. P. Gubanov, S. D. Korovin, I. V. Pegel, V. V. Rostov, A. S. Stepchenko, and V. P. Tarakanov // Russian Physics Journal. − 1996. − Vol. 39, №.12. − P.1250–1256.
- 90. Тарасенко В. Ф. Импульсные лазеры на плотных газах с накачкой объемным разрядом, инициируемых пучком убегающих электронов / В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, Д. В. Рыбка, М. И. Ломаев, А. Е. Тельминов // Известия ВУЗов. Сер. Физика. 2010. Т. 53, вып. 5/2. С. 5–10.
- 91. Тарасенко В. Ф. Генерация из области столкновения волн ионизации, формируемых за счет концентрации электрического поля на электродах с малым радиусом кривизны / В. Ф. Тарасенко, А. Е. Тельминов, А. Г. Бураченко, Д. В.Рыбка, Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев, А. Н. Панченко, П. О. Вильтовский // Квантовая электроника. 2011. Т. 41, № 12. С. 1—6.
- 92. Бакшт Е. X. УФ генерация в азоте при накачке объемным разрядом, инициируемым пучком электронов лавин / Е. X. Бакшт, А. Г. Бураченко, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника 2009. Т. 39, № 12 С.1107–1111.
- 93. Бережной К.В. Излучение пластин селенида цинка при возбуждении импульсным электрическим полем / К. В. Бережной, А. С. Насибов, П. В. Шапкин, В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов, М. И. Яландин // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 9. С. 829–832.
 - 94. Mesyats G. A. The RADAN series of compact pulsed power generators and their

- applications / G. A. Mesyats., S. D. Korovin, V. V. Rostov, V. G Shpak., M. I. Yalandin // Proceedings of the IEEE 2004. Vol. 92, №. 7. P. 1166–1179.
- 95. Ломаев М. И. Электроразрядный многоволновой лазер ДИЛАН / М. И Ломаев., А. Н. Панченко, В. Ф. Тарасенко // Приборы и техника эксперимента. 1990. N 1. С. 179—180.
- 96. Watanabe K. Absorption coefficients of oxygen in the vacuum ultraviolet / K. Watanabe, E. C. Y. Inn, M. Zelikoff // Journal of Chemical Physics. − 1953. − Vol.21, №. 6. − P.1026–1030.
- 97. Le Pimpec F. Quantum efficiency of technical metal photocathodes under laser irradiation of various wavelengths / F. Le Pimpec, Ch. J. Milne, Ch. P. Hauri, F. Ardana-Lamas // Applied Physics A. Materials Science & Processing. − 2013. − Vol. 112, №. 3. − P. 647–661.
- 98. Nassisi V. Emission and emittance measurements of electron beams generated from Cu and diamond photocathodes / V. Nassisi, A. Beloglazov, E. Giannico, M. R. Perrone, A. Rainò // Journal of Applied Physics. − 1998. − Vol. 84, № 4. − P. 2268–2271.
- 99. Henneken H. Quantum efficiencies of gold and copper photocathodes in the VUV and X-ray range / H. Henneken, F. S Cholze, M. Krumrey, G. Ulm // Metrologia. 2000. Vol. 37, №. 5. P. 485–488.
- 100. Sozer E. B. Quantum efficiency measurements of photocathode candidates for back-lighted thyratrons / E. B. Sozer, C. Jiang, M. A. Gundersen, R. J. Umstattd // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2009. Vol. 16, №. 4. P. 993–998
- 101. Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивностей. Справочная книга. Издание третье, переработанное и дополненное. Ленинград: Энергоатомиздат, Ленинградское отделение, 1986. 488 с.
- 102. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т III. Электричество. М.: Наука, 1977. 704 с.
- 103. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. М: Наука, 1968, на с.483–485.
- 104. Панченко А. Н. Лазер на смеси азота с электроотрицательными газами, накачиваемый поперечным разрядом от генератора с индуктивным накопителем энергии: теория и эксперимент / А. Н. Панченко, А. И. Суслов, В. Ф. Тарасенко, А. Е. Тельминов // Квантовая электроника. −2007. − Т. 37, № 5. − С. 433–439.

- 105. Panchenko A. N. Laser on nitrogen electronegative gas mixtures, pumped by inductive energy storage generator: experiment and theoretical model / A. N.Panchenko, A. I. Suslov, V. F. Tarasenko, I. N. Konovalov, and A. E. Tel'minov // Physics of Wave Phenomena. -2009. Vol. 17, N0. 4. P. 251–276.
- 106. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. III, под ред. Фортова В. Е., М.: Наука, 2000, на с. 263.
- 107. Makuchovsky J. Theoretical model of TEA nitrogen laser excited by electric discharge.1. Problem formulation / J. Makuchovsky, L. Pokora // Optica Applicata. 1993. Vol. 23, №. 2–3. P. 113–129.
- 108. Itikawa Y. Cross sections for collisions of electrons and photons with nitrogen molecules / Y. Itikawa, M. Hayashi, A. Ichimura, K. Onda, K. Sakimoto, K Takayanagi, M. Nakamura, H. Nishimura, T. Takayanagi // Journal of Physical Chemical Reference Data. − 1986. Vol. 15, № 3. P. 985–1009.
- 109. Калюжная А. Г. Особенности функции распределения электронов в тлеющем разряде с полым катодом в смесях азота с электроотрицательными газами / А. Г. Калюжная, А. В. Рябцев, А. И. Щедрин // Журнал технической физики. 2003. Т. 48, вып. 1. С. 42–45.
- 110. Herron J. T. Evaluated chemical kinetics data for reactions of $N(^2D)$, $N(^2P)$, and N_2 . $(A^3\Sigma^+_U)$ in the gas phase // Journal of Physical and Chemical Reference Data. 1999. Vol.28, No. 5. P. 1453–1483.
- 111. Химия плазмы, под ред. Смирнова Б.М., М.: Энергоатомиздат. 1983. Вып. 10. С. 108.
- 112. Kossyi I. A. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge nitrogen-oxygen mixtures / I. A. Kossyi, A. Yu. Kostinsky, A. A. Matveyev, V. P. Silakov // Plasma Sources Science and Technology. − 1992. − Vol. 1, № 3. − P. 207–220.
- 113. Nandi D. Absolute cross sections for dissociative electron attachment to NF $_3$ / D. Nandi, S. A. Rangwala, S. V. K. Kumar, E. Krishnakumar // International Journal of Mass Spectrometry. 2001. Vol. 205, No. 1–3. P. 111–117.
- 114. Christophorou L. G. Electron attachment cross sections and negative ion states of SF_6 / L. G. Christophorou, J. K. Olthoff // International Journal of Mass Spectrometry. 2001. Vol. 205, No. 1. P. 27–41.
 - 115. Brunet H. Model for a glow discharge in flowing nitrogen / H. Brunet, J. Rocca-

- Serra // Journal of Applied Physics. 1985. Vol. 57, №. 5. P. 1574–1581.
- 116. Химия плазмы, под ред. Смирнова Б. М., М.: Энергоатомиздат, 1987. Вып. 14. С. 227–255.
 - 117. Смирнов Б. М. Комплексные ионы. М.: Наука. 1983. 159 с.
- 118. Šimek M. Excitation of N_2 ($C^3\Pi_u$) and NO ($A^2\Sigma^+$) states in a pulsed positive corona discharge in N_2 , N_2 – O_2 and N_2 –NO mixtures / M. Šimek, V. Babicky, M. Člupek, S. DeBenedictisz, G. Dileccez, P. Šunka // Journal of Physics D: Applied Physics. 1998. –Vol. 31, N_2 . 19. P. 2591–2602.
- 119. Александров Н. Л. Диссоциативная и тройная электрон-ионная рекомбинация в газоразрядной плазме CO_2 / Н. Л. Александров, А. М. Кончаков, Л. В. Шачкин, В. М. Шашков // Физика плазмы. − 1986. − Т. 12, № 10. − С. 1218–1224.
- 120. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, $1981.-515~\mathrm{c}.$
- 121. Александров Н. Л. Трехчастичное прилипание электрона к молекуле / Н. Л. Александров // Успехи физических наук. 1988. Т. 154, № 2. С. 177–206.
- 122. Словецкий Д. И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. 310 с.
- 123. Силаков В. П. Влияние процессов ассоциативной ионизации электронновозбужденных метастабилей на электрическую прочность слабоионизированного молекулярного азота высокого давления / В. П. Силаков // Физика плазмы. 1988. Т. 14, вып. 10. С. 1209—1212.
- 124. Trainor, D. W. Electron dissociative attachment rate constants for F_2 and NF_3 at 300° and 500°K / D. W. Traino, J. H. Jacob, // Applied Physics Letters. 1979. Vol. 35, N_2 . 12. P. 920–922.
 - 125. Рабинович С.Г. Погрешности измерений, Л.: Энергия, 1978. 262 с.
- 126. Mathias L. E. S. Stimulated emission in the band spectrum of nitrogen / L. E. S. Mathias, J. T. Parker // Applied Physics Letters. 1963. Vol. 3, №. 1. P. 16–17.
- 127. Heard H. G. Ultra-violet gas laser at room temperature / H. G. Heard // Nature. 1963. Vol. 200, №. 4907. P. 667.
- 128. Lofthus A. The spectrum of molecular nitrogen / A. Lofthus, P. H. Krupenie //
 Journal of Physical and Chemical Reference Data. − 1977. − Vol. 6, №1. − P. 113–307.
 - 129. Peng-qian Wang. Two and three-photon resonant third harmonic generation in

- molecular nitrogen / Wang Peng-qian, Cao Chuan-shun, Xie Xiao-bo, and Sun Tao-heng // Chinese Physics Letters. 1998. Vol. 15, №. 4. P. 269–271.
- 130. Leonard D. A. Saturation of the molecular nitrogen second positive laser transition / D. A. Leonard // Applied Physics Letters. 1965. Vol. 7, №. 1. P. 4–6.
- 131. Shipmann J. D. Traveling wave excitation of nitrogen power gas laser / J. D. Shipmann // Applied Physics Letters. 1967. Vol. 10, №. 1, P. 3–4.
- 132. Shipman Jr. J. D. A high power pulsed nitrogen laser / J. D. Shipman, A. A. Kolb // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1966. Vol. Q-2, № 8. P. 298.
- 133. Kazuyuki U. Comparison of modified driver circuit and capacitor-transfer circuit in longitudinally excited N_2 laser [Electronic resource] / U. Kazuyuki, A. Tetsuya, N. Kenshi, and J. Takahisa // Review of Scientific Instruments. 2013. Vol. 84, N_2 . 4. 043103, 5 pp. URL: https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4798643 (access date 19.07.2018).
- 134. Иванов Н. Г. Особенности генерации на переходах N_2 , N_2^+ , Ar, Ne, CO₂ при накачке газов наносекундным поперечным разрядом [Electronic resource] / Н. Г. Иванов, В. Ф. Лосев, В. Е. Прокопьев // Известия ВУЗов. Физика. 2016. Т.59, № 6. С. 94–99.
- 135. Kartashov D. Free-space nitrogen gas laser driven by a femtosecond filament [Electronic resource] / D. Kartashov, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, M. Shneider, A. Zheltikov, S. Leang Chin, and A. Baltuška // Physical Review A. − 2012. − Vol.86, №. 3. − 033831, 8 pp. − URL: https://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.86.033831 (access date: 23.12.2018).
- 136. Ражев А. М. Компактный УФ азотный лазер с накачкой импульсным индукционным продольным разрядом / А. М. Ражев, Д. С. Чуркин, Р. А. Ткаченко // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31, № 3. С. 182–185.
- 137. Kartashov D. Theory of a filament initiated nitrogen laser [Electronic resource] / D. Kartashov, S. Ališauskas, A. Pugžlys, M. N Shneider, and A. Baltuška // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics − 2015. − Vol. 48. − №. 9 − 094016, 15 pp. − URL: https://doi.org/10.1063/1.4978745 (access date: 26.02.2018).
- 138. Cartwright D. C. Electron impact excitation of the electronic states of N_2 . II. Integral cross sections at incident energies from 10 to 50 eV / D. C. Cartwright, S. Trajmar, A. Chutjian, and W. Williams // Physal Review A. 1977. Vol. 16, N_2 . 3. –P. 1041–1051.
- 139. Patel B. S. Compact high-power TEA N_2 laser / Patel B. S. // Review of Scientific Instruments. 1978. Vol. 49, N_2 . 9. P. 1361–1363.

- 140. Ломаев М. И. Излучательные характеристики азота при возбуждении объемным разрядом, инициируемым пучком убегающих электронов / М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, Д. А. Сорокин, В. Ф. Тарасенко, К. Ю. Кривоногова // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107, № 1. С. 40–47.
- 141. Strohwald H. Picosecond UV laser pulses from gas discharges in pure nitrogen at pressures up to 6 atm / H. Strohwald and H. Salzmann // Applied Physics Letters − 1976. − Vol.28, №.5. − P.272–274.
- 142. Ali A. W. Theory of the pulsed molecular nitrogen laser / A. W. Ali, A. C. Kolb, A. D. Anderson // Applied Optics. 1967. Vol. 6, №. 12. P. 2115–2125.
- 143. Звелто О. Принципы лазеров / О. Звелто, пер. с англ.— 3-е перераб. и доп. изд. М.: Мир, 1990. 560 с.
- 144. Godard B. A simple high-power large-efficiency N₂ ultraviolet laser / B. Godard // IEEE Journal of Quantum Electronics 1974. Vol. 10, № 2. P. 147–153.
- 145. Salzmann H. High power, subnanosecond pulse from a TEA nitrogen laser with travelling wave excitation / H. Salzmann, H. Strohwald // Optics Communications. 1974. Vol. 12, N0. 4. P. 370–372.
- 146. Papadopoulos A. D. Improved excitation by double discharge and semiconductive preionisers-electrodes in TEA UV and IR lasers / A. D. Papadopoulos, A. A. Serafetinides // Optics Communications. − 1989. − Vol. 72, №. 3–4. − P. 219–224.
- 147. Levatter J. I. High-power generation from a parallel-plates-driven pulsed nitrogen laser / J. I. Levatter, S.-C. Lin // Applied Physics Letters. 1974. Vol. 25, №. 12. P. 703–705.
- 148. Fitzsimmons W. Experimental and theoretical investigation of the nitrogen laser / W. Fitzsimmons, L. Anderson, C. Riedhauser, J. Vrtilek // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1976. Vol. 12, №. 10. P. 624–633.
- 149. Judd O. P. On the effect of the addition of SF_6 to a N_2 electrical discharge laser / O. P. Judd // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1976. Vol. QE-12, N_2 . 2. Part 1. P. 78–80.
- 150. Бычков Ю. И. Увеличение длительности импульса излучения в лазерах на самоограниченных переходах / Ю. И. Бычков, В. Ф. Лосев, В. В. Савин, В. Ф. Тарасенко // Известия Вузов. Физика. − 1978. − № 1. − С. 81−86.
 - 151. von Bergmann H. M. Pulsed corona excitation of high-power uv nitrogen lasers at

- pressures of 0–3 bar / H. M. von Bergmann, V. Hasson, D. Preussler // Applied Physics Letters. 1975. Vol. 27, №. 10. P. 553–555.
- 152. Bergmann E. E. A short high-power TE nitrogen laser / E. E. Bergmann, N. Eberhardt // IEEE Journal of Quantum Electronics. − 1973. − Vol. 9, № 8. − P. 853–854.
- 153. Basting D. A simple, high power nitrogen laser / D. Basting, F. P. Schäfer, B. Steyer // Optics and Quantum Electronics. − 1972. − Vol. 4, №. 1. − P. 43–49.
- 154. Suchard S. Behavior of first- and second emission in the N_2/SF_6 laser / S. Suchard, D. Sutton, R. Heidner III // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1975. Vol. 11, N_2 . 11. P. 908–916.
- 155. Armandillo E. High-power nitrogen laser / E. Armandillo, A. J. Kearsley // Applied Physics Letters. 1982. Vol. 41, №. 7. P. 611–613.
- 156. Martinez A. V. High-efficiency low-pressure Blumlein nitrogen laser / A. V. Martinez, V. Aboites // IEEE Journal of Quantum Electronics. − 1993. − Vol. 29, № 8. − P. 2364–2370.
- 157. Seki H. Development of a highly efficient nitrogen laser using an ultra-fast magnetic pulse compression circuit / H. Seki, S. Takemori, and T. Sato // IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. − 1995. − Vol. 1, №. 3. − P. 825–829.
- 158. Rebhan U. A high power N_2 -laser of long pulse duration / U. Rebhan, J. Hildebrandt, G. Skopp // Applied Physics A: Materials Science & Processing. 1980. Vol. 23, N_2 . 4. P. 341–344.
- [159]. Baksht E. Kh. Electron beam generation in nitrogen and helium at a low voltage on a gas diode / E. Kh. Baksht, A. G. Burachenko, M. I. Lomaev, D. V. Rybka, V. F. Tarasenko, and E. A. Khrushch // Russian Physics Journal − 2007. − Vol. 50, №. 5. − P. 518–520.
- 160. Панченко А.Н. Импульсные газовые лазеры с накачкой разрядом, формируемым убегающими электронами / А. Н. Панченко, В. Ф. Тарасенко, Н. А. Панченко // Известия высших учебных заведений. Физика. 2017. Т.60, № 8. С. 36—39.
- 161. Panchenko A. N. Efficient N_2 laser pumped by nanosecond diffuse discharge / A. N. Panchenko, V. F. Tarasenko, M. I. Lomaev, N. A. Panchenko, A. I. Suslov // Optics Communications. -2019. Vol. 430. P. 210–218.
 - 162. Chapter 10. Panchenko A. N. Application of Run-Away Electron Beams and Run-

- Away Electron Preionized Discharges for Excitation of Gas Lasers / A. N. Panchenko, V. F. Tarasenko, V. M. Orlovskii, and N. A. Panchenko // Generation of Runaway Electron Beams and X-Rays in High Pressure Gases, Volume 2: Processes and Applications. Ed. by Victor F. Tarasenko, Series: Physics Research and Technology. New-York: NOVA Science Publishers. 2016. P. 257–284.
- 163. Бойченко А. М. / Плазменные и газовые лазеры /Бойченко А. М., Панченко А. Н., Тарасенко В. Ф., Ткачев А. Н., Яковленко С. И., Панченко Н. А. // Томск, Сер. «Излучение. Пучки. Плазма». Выпуск 2, 2017. 315 с.
- 164. Ihaddadene M. A. Increase of the electric field in head-on collisions between negative and positive streamers / M. A. Ihaddadene, and S. Celestin // Geophysical Research Letters. 2015. Vol. 42, №. 13. P. 5644–5651.
- 165. Буранов С. Н. Электроразрядный N_2 -лазер с добавками SF_6 и He / С. Н. Буранов, В. В. Горохов, В. И. Карелин, П. Б. Репин // Квантовая электроника. 1990. Т. 17, № 2. С. 161—163.
- 166. Judd O. P. The effect of gas mixture on the electron kinetics in the electrical CO_2 gas laser / O. P. Judd // Journal of Applied Physics 1974. Vol. 45, No. 10. P. 4572–4575.
- 167. Efthimiopoulos T. Characteristics of an ultraviolet preionized high power nitrogen laser / T. Efthimiopoulos, Ch. Bacharides // Optical Engineering. − 1986. − Vol. 25, №. 9. − P. 1055–1057.
- 168. Lochte-Holtgreven W. (Ed.), Plasma Diagnostics / W.(Ed.) Lochte-Holtgreven // North-Holland publishing Company, Amsterdam, the Netherlands, 1968. 928 p.
- 169. Асиновский Э. И. Двойной пик излучения коаксиального азотного лазера / Э. И. Асиновский, Л. М. Василяк, Ю. М. Токунов // Квантовая электроника. 1988. Т. 15, № 8. С. 1548—1551.
- 170. Geller M. Some considerations in the design of a high power, pulsed N_2 laser / M. Geller, D. E. Altman, T. A. De Temple // Applied Optics. 1968. Vol. 7, No. 11. P. 2232–2237.
- 171. Shao T. Spark discharge formation in an inhomogeneous electric field under conditions of runaway electron generation [Electronic resource] / T. Shao, V. F. Tarasenko, Ch. Zhang, M. I. Lomaev, D. A. Sorokin, P. Yan, A. V. Kozyrev, E. Kh. Baksht // Journal of Applied Physics. − 2012. − Vol. 111, № 2. − 023304, 10 pp − URL: https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3677951 (access date: 25.01.2019).

- 172. Mitani T. Parametric study of the 357.7-nm oscillation in a TE (transversely excited) N_2 laser / T. Mitani // Journal of Applied Physics. 1981. Vol. 52, N_2 . 5. P. 3159–3166.
- 173. Химические лазеры. / Под ред. Гросса Р. и Ботта Дж. М.: Мир. 1980. 832 с.
 - 174. Химические лазеры. / Под ред. Басова Н.Г. М.: Наука. 1982. 400 с.
- 175. Kompa K. L., Hydrofluoric acid chemical laser / K. L. Kompa, G. C. Pimentel //
 Journal of Chemical Physics. 1967. Vol. 47, №. 2. P. 857–858.
- 176. Ultee C. Pulsed hydrogen fluoride lasers / C. Ultee // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1970. Vol. 6, №. 10. P. 647–648.
- 177. Jensen R. J. Electric discharge initiated SF_6 - H_2 and SF_6 -HBr chemical lasers / R. J. Jensen, W. W. Rice // Chemical Physics Letters. 1970. Vol. 7, No. 6. P. 627–629.
- 178. Pummer H., Parameter study of a 10-J hydrogen fluoride laser / H. Pummer, W. Breitfeld, H. Wedler, G. Klement, and K. L. Kompa // Applied Physics Letters. − 1973. − Vol. 22, №. 7. − P.319–320.
- 179. Midorikava K. Efficient operation of the low-ipedanse Blumlein discharge initiated HF/DF chemical laser / K. Midorikava, S. Sumida, Y. Sato, M. Obara, T.Fujioka // IEEE Journal of Quantum Electronics. − 1979. − Vol. QE-15, №. 3. − P. 190–194.
- 180. Anderson N. An X-ray preionised self sustained discharge HF/DF laser / N. Anderson, T. Bearpark, S. J. Scott // Applied Physics B: Lasers and Optics. 1996. Vol. 63, №. 6. P.565–573.
- 181. Баранов В. Ю. Параметрические исследования импульсного нецепного НГ-лазера / В. Ю. Баранов, Ф. И. Высикайло, А. В. Демьянов, Д. Д. Малюта, В. Ф. Толстов // Квантовая электроника. -1984. Т. 11, № 6. С.1173–1178.
- 182. Richeboeuf L. Dynamics and correlated performance of a photo-triggered discharge-pumped HF laser using SF_6 with hydrogen or ethane / L. Richeboeuf, S. Pasquiers, F. Doussiet, M. Legentil, C. Postel, V. Puech // Applied Physics B: Lasers and Optics. 1999. Vol. 68, N0. 1. P. 45–53.
- 183. Аполлонов В. В. Объемный самостоятельный разряд для инициирования широкоапертурных нецепных HF(DF)-лазеров / В. В.Аполлонов, С. Ю. Казанцев, В. Ф. Орешкин, А. В. Сайфулин, К. Н. Фирсов // Известия Академии Наук. Серия Физическая. 2000. Т. 64, № 7. С. 1439–1445.

- 184. Lacour B. Importance of pre-ionisation for the non-chain discharge-pumped HF laser / B. Lacour, S. Pasquiers, C. Postel, V. Puech // Applied Physics B: Lasers and Optics. 2001. Vol. 72, №. 3. P. 289–299.
- 185. Pan Q. non-chain pulsed DF laser with an average power of the order of 100 W [Electronic resource] / Q. Pan, J. Xie, Ch. Wang, J. Guo // Applied Physics B − 2016. − Vol. 122. − №. 7. − 200, 6 pp. − URL: https://link.springer.com/article/10.1007%2Fs00340-016-6475-z (access date 04.10.2018).
- 186. Puchikin A. V. TEA HF laser with a high specific radiation energy [Electronic resource] / A. V. Puchikin, M. V. Andreev, V. F. Losev, Yu. N. Panchenko // Proceedings of SPIE. 2017. Vol. 10254. 102540M, 6 pp. URL: https://doi.org/10.1117/12.2256353 (access date: 02.01.2019).
- 187. Belevtsev A. A. Self-sustained volume discharge in mixtures of SF₆ with hydrocarbons, hydrogen and deuterium for non-chain HF(DF) lasers [Electronic resource] / A. A. Belevtsev, K. N. Firsov, S. Y. Kazantsev, I. G. Kononov, S. V. Podlesnykh // J. Physics D: Applied Physics. 2018. Vol. 51, N_{\odot} . 38. 384003, 11 pp URL: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/aad41c (access date: 11.08.2018).
- 188. V. Y. Agroskin, B. G. Bravy, Y. A. Chernyshev, S. A. Kashtanov, V. I. Kirianov, E. F. Makarov, V. G. Papin, S. A. Sotnichenko, G. K. Vasiliev Aerosol sounding with a lidar system based on a DF laser // Applied Physics B. − 2005. − Vol. 81, №. 8. − P. 1149–1154.
- 189. Firsov K. N. Laser on single-crystal ZnSe: Fe_2^+ with high pulse radiation energy at room temperature [Electronic resource] / K N Firsov, M P Frolov, E M Gavrishchuk, S Yu Kazantsev, I G Kononov, Yu V Korostelin, A A Maneshkin, S D Velikanov, I M Yutkin, N A Zaretsky // Laser Physics Letters. 2016. Vol. 13, No. 1. 015002, 5 pp URL: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1612-2011/13/1/015002 (access date: 23.11.2018).
- 190. Орловский В. М. Эффективность химического лазера на смеси SF_6 H_2 с накачкой электронным пучком / В. М. Орловский, А. Г. Пономаренко, Э. А. Соснин, В. Ф. Тарасенко, Ю. И. Хапов // Журнал технической физики. 1999. Т. 69, № 1. С. 76–81.
- 191. Ерофеев М. В. Энергетические, временные и спектральные характеристики нецепного HF-лазера с накачкой планарным пучком электронов и разрядом, инициированным пучком электронов / М. В. Ерофеев, В. М. Орловский, В. С. Скакун, Э. А. Соснин, В. Ф. Тарасенко // Оптика атмосферы и океана. − 2000. − Т. 13, № 3. − С. 232−

235.

- 192. Serafetinides A. A. Performance studies of a novel design atmospheric pressure pulsed HF/DF laser / A. A. Serafetinides, K. R. Rickwood, and A. D. Papadopoulos // Applied Physics B: Photophysics and Laser Chemistry. − 1991. − Vol. 52. − №. 1. − P. 46–54.
- 193. Аполлонов В. В. Самоинициирующийся объемный разряд в нецепных НГ-лазерах на смесях SF_6 с углеводородами / В. В.Аполлонов, А. А.Белевцев, С. Ю.Казанцев, А. В.Сайфулин, К. Н. Фирсов // Квантовая электроника 2000. Т. 30, № 3. С. 207—214.
- 194. Великанов С. Д. Мощный электроразрядный НF-лазер с твердотельным генератором накачки / С. Д.Великанов, С. Г. Гаранин, А. П. Домажиров, Е. М. Ефанов, М. В. Ефанов, С. Ю. Казанцев, Б. Е. Кодола, Ю. Н. Комаров, И. Г. Кононов, С. В. Подлесных, А. А. Сивачев, К. Н. Фирсов, В. В. Щуров, П. М. Ярин // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 5. С. 393–396.
- 195. Бортник И. М. Физические свойства и электрическая прочность элегаза / И. М. Бортник. Энергоатомиздат, 1988. 80 с.
- 196. Mao M. Numerical study of the plasma chemistry in inductively coupled SF_6 and SF_6 /Ar plasmas used for deep silicon etching applications. [Electronic resource] / M. Mao, Y. N. Wang, A. Bogaerts // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. Vol. 44, No. 43. 435202, 15pp URL: https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/43/435202 (access date: 23.03.2019).
- 197. Seung-Ju Oh, A study on plasma parameters in Ar/SF₆ inductively coupled plasma [Electronic resource] / Oh Seung-Ju, Lee Hyo-Chang, Chin-Wook Chung // Physics of Plasmas 2017. Vol. 24, No. 1. 013512, 6 pp.- URL: https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4974036 (access date 16.09.2018).
- 198. Panchenko A. N. Diffuse discharges in SF_6 and mixtures of SF_6 with H_2 , formed by nanosecond voltage pulses in non-uniform electric field / A. N. Panchenko, V. F. Tarasenko, D. V. Beloplotov, N. A. Panchenko, M. I. Lomaev // High Voltage. 2018. Vol. 3, N_2 . 4. P. 316 322.
- 199. Makarov M. Time resolved imaging study of phototriggered discharges in SF_6 and Ne/SF_6 mixtures / M. Makarov, L. Menager, S. Pasquiers, C. Postel, V. Puech // IEEE Transactions on Plasma Science. 1999. Vol. 27, Noledot 1. P. 126 127.
 - 200. Richeboeuf L. The influence of H₂ and C₂H₆ molecules on discharge equilibrium

- and F-atom production in a phototriggered HF laser using SF_6 / L. Richeboeuf, S. Pasquiers, M. Legentil, and V. Puech // Journal of Physics D, Appied Physics. 1998. Vol. 31, No. 4. P. 373–389.
- 201. Tarasenko V. F. Efficient discharge-pumped non-chain HF and DF lasers [Electronic resource] / V. F. Tarasenko, A. N. Panchenko // Proceedings of SPIE. 2006. Vol. 6101. 61011P, 9 pp URL https://doi.org/10.1117/12.643226 (access date: 05.09.2018).
- 202. Yoshida S. Light emission spectrum depending on propagation of partial discharge in SF₆ / S.Yoshida, H. Kojima, N. Hayakawa, F. Endo, H. Okubo // IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Vancouver, BC, Canada, 9–12 June 2008. P. 365–368.
- 203. Jabbour Z. J. Continuous ultraviolet emissions produced by electron impact on SF_6 and NF_3 / Z. J. Jabbour, K. A. Blanks, K. E. Martus, K. Becker // Journal of Chemical Physics. 1988. Vol. 88, N0. 7. P. 4252–4256.
- 204. Blanks K. A. Optical emissions in the wavelength region 2000–6000 Å produced by electron impact dissociation of NF₃, CF₄ and SF₆ / K. A. Blanks, K. Becker // Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics. 1987. Vol. 20, No. 22. P. 6157–6164.
- 205. Baksht E. Kh. Nanosecond discharge in sulfur hexafluoride and the generation of an ultrashort avalanche electron beam / E. Kh. Baksht, A. G. Burachenko, M. V. Erofeev, M. I. Lomaev, D. V. Rybka, D. A. Sorokin, and V. F. Tarasenko // Laser Physics. − 2008. − Vol. 18, № 5. − P. 732–737.
- 206. Fujii K. Emission spectrum of partial discharge light in SF₆ gas / K. Fujii, M. Yamada, A. Tanaka, K. Kurosawa // IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Baltimore, MD USA, June 7–10, 1992. P. 332–335.
- 207. Lemzadmi A. Light emission from corona discharge mixtures at high pressure / A. Lemzadmi, N. Bonifaci, A. Denat, M. Nemamcha // European Physical Journal: Applied Physics. 2006. Vol. 33, №. 3. P. 213–219.
- 208. Tarasenko V. F. Runaway electrons during subnanosecond breakdowns in high-pressure gases / V. F. Tarasenko, M. I. Lomaev, D. V. Beloplotov, D. A. Sorokin // High Voltage. 2016. Vol. 1, №. 4. P. 181–191.
- 209. Вильтовский П. О. Генерация в УФ, ИК и видимой областях спектра в диффузном разряде, формируемом убегающими электронами лавин / П. О. Вильтовский, М. И. Ломаев, А. Н. Панченко, Н. А. Панченко, Д. В. Рыбка, В. Ф.

- Тарасенко // Квантовая электроника. 2013. Т. 43, № 7. С.605–609.
- 210. Ломаев М. И. Спектральные характеристики излучения нецепных HF(DF) лазеров с накачкой объемным разрядом / М. И. Ломаев, А. Н. Панченко, Н. А. Панченко // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27, № 4. С. 341–345.
- 211 Panchenko A. N. Gas lasers pumped by run-away electron preionized diffuse discharge [Electronic resource] / A. N. Panchenko, M. I. Lomaev, N. A. Panchenko, V. F. Tarasenko, A. I. Suslov // Proceedings of SPIE. 2015. Vol. 9543. 95432B, 10 pp. –URL: https://doi.org/10.1117/12.2085103 (access date 15.06.2018).
- 212. Jones C. R. Gain and energy measurements on an HF/DF electrically pulsed chemical laser / C. R. Jones // Applied Physics Letters. 1973. Vol. 22, №. 12. P. 653–655.
- 213. Perry D. S. Energy distribution among reaction products. IX. F + H₂, HD and D₂ / D. S.Perry, J. C. Polanyi // Chemical Physics. − 1976. − Vol. 12, №. 4. − P. 419–431.
- 214. Ерофеев М. В. Об эффективности лазера на смеси H_2 – SF_6 при инициировании химических реакций потоком электронов / М. В. Ерофеев, В. М. Орловский, В. С. Скакун, Э. А. Соснин, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. 2000. Т. 30, № 6. С. 486–488.
- 215. Boichenko A. M. Exciplex rare—halide lasers / A. M. Boichenko, V. F. Tarasenko, and S. I. Yakovlenko // Laser Physics. 2000. Vol. 10, №. 6. P. 1159–1187.
- 216. Панченко А. Н. / Генерация в смесях инертных газов с фтором при накачке объемным диффузным разрядом / А. Н. Панченко, Н. А. Панченко // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29, № 2. С. 152–156.
- 217. Panchenko A. N. Efficient IR, UV, and VUV lasers pumped by run-away electron preionized discharge / A. N.Panchenko, N. A. Panchenko, D. A. Sorokin, M. I. Lomaev, A. I. Suslov // Журнал прикладной спектроскопии. 2016. Т. 83, № 6/16. С. 572–573.
- 218. Panchenko A. N. Run-away electron preionized diffuse discharge as a source of efficient laser emission in the IR, UV, VUV [Electronic resource] / A. N. Panchenko, N. A. Panchenko, V. F. Tarasenko // Journal of Physics: Conference Series. − 2017. − T. 830, №. 1. − 012001, 7 pp. .− URL: https://www.researchgate.net/publication/316727812_Run-away_electron_preionized_diffuse_discharge_as_a_source_of_efficient_laser_emission_in_the _IR_UV_VUV (access date: 20.08.2018).
 - 219. Panchenko A. N. Laser action in the IR, UV and VUV in run-away electron

- preionized discharges [Electronic resource] / A. N. Panchenko, N. A. Panchenko, D. A. Sorokin, M. I. Lomaev // Proceedings of SPIE. 2017. Vol. 10124. 1025411, 6 pp URL: https://doi.org/10.1117/12.2256279 (access date: 15.03.2018).
- 220. Басов Н.Г. Квантовый генератор в вакуумной области спектра при возбуждении жидкого ксенона электронным пучком / Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, Ю. М. Попов, Д. Д. Ходкевич // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 1970. Т. 12, № 10. С. 473 –474.
- 221. Басов Н. Г. Вынужденное излучение в области вакуумного ультрафиолета / Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, Ю. М. Попов // Квантовая электроника. 1971. Т. 1, № 1. С. 29–34.
- 222. Koehler H. A. Stimulated VUV emission in high-pressure xenon excited by high-current relativistic electron beams / H. A. Koehler, L. J. Ferderber, D. L. Redhead, and P. J. Ebert // Applied Physics Letters. − 1972. − Vol. 21, № 1. − P. − 198–200.
- 223. Velazko J. E. Bound–free emission spectra of diatomic xenon halides / J. E. Velazko, and D. W. Setser // Journal of Chemical Physics. 1975. Vol. 62, №. 5. P. 1990–1991.
- 224. Searles S. K. Stimulated emission at 281.8 nm from XeBr / S. K. Searles and G. A. Hart // Applied Physics Letters. 1975. Vol. 27, №. 4. P. 243–245.
- 225. Burnham R. Xenon fluoride laser excitation by transverse electric discharge / R. Burnham, N. W. Harris, and N. Djeu // Applied Physics Letters. -1976. Vol. 28, No. 2. P. 86–87.
- 226. Burnham R. Ultraviolet-preionized discharge-pumped lasers in XeF, KrF, and ArF / R. Burnham, and N. Djeu // Applied Physics Letters. 1976. Vol. 29, №. 11. 707–709.
- 227. Елецкий А. В. Эксимерные лазеры / А. В. Елецкий // Успехи физических наук. 1978. –Т. 125, вып. 2. С. 279–314.
 - 228. Эксимерные лазеры / под ред. Ч. Роудза. М.: Мир, 1981. 245 с.
- 229. Газовые лазеры / под ред. И. Мак Даниэля и У. Нигена. М.: Мир, 1986. 548 с.
- 230. Dane C.B. Scaling characteristics of the XeF (C to A) excimer laser / C. B. Dane, T. Hofmann, W. L. Wilson, R. Sauerbrey, F. K. Tittel, W. L. Nigha, M. C. Fowler // IEEE Journal of Quantum Electronics. − 1990. − Vol. 26, № 9. − P. 1559–1568.
 - 231. Tcheremiskine V. Femtosecond XeF(C-A) laser amplifier pumped by radiation of

- multichannel surface discharges [Electronic resource] / V. Tcheremiskine, O. Uteza, A. Aristov, M. Sentis, L. Mikheev // Proceedings of SPIE. 2007. Vol. 6938. 69380W, 12 pp. URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/6731/673133/Femtosecond-XeFC-A-amplifier-pumped-by-radiation-from-surface-discharge/10.1117/12.753098.short (access date: 04.04.2019).
- 232. Ю. И Бычков, Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, В. В. Осипов. Инжекционная газовая электроника. Новосибирск: Наука. 1982. 236 с.
- 233. Mizoguchi H. Rapid discharge-pumped wide aperture X-ray preionized KrF laser / H. Mizoguchi, A. Endoh, J. Jethwa, B. Rácz, and F.P. Schgifer // Applied Physics B. Lasers and Optics. 1991. Vol. 52, №. 3. P. 195–199.
- 234. Taylor R. S. Magnetic spiker excitation of gas-discharge laser / R. S. Taylor, K. E. Leopold // Applied Physics B: Lasers and Optics. 1994. Vol. 59, №. 5. P. 479–508.
- 235. Osborne H. R. The effect of pulse forming line impedance on the performance of an X ray preionized XeCl discharge laser / H. R. Osborne, P. W.Smith, M. H. R. Hutchinson // Optics Communications. − 1985. − Vol. 52, № 6. − P. 415–420.
- 236. Taylor R. S. Pre-preionization of a long optical pulse magnetic-spiker sustainer XeCl laser / R. S. Taylor, K. E. Leopold // Review of Scientific Instruments. − 1994. − Vol. 65, №. 12. − P. 3621–3627.
- 237. Long W.H., Plummer J., Stappaerts E.A. Efficient discharge pumping of an XeCl laser using a high-voltage pre-pulse // Applied Physics Letter. − 1983. − Vol. 43. − №. 8. − P. 735–737.
- 238. Feenstra L. On the performance of an ArF and a KrF laser as a function of the preionisation timing and the excitation mode / L. Feenstra, O. B. Hoekstra, P. J. M. Peters, W. J. Witteman // Applied Physics B: Lasers and Optics/ − 2000. − Vol. 70, № 8. − P. 231–235,
- 239. Demyanov A. V. Kinetic modelling of a discharge-pumped ArF excimer laser and the effects of discharge filamentation / A. V. Demyanov, L. Feenstra, P. J. M. Peters, A. P. Napartovich, W. J. Witteman // Applied Physics B. Lasers and Optics. − 2001. − Vol. 72, №. 7. − P. 823–833.
- 240. Burnham R. Efficient electric discharge lasers in XeF and KrF / R. Burnham, F. X. Powell, and N.Djeu // Applied Physics Letters. 1976. –Vol. 29, №1. P. 30–32.
- 241. Sarjeant W. J. A scalable multiatmosphere high-power XeF laser / W. J. Sarjeant, A. J. Alcock, and K. E. Leopold // Applied Physics Letters. − 1977. −Vol. 30, №. 12. − P. 635−

637.

- 242. Peters P. J. M. Gas-discharge XeF* laser with high specific output energy / P. J. M. Peters, M. Trentelman, Q. C. Mei, W. J. Witteman, // Applied Physics B: Lasers and Optics. 1994. Vol. 59, №. 5. P. 533–535.
- 243. Mandl A. Selective removal of F₂ impurity from NF₃/Xe/Ne, XeF laser mixtures / A. Mandl, R. S later, and C. H. Appel // Review of Scientific Instruments. − 1982. − Vol. 53, № 3. − P. 301–305
- 244. Eden J. G. Collisional deactivation studies of the XeF*(B) state by He, Xe, NF₃, and F₂ / J. G. Eden, and R. W.Waynant // Journal of Chemical Physics. 1978. Vol. 68, No. 6. P. 2850–2854
- 245. Onkels E. D. Real time measurement of current and voltage in discharge pumped KrF* excimer lasers / E. D. Onkels, and W. Seelig // Review of Scientific Instruments. 1997. Vol. 68, №. 8. P. 3250–3251.
- 246. Bagayev S. N. 1,3 J KrF excimer laser with efficiency 2,5% / S. N. Bagayev, A. M. Razhev, A. A. Zhupikov, E. S. Kargapoltsev, V. A. Chekavinsk // Proceedings of SPIE. 2003. Vol.5120. P. 231–235.
- 247. Бычков Ю. И. KrF лазер с накачкой двойным разрядом от генератора с индуктивным накопителем / Ю. И. Бычков, А. Н. Панченко, Е. А. Тельминов, В. Ф. Тарасенко, С. А. Ямпольская, А. Г. Ястремский // Известия Томского политехнического университета. -2008. -T. 312, № 2. -C. 113–116.
- 248. Hooker S. M. Influence of cavity configuration on the pulse energy of a high-pressure molecular fluorine laser / S. M. Hooker, A. M. Haxell, and C. E. Webb // Applied Physics B: Photophysics and laser Chemistry. − 1992. − Vol. 55, № 1. − P. 54–59.
- 249. Hatakeyama T. Theoretical study of a vacuum ultraviolet F_2 excimer lamp (157 nm) excited by microwave discharge / T. Hatakeyama, F. Kannari, and M. Obara // Applied Physics Letters 1991. Vol. 59, No. 4. P. 387–389.
- 250. Parvin P. Spectral lines of the atomic-fluorine laser from 2 psi (absolute) to 5,5 atm / P. Parvin, H. Mehravaran, and B. Jaleh // Applied Optics. − 2001. − Vol. 40, № 21. − P. 3532–3538.
- 251. Ищенко В. Н. Мощный эффективный ВУФ F_2 -лазер, возбуждаемый электрическим разрядом / В. Н. Ищенко, С. А. Кочубей, А. М. Ражев // Квантовая электроника. 1986. Т. 13, № 5. С. 1072–1075

- 252. Герасимов Γ . Н. Оптические спектры бинарных смесей инертных газов / Γ . Н. Герасимов // Успехи физических наук. 2004. Т. 174, № 2. С. 155-175.
- 253. Сорокин Д. А. ВУФ-излучение гетероядерных димеров и его усиление в плазме высоковольтного наносекундного разряда, инициируемого убегающими электронами, в смеси Ar-Xe / Д. А. Сорокин, М. И. Ломаев, В. Ф. Тарасенко // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29, № 5. С. 437–442.