

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ИМЕНИ А. В. РЖАНОВА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН

На правах рукописи

БЕЛЬСКАЯ Екатерина Викторовна

**Разряды, генерирующие электронные пучки с высокой
эффективностью, и возбуждение ими газовых лазеров**

01.04.04 " Физическая электроника "

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Бохан Петр Артемович

Новосибирск—2011

Оглавление

Введение	5
1 Генерация электронных пучков в газах с целью возбуждения газовых лазеров	19
1.1 Сравнение возбуждения активной среды газовым разрядом и электронным пучком	19
1.2 Физика генерации электронных пучков	21
1.2.1 Условие убегания электронов	21
1.2.2 Эффективность генерации электронного пучка	22
1.3 Получение электронных пучков в газах	23
1.3.1 Аномальный тлеющий разряд с холодным катодом	24
1.3.2 Разряд с полым катодом	24
1.3.3 Открытый разряд	25
1.3.4 Механизм эмиссии электронов в открытом разряде	26
Выводы к главе 1	28
2 Разряды, с высокой эффективностью генерирующие электронные пучки	29
2.1 Экспериментальная техника	29
2.2 Распределение поля в ускорительном зазоре открытого разряда . .	31
2.2.1 Алгоритм расчета распределения потенциала	31
2.2.2 Сравнение теоретического расчета и экспериментальных данных	33
2.2.3 Параметры генерируемого в лазерной кювете электронного пучка	35
2.2.4 Динамика поля в ускорительном зазоре лазерной кюветы . .	36
2.3 Открытый разряд с катодной полостью	38
2.3.1 Механизм эмиссии	38
2.3.2 Конструкция лазерной кюветы	40
2.3.3 Параметры электронного пучка в гелии	41

2.3.4	Параметры электронного пучка в смеси гелий-ксенон	42
2.3.5	Масштабируемость разряда	44
2.4	Широкоапертурный разряд	45
2.4.1	Экспериментальная установка и измеряемые параметры . . .	46
2.4.2	Непрерывный режим	47
2.4.3	Квазинепрерывный режим	50
2.4.4	Импульсный режим	54
Выводы к главе 2		57
3	Импульсная генерация на переходе $He(2^1P_1^0 - 2^1S_1)$ с $\lambda = 2.058 \mu m$	60
3.1	Экспериментальное исследование генерации He - лазера	61
3.1.1	Конструкция лазерной кюветы и условия эксперимента . . .	61
3.1.2	Лазер в режиме генерации	61
3.1.3	Система генератор - усилитель	62
3.2	Энергетические параметры лазера	64
3.2.1	Расчет населенностей рабочих уровней	64
3.2.2	Мощность генерации излучения	66
3.3	Характеристики генерации в режиме сдвоенных импульсов	67
Выводы к главе 3		68
4	Измерение констант девозбуждения $He(2^1S_0)$ в смесях с молекулярными газами	70
4.1	Методика измерения констант девозбуждения $He(2^1S_0)$	71
4.1.1	Экспериментальная установка	71
4.1.2	Методика определения константы скорости	72
4.1.3	Выбор метода регистрации населенностей МС	73
4.1.4	Требуемые параметры пробного излучения при методе поглощения	74
4.1.5	Погрешности измерения при разных контурах пробного излучения	77
4.2	Результаты измерений	79
4.2.1	Измерение константы электронного девозбуждения	79
4.2.2	Измерение констант тушения $He(2^1S_0)$ молекулами	81
4.3	Влияние различных процессов девозбуждения $He(2^1S_0)$ на точность измерения	83
Выводы к главе 4		88

5 Столкновительный режим генерации на самоограниченном переходе $He(2^1P_0^1 - 2^1S_1)$	89
5.1 Расчет длительности генерации на переходе $He(2^1P_1^0 - 2^1S_1)$ с учетом различных механизмов девозбуждения рабочих уровней	90
5.2 Реализация квазинепрерывной генерации и обсуждение ее механизма	94
5.2.1 Механизмы восстановления генерации во втором импульсе .	94
5.2.2 Исследование параметров генерации в режиме возбуждения длинными импульсами	96
5.2.3 Механизм квазинепрерывной столкновительной генерации .	98
Выводы к главе 5	99
6 Накачка электронным пучком паро-газовых смесей с различными механизмами создания инверсии населенностей	100
6.1 Генерация на переходах иона таллия, накачиваемых в процессах перезарядки в смесях $Ne - Tl$ и $He - Tl$	100
6.1.1 Конструкция лазера	101
6.1.2 Экспериментальные данные	102
6.1.3 Механизмы образования инверсии населенностей и ограничения мощности генерации	104
6.2 Квазинепрерывная генерация в смеси $He - Xe$ на переходе ксенона с $\lambda = 2.026\mu m$	107
Выводы к главе 6	109
Заключение	111
Список цитированной литературы	113
Список терминов и сокращений	125

Введение

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Световые источники и лазеры используются в самых различных областях: обработке материалов, медицине, обработке и передаче информации, физических, химических и биологических исследованиях. Среди других лазеры на парах металлов обладают рядом привлекательных выходных параметров (дифракционное качество пучка, высокие средние и импульсные мощности). Наивысшее КПД генерации лазерного излучения при широко используемом газоразрядном возбуждении наиболее эффективных лазеров составляет 1.5—3%.

Одним из вариантов дальнейшего увеличения энергетических параметров лазерной генерации и расширения набора активных сред, рабочих переходов и механизмов создания инверсии является применение электронно-пучкового возбуждения активной среды лазера [1, 2]. Согласно модельным экспериментам и теоретическим расчетам использование электронно-пучковой накачки может привести к погонной мощности генерации до 10 kW/m [3] (лазеры на парах *Cu* и *Mn*), что является наивысшей величиной для любых газовых лазеров, работающих без режима быстрой смены рабочей среды.

В последнее время наблюдается существенный прогресс в методах генерации пучков заряженных частиц. Для возбуждения газовых лазеров перспективно применение низковольтных (3...5) kV электронных пучков, генерируемых непосредственно в активных объёмах (внутри газовой среды). Это позволяет вводить его в активную среду лазера без использования дополнительных устройств типа разделительной фольги и газодинамических окон.

Таким образом, можно говорить о том, что, во-первых, задача дальнейшего улучшения параметров газовых лазеров, увеличения их мощности, эффективности генерации, расширения круга рабочих сред, переходов и процессов является актуальной; во-вторых, существуют методы её решения — это реализация и исследование электронно-пучкового возбуждения активных сред лазеров.

Цель работы

Исследование газовых разрядов, генерирующих электронный пучок с высокой

эффективностью, и их применение для создания когерентных и некогерентных источников излучения.

Решаемые задачи

1. Реализация и исследование различных типов разрядов с преобладающей ролью фотоэмиссии, перспективных для генерации электронных пучков с энергией 0.3...10 keV: открытый разряд, открытый разряд с катодной полостью, широкоапертурный тлеющий разряд.

2. Исследование физики и параметров генерации электронного пучка в широкоапертурном тлеющем разряде с сетчатым анодом.

3. Получение и исследование лазерной генерации на средах с различными механизмами создания инверсии при накачке электронным пучком, генерируемым в фотоэмиссионных разрядах.

4. Моделирование и экспериментальное исследование гелиевого лазера, накачиваемого электронным пучком, генерируемым в открытом разряде.

5. Моделирование и экспериментальное исследование возможности перевода генерации на самоограниченном переходе гелия в столкновительный режим.

Научная новизна

1. Впервые осуществлен перевод генерации излучения на самоограниченном лазерном переходе в столкновительный режим с использованием двух универсальных механизмов девозбуждения нижнего метастабильного состояния: в столкновениях с электронами и молекулами.

2. Исследован новый тип разряда — широкоапертурный тлеющий разряд с преобладанием фотоэмиссии, генерирующий электронный пучок с высокой эффективностью в простой геометрии.

3. Рассчитано распределение потенциала в ускорительном зазоре импульсного открытого разряда.

4. Измерены с указанием точности константы скоростей девозбуждения состояния $He(2^1S_0)$ молекулами H_2O , NH_3 , N_2O , CO_2 . Для H_2O данные были получены впервые.

5. При возбуждении электронным пучком получена генерация на новых линиях иона таллия: $1.92\ \mu m$, $1.395\ \mu m$ в смеси $Ne - Tl$.

Публикации

Автор имеет 1 патент и 7 опубликованных работ, в том числе по теме диссертации 7, работ, опубликованных в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях, определенных Высшей аттестационной комиссией, 7.

Практическая значимость

1. Показано, что широкоапертурный тлеющий разряд позволяет генерировать электронный пучок с эффективностью $\eta \approx 100\%$ в непрерывном и квазинепрерывном режимах при давлениях газа единицы Торр в кювете простой геометрии. Ши-

рокоапертурный тлеющий разряд можно использовать в качестве перспективного источника электронного пучка.

2. Созданы высокотемпературные лазерные кюветы цилиндрической геометрии с большой апертурой с электронно-пучковым возбуждением. Результаты исследования демонстрируют масштабируемость разрядов, определяющих конструкцию кювет и используемых в качестве источника электронного пучка: открытого разряда и открытого разряда с катодной полостью. Показано, что использование электронного пучка эффективно для возбуждения лазеров с различными механизмами создания инверсии и позволяет получать новые линии генерации.

3. Осуществлено возбуждение газовых сред в режиме регулярных импульсов с высокими частотами следования в кюветах большого объема, что демонстрирует возможность реализации газовых лазеров большой мощности.

Защищаемые положения

1. В открытом разряде в импульсном режиме (длительность импульса < 100 ns) генерируемый электронный пучок практически моноэнергетичен с энергией, равной приложенному на катод напряжению. Моноэнергетичность обусловлена бесстолкновительным ускорением электронов в области катодного падения потенциала, составляющей малую часть ($< 20\%$) величины ускорительного зазора катод — сетчатый анод.

2. В широкоапертурном тлеющем разряде с преобладанием фотоэмиссии существуют условия функционирования, характеризующиеся генерацией электронного пучка с близкой к единице эффективностью при падающей ВАХ.

3. В широкоапертурном тлеющем разряде в гелии основной вклад в фотоэмиссию вносит излучение с резонансного уровня, возбужденного во вторичных процессах: через ступенчатое возбуждение с нижних уровней и рекомбинационное заселение с верхних уровней.

4. При электронно-пучковом возбуждении комбинированный механизм девозбуждения нижнего метастабильного состояния в столкновениях с электронами и молекулами приводит к переводу генерации излучения на самоограниченном лазерном переходе в квазинепрерывный столкновительный режим.

Личный вклад автора

Основные результаты получены автором лично. Е.В. Бельская принимала активное участие в постановке задач, обсуждении результатов, подготовке статей. Из печатных работ, опубликованных диссертантом в соавторстве, в диссертацию вошли только те результаты, в получении которых она приняла непосредственное участие на всех этапах: от постановки задач и теоретического анализа до проведения экспериментов.

Апробация работы

Результаты были доложены на всероссийских симпозиумах "Лазеры на па-

рах металлов" (Сочи, 2006, 2008, 2010), VII, IX и X международных конференциях "Atomic and molecular pulsed lasers" (Tomsk, 2007, 2009, 2011), молодежных конкурсах - конференциях "Фотоника и оптические технологии" (Новосибирск, 2008, 2010, 2011), международной научной студенческой конференции (Новосибирск, 2006).

Структура диссертации состоит из введения, шести глав и заключения. Диссертация изложена на 127 страницах, включает 55 рисунков, 8 таблиц и список цитируемой литературы из 142 наименований.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность выбранной темы работы, сформулированы ее цель и задачи, определены объекты исследования. Показаны научная новизна и практическая значимость проведенных исследований, представлены основные научные положения, выносимые на защиту, описаны апробация работы, личный вклад автора, раскрыта структура работы, дана краткая характеристика каждой главы.

Первая глава носит обзорный характер. Описываются различные способы возбуждения активной среды газовых лазеров и указывается на преимущество электронно-пучковой накачки в импульсно-периодическом режиме по сравнению с газоразрядным способом возбуждения. Описываются условия генерации электронного пучка в газах и его параметры в различных типах разрядов, используемых для накачки лазеров: аномальный тлеющий разряд с холодным катодом, разряд с катодной полостью, открытый разряд.

Открытый разряд реализуется в малом ускорительном зазоре между катодом и сетчатым анодом с дрейфовым пространством за анодом. Геометрические характеристики кюветы: расстояние между катодом и анодом $l = 1 \dots 3 \text{ mm}$, $l > l_n$, где l_n — длина катодного падения потенциала (КПП) в нормальном тлеющем разряде, размер ячейки анодной сетки $\delta < l$, прозрачность сетки больше 85% (в оптимальном варианте $l \ll l_n$, $\delta \ll l$). При выполнении условия убегания электронов $E \gg E_{Dr}$ электроны, эмитированные с катода, ускоряются в разрядном промежутке, ионизуют и возбуждают газ в области без поля за сетчатым анодом. Открытый разряд в импульсном режиме (длительность импульсов $< 50 \text{ ns}$) может генерировать электронный пучок с эффективностью, близкой к 100%, тогда как эффективность генерации пучка электронов в аномальном тлеющем разряде составляет 50 — 70% при экстремальных условиях возбуждения. Это обусловлено различием в основных механизмах эмиссии электронов с катода: в открытом разряде преобладает фотоэмиссия, а в обычном аномальном тлеющем — эмиссия электронов в результате бомбардировки катода тяжелыми частицами.

Во второй главе описываются разновидности тлеющего разряда в газах, гене-

рирующего электронный пучок с высокой эффективностью.

В 2.1. описаны аппаратура регистрации и необходимые предварительные процедуры по подготовке кювет, предшествующие эксперименту.

В разделе 2.2 представлено численное моделирование распределения потенциала и напряженности поля в ускорительном зазоре импульсного наносекундного открытого разряда, приведенное на рис. 1. Величины потенциала на катоде и тока разряда взяты из экспериментальных осциллограмм.

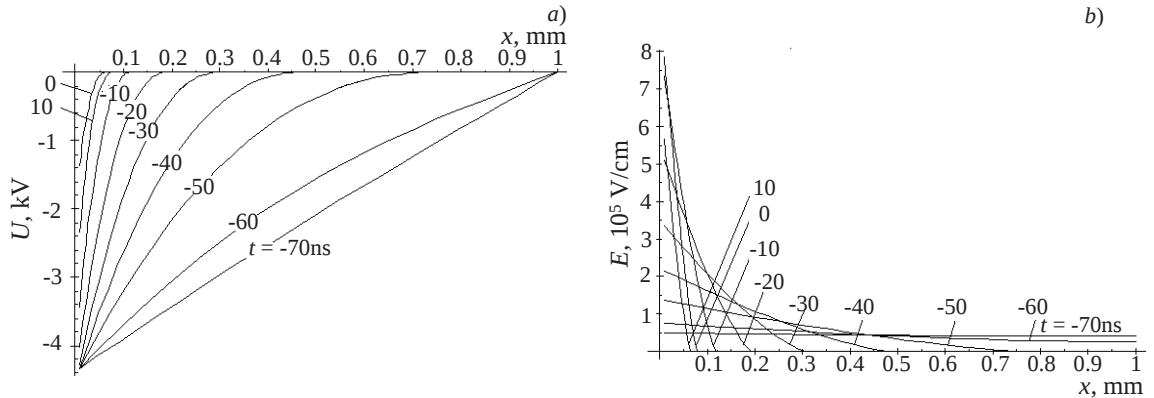


Рис. 1. Распределение потенциала $U(x, t)$ (a) и напряженности электрического поля $E(x, t)$ (b) в ускорительном зазоре лазера; $x = 0$ соответствует местоположению катода, $x = 1$ mm — местоположению сетчатого анода; $t = 0$ — момент максимума тока; длительность тока на полувывсоте — 20 ns

Было получено, что на протяжении импульса тока электрическое поле концентрируется в узкой прикатодной области, составляющей $l_p \simeq 0.1 \dots 0.2l$, что согласуется с проведенными ранее зондовыми измерениями распределения потенциала в ускорительном зазоре открытого разряда. Поскольку длина области КПП l_p мала, а напряженность электрического поля велика, то, во-первых, электроны ускоряются практически без столкновений; во-вторых, размножение электронов в области КПП незначительно и нет источника ионов; в-третьих, ионы, создаваемые вне области КПП, не успевают достичь катода в течение разрядного импульса. Поэтому самоподдерживание разряда осуществляется главным образом за счет фотоэмиссии. Полученная большая величина напряженности поля на катоде при максимальной амплитуде тока приводит к тому, что пучок электронов в каждый момент времени моноэнергетичен с энергией, равной $eU(t)$, e — заряд электрона, $U(t)$ — напряжение на катоде.

Особенностью реализованных лазерных кювет с открытым разрядом является использование катодов из SiC , что позволило увеличить диапазон рабочих напряжений и давлений, поскольку объемное сопротивление материала уменьшает

возникновение катодных неустойчивостей, приводящих к искрообразованию. При длительных сроках эксплуатации (более 1000 часов работы) отсутствует распыление катода, что свидетельствует о долговечности разрядных кювет с открытым разрядом.

Раздел 2.3. посвящен открытому разряду с катодной полостью. В этом разряде катод и анод разделены диэлектрической вставкой с отверстием, расположенной на расстоянии 1 mm от катода, тем самым образуется катодная полость. Анод при этом может располагаться непосредственно за диэлектрической вставкой, либо вне ее. Диэлектрическая вставка создает сильно неоднородное поле у катода [4], при движении в котором ионы тратят энергию в основном в упругих соударениях ($\sim 75\%$) и на возбуждение резонансного состояния (25%). Ионы достигают катод в процессе амбиполярной диффузии, не переносящей ток. В результате реализуется преимущественно фотоэлектронный механизм эмиссии электронов под действием ВУФ-излучения из разряда, что объясняет получение практически 100% эффективности генерации электронного пучка.

В работах [4, 5] в тестовых ячейках с плоскими электродами малого диаметра и коллектором электронов были исследованы свойства электронного пучка в открытом разряде с катодной полостью. В данной работе разряд реализован в цилиндрической геометрии и исследована возможность получения лазерной генерации при электронно-пучковом возбуждении. Экспериментально показано, что открытый разряд с катодной полостью устойчиво функционирует в каждой катодной полости независимо от их количества и формы. Соответственно, значительное увеличение площади катода (от $S=2.5\text{ см}^2$ в работе [5] до $S=2500\text{ см}^2$ в настоящей работе) и использование щелевых цилиндрических отверстий в катодной полости вместо круглых не приводит к потере стабильности разряда. Полученная в исследуемой цилиндрической кювете (диаметр катода $D=8.4\text{ см}$, длина $L=110\text{ см}$) плотность тока близка к реализованной в ячейке с диаметром плоского катода 1.8 см [5]. Этот факт указывает на масштабируемость открытого разряда с катодной полостью.

В разделе 2.4. исследуется широкоапертурный тлеющий разряд. Ранее было продемонстрировано, что эффективность генерации электронного пучка возрастает при увеличении диаметра катода и, соответственно, объема разряда (расстояние катод-анод сохранялось) [6]. В настоящей работе реализован и изучен разряд в плоской геометрии при диаметре круглого катода $d = 20\text{ см}$. Геометрически широкоапертурный тлеющий разряд отличается от открытого большей длиной разрядного промежутка $l = 3\text{ см}$, при этом появляется требование большой апертуры катода с тем, чтобы выполнялось условие $d \gg l > l_n$ либо $l \gg l_n$ (в эксперименте $d = 6.5l$), необходимость высокой прозрачности сетки сохраняется, а неравенство $\delta \ll l$ выполняется легче.

В тестовой кювете были измерены ВАХ разряда, эффективность генерации электронного пучка η как в непрерывном, так и в импульсном режимах в гелии. Основные особенности разряда (рис. 2): повышенная η , в том числе в непрерывном режиме; наличие перегибов в вольт-амперной характеристике, включая существование падающего участка; немонотонность величины $\eta(U)$ (наличие диапазона, где η падает при увеличении напряжения на катоде U), её рост при увеличении давления гелия. В непрерывном режиме $\eta \approx 100\%$ уже при $U \geq 300$ V. Особенности разряда объясняются его фотоэмиссионной природой.

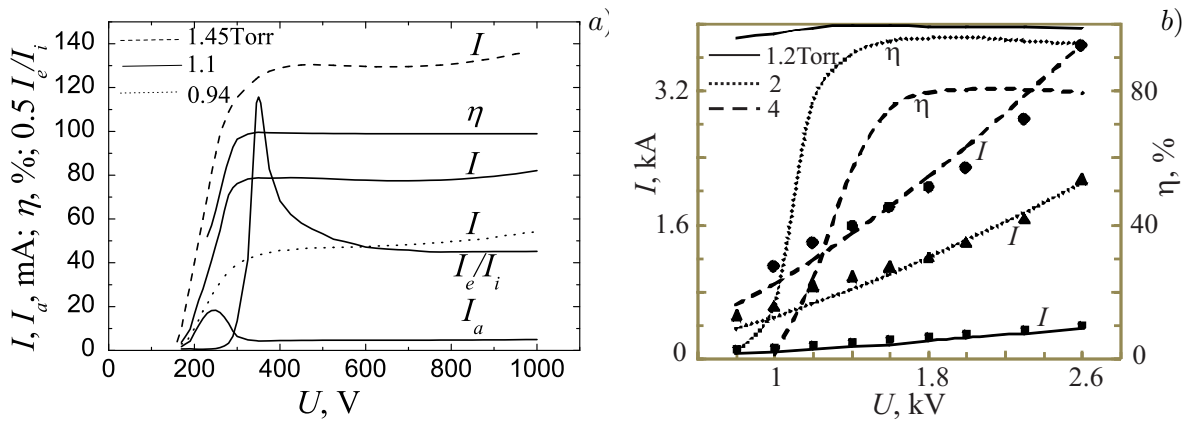


Рис. 2. Зависимости от напряжения U тока разряда I , эффективности генерации электронного пучка η , анодного тока I_a , отношения тока пучка электронов к току ионов I_e/I_i при различных p_{He} в непрерывном (a) и импульсном (b) (длительность импульсов 15...30 μs) режимах

Показано, что основной вклад в фотоэмиссию вносит излучение с резонансного состояния, возбужденного во вторичных процессах за счет рекомбинационного заселения с верхних уровней и ступенчатого возбуждения с нижних. Этот результат свидетельствует о том, что в непрерывном режиме в кюветах с малым диаметром катода, где велика скорость тушения метастабильных атомов в столкновениях со стенкой, а ионов за счет амбиполярной диффузии, фотоэмиссия не может обеспечить самоподдерживание разряда.

Третья глава посвящена исследованию импульсной генерации $He(2^1P_1^0 - 2^1S_1)$ с $\lambda = 2.058 \mu m$ при поперечном возбуждении электронным пучком, генерируемым в открытом разряде. Генерация на переходе атома гелия интересна тем, что, во-первых, является трудно реализуемой в газовом тлеющем разряде, во-вторых, гелий является удобным физическим инструментом исследования, поскольку для него существует большой набор данных по константам и сечениям элементарных процессов с участием электронов и тяжелых частиц.

В разделе 3.1. представлены результаты экспериментального исследования ла-

зерной генерации в смеси гелий — азот. Параметры лазера были измерены в режиме как генерации, так и насыщенного усиления, при котором излучение задающего генератора сжималось телескопом до диаметра 5 mm и направлялось в кювету — усилитель мощности. На рис. 3.1 при $p_{He} = 16$ Torr и $p_{N_2} = 0.15$ Torr показаны зависимости амплитуды тока I_{max} через ускорительный зазор, приведенной мощности излучения P_{las} и эффективности генерации излучения по отношению к запасаемой в обострительной емкости энергии η_{las} от амплитуды ускоряющего напряжения на катоде U_{max} (длительность импульса тока на полувысоте 20 ns).

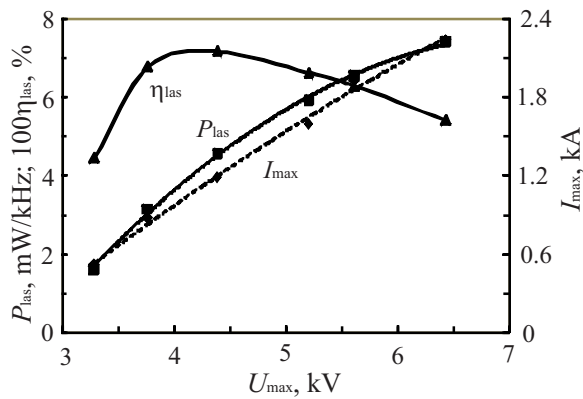


Рис. 3. Зависимости тока разряда I , мощности излучения P_{las} и эффективности генерации излучения η_{las} от амплитуды напряжения на катоде U_{max}

определяемой параметрами источника питания, поэтому генерацию при электронном возбуждении удобно характеризовать приведенной величиной mW/kHz.

В разделе 3.2. проводится расчет населенностей рабочих уровней и энергетических характеристик лазера. Величина мощности генерации излучения, вычисленная при тех же параметрах разряда, при которых получили наибольшую мощность в эксперименте, составила $P_{teor} = 19.4$ mW/kHz. Сравнение радиальных распределений плотности мощности излучения в режимах генерации и усиления показывают, что даже на оси лазерной кюветы в режиме генерации снимается не вся инверсия населенностей — периферийная часть кюветы работает только в режиме усиления, что объясняется большим усилением в среде и, соответственно, потерей мощности в неаксиальных лучах.

В разделе 3.3. приведены результаты экспериментов со сдвоенными импульсами в чистом гелии и в смесях гелия с молекулярными примесями с целью определения предельных возможностей He-лазера. Генерация во втором импульсе в чистом гелии возникает через $\Delta t_{min} \approx 1.25 \mu s$ и полностью восстанавливается к $5 \mu s$, что позволяет увеличить частоту в гелии вплоть до 200 kHz без падения энергии в импульсе.

В эксперименте при $p_{He} = 16$ Torr, $p_{N_2} = 0.15$ Torr, $U_{max} = 4.4$ kV, $I_{max} = 1.2$ kA получена мощность излучения $P_{las} = 4.5$ mW/kHz. Мощность излучения, вычисленная в соответствии с ее измеренным радиальным распределением в режиме насыщенного усиления, равна $P_{las}^{max} = 35.6$ mW/kHz. Эффективность генерации излучения по вложенной энергии составила 16% от квантовой эффективности рабочего перехода. Энергия генерации лазерного излучения в импульсе не уменьшалась вплоть до частоты следования импульсов накачки 10 kHz,

Исследовались смеси гелия с H_2 , N_2 , O_2 , N_2O , H_2O , NH_3 , CO_2 . Уже небольшие их добавки приводят к сокращению времени как появления генерации во втором импульсе Δt_{min} , так и времени полного восстановления генерации. В смесях с димерами вплоть до предельного давления примеси, при котором генерация еще сохраняется, Δt_{min} находится на уровне 650 ns (в случае $He + H_2$). Для CO_2 и N_2O $\Delta t_{min} = 150$ ns. Наименьшая величина Δt_{min} реализуется в смесях с NH_3 (60 ns) и H_2O , причем в последнем случае импульсы генерации могут сливаться.

В четвертой главе описаны методика и анализ возможных ошибок измерения констант девозбуждения уровня $He(2^1S_1)$ в столкновениях с молекулами. Необходимость в данных экспериментах возникла из-за того, что, во-первых, известна только одна оригинальная статья по измерениям косвенным способом констант тушения состояния $He(2^1S_1)$ сложными молекулами без указания точности. Данные, полученные в этой работе по двухатомным молекулам, отличаются от данных пучковых экспериментов до 3-х раз. Во-вторых, данные о константах необходимы для анализа результатов исследования генерации в смесях гелия с молекулярными примесями, а именно, для обоснования механизма получения квазинепрерывной генерации на самоограниченном переходе гелия.

В разделе 4.1. описана методика измерения. В качестве метода регистрации населенностей метастабильного состояния (МС) был выбран метод поглощения лазерного излучения на переходе $He(2^1P_1^0 - 2^1S_1)$ с $\lambda = 2.056 \mu m$. Проанализированы ограничения на параметры источника пробного излучения и населенность МС, возникающие при данном методе регистрации. Показано, что для случая использования лазерного излучения в качестве пробного, отличие измеряемых параметров от тех же величин при монохроматичном сигнале не превышает 4%.

В разделе 4.2. показаны результаты измерений констант девозбуждения уровня $He(2^1S_1)$ в столкновениях с молекулами H_2O , NH_3 , N_2O , CO_2 .

В разделе 4.3. проведен анализ возможных ошибок измерения методом поглощения. Определено влияние на точность измерения других каналов девозбуждения МС, рекомбинационного заселения, продуктов реакций взаимодействия электронов и МС гелия с молекулой воды.

Пятая глава посвящена получению и исследованию столкновительного режима генерации на самоограниченном переходе $He(2^1P_1^0 - 2^1S_1)$.

В разделе 5.1. приведен расчет длительности генерации на переходе $He(2^1P_1^0 - 2^1S_1)$ с учетом различных механизмов девозбуждения рабочих уровней. Генерация на самоограниченном переходе в приближении насыщенной мощности прекращается при выравнивании скоростей заселения рабочих состояний, т.е. $\dot{n}_r/g_r = \dot{n}_m/g_m$, где n_r , n_m , g_r , g_m — населенности и статистические веса состояний $He(2^1P_1^0)$ (r) и $He(2^1S_1)$ (m) соответственно. Система кинетических уравнений, описывающих ионизацию и заселение резонансных и метастабильного состояний атомов

гелия в осевой области трубки, включая каскадные переходы имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_i &= n_0 \nu_i F, \\
 \dot{n}_k &= n_0 \nu_k F - n_k A_{km}, \\
 \dot{n}_r &= n_0 \nu_r F - n_r A_\Sigma, \\
 \dot{n}_m &= n_0 \nu_m F + n_r A_{rm} + \sum_{k=3}^5 n_k A_{km} - n_m A_m,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где n_0, n_k ($k=3,4,5$) — населенности основного и $k^1P_1^0$ состояний; n_i — концентрация ионов; A_{km} — вероятности переходов $He(k^1P_1^0 - 2^1S_0)$; $A_\Sigma = A_{rm} + A_r + A_{col}$; $A_r = 0.238 A_0 \sqrt{\lambda_0/r} = 0.65 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ — вероятность выхода резонансного излучения из центра трубки ($r=2.5 \text{ cm}$); $A_0 = 1.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ — вероятность перехода $2^1P_1^0 - 1^1S_0$ с $\lambda_0 = 58.3 \text{ nm}$; F — скорость накачки в актах в расчете на один атом He ; $\nu_{m,k,r}$ — относительные частоты возбуждения состояний электронным пучком; $A_{col} = A_{mol}^r + k_e^r n_e^{pl}$ и $A_m = A_{mol}^m + k_e^m n_e^{pl}$ — вероятности безизлучательных переходов; $A_{mol}^{r,m}$ — скорости девозбуждения уровней в столкновениях с молекулами, $k_e^{r,m}$ — константы электронного девозбуждения уровней, n_e^{pl} — концентрация плазменных электронов. Поскольку плазма нейтральна, то $n_e^{pl} = n_i$. Начальными условиями полагаем $n_l(t=0) = 0, l = i, m, k, r$. Схема уровней гелия и процессов, участвующих в расчете, приведена на рис. 4.

Вычисленная максимальная длительность импульса генерации в гелии при линейном нарастании во времени импульса накачки ($F = F_0 t$) и $A_m = 0$ равна $\tau_{max} = 50 \text{ ns}$, что совпадает с экспериментом. При электронном девозбуждении рабочих состояний существует такая величина концентрации плазменных электронов n_e^{pl} , при которой реализуется $\tau_{max} \rightarrow \infty$ (рис. 5.2), т.е. квазинепрерывный режим генерации. В случае $F = F_0 t$ длительность генерации стремится к бесконечности при $n_e^{pl} = 3.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (кривая 1), в случае прямоугольного импульса накачки $F = F_0$ (кривая 2) — при $n_e^{pl} = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. При тушении $He(2^1S_0)$ молекулами также может реализоваться режим квазинепрерывной генерации (кривые 3,4) уже при сравнительно малом давлении молекулярной примеси $\sim 0.1 \text{ Torr}$. Отметим, что при равных скоростях девозбуждения уровней $He(2^1P_1^0)$ и $He(2^1S_0)$ ($A_{col} = A_m$) длительность генерации всегда является конечной величиной и режим квазинепрерывной генерации не осуществляется (кривая 5, рис. 5.2).

В разделе 5.2. даны результаты исследования генерации с длинными импульсами накачки. Увеличение длительности импульса генерации вплоть до длительности накачки по сравнению с чистым гелием (рис. 6a) достигнуто в смесях с NH_3 и H_2O (рис. 6b). Показано, что осуществление квазинепрерывного режима достигается благодаря совместному действию двух универсальных для всех газов механизмов девозбуждения: медленными плазменными электронами и в соударе-

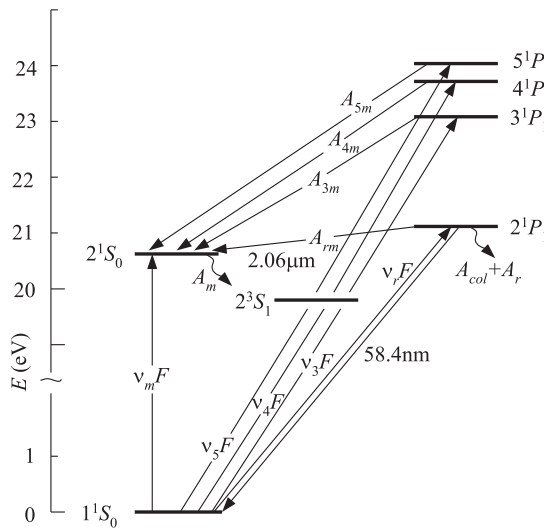


Рис. 4. Схема уровней гелия и процессов, участвующих в рассмотрении (ν_i - относительные частоты ионизации и возбуждения для пучка электронов, F - скорость накачки в актах в расчете на один атом гелия)

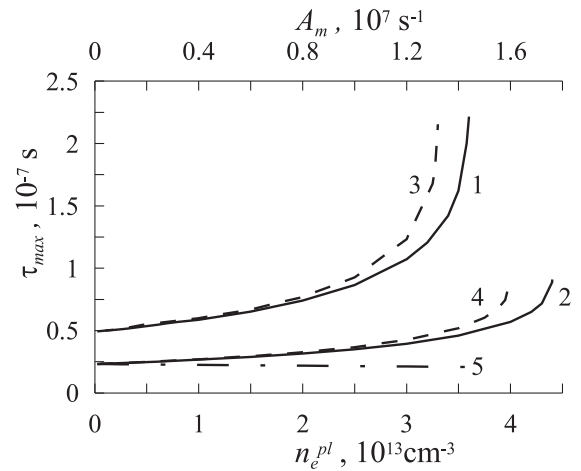


Рис. 5. Зависимость τ_{max} от n_e^{pl} с учетом электронного девозбуждения лазерных уровней (1, 2) и от скорости A_m (3-5) в отсутствии тушения $2^1P_1^0$ $A_{col} = 0$ (3, 4) и при $A_{col} = A_m$ (5). (1, 3) соответствуют $F = F_0 t$, (2, 4, 5) — $F = F_0$

ниях с молекулами.

В шестой главе описаны результаты исследования генерационных характеристик лазеров с различными механизмами создания инверсии.

В разделе 6.1. приведены результаты исследования генерации на переходах иона таллия, накачиваемых в процессах перезарядки в смесях $Ne - Tl$ и $He - Tl$. Возбуждение парогазовой среды осуществлялось электронным пучком, генерируемым в открытом разряде в высокотемпературной (до $1000^\circ C$) кювете объемом $\sim 1 \text{ cm}^3$ (диаметр катода 4.7 см, длина 50 см). Получены генерации на нескольких новых длинах волн в инфракрасной области спектра (рис. 6.3).

Потенциально лазер на парах Tl II обладает высокими параметрами излучения. Показано, что при возбуждении электронным пучком для перехода с $\lambda = 1.922 \mu m$ эффективность генерации, определяемая как отношение числа фотонов к числу ионов таллия, прошедших через верхнее рабочее состояние, составляет 18%. В то же время для видимого излучения эффективность использования ионов намного меньше. Это связано с тем, что реабсорбция излучения в системе нижних уровней увеличивает время жизни нижних уровней, тем самым ограничивая их время релаксации и соответственно реализуемую мощность генерации. В связи с этим для увеличения лазерной мощности на линиях видимого диапазона требуется рассеяние основного состояния иона таллия, что может быть реализовано, например,

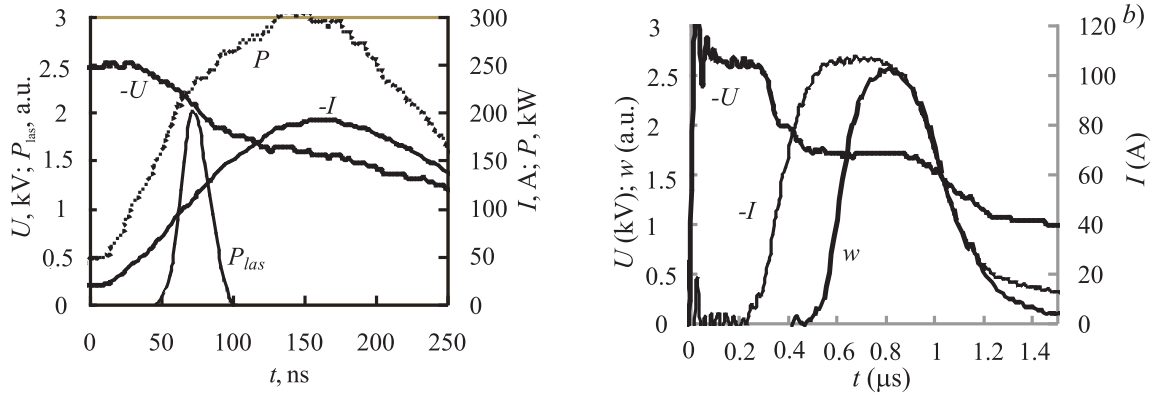


Рис. 6. Осциллограммы напряжения U , тока разряда I , мощности разряда P и импульса генерации излучения w при а) $p_{He} = 6$ Torr; б) $p_{He} = 6$ Torr, $p_{H_2O} = 1.07$ Torr

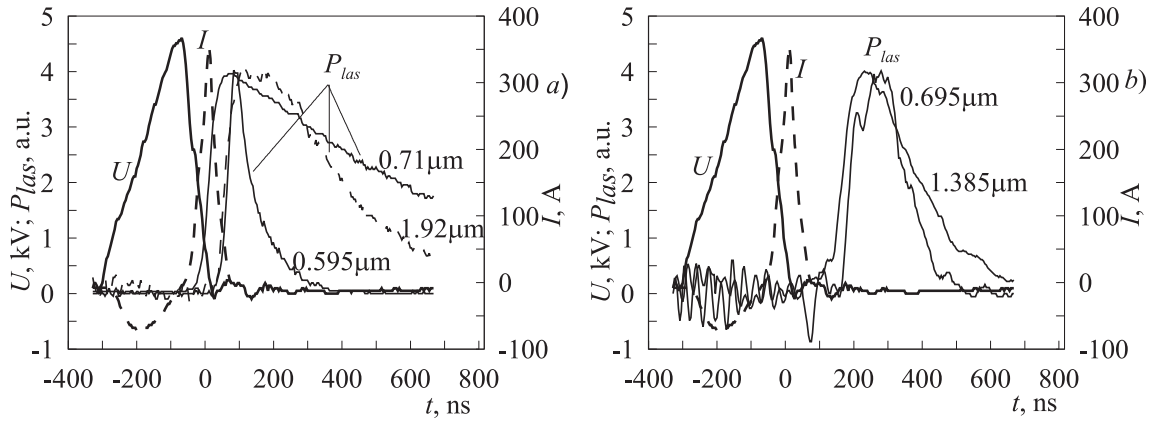


Рис. 7. Осциллограммы напряжения U , тока разряда I , мощности лазерной генерации P_{las} при $p_{Ne} = 20$ Torr, $p_{Tl} = 0.5$ Torr а) с уровнями $7p^3P_{0,2}^0$ и б) - с $7p^1P_1^0$

с помощью перезарядки ионов таллия на атомах лития.

В разделе 6.2. описывается генерация лазерного излучения в смеси $He - Xe$ на переходе ксенона $5d[3/2]_1^0 - 6p[3/2]_1$ с $\lambda = 2.026 \mu m$ в кювете большого объема $V = 6200 \text{ cm}^3$ (диаметр катода 8.4 см, длина 110 см) при накачке электронным пучком, генерируемым в открытом разряде с катодной полостью. Наибольшая импульсная мощность излучения при одинаковой мощности накачки реализуется при соотношении концентраций в газовой смеси $p_{He}: p_{Xe} = 99.5:0.5$ ($p_{He} = 4 \dots 8$ Torr). В этом случае пороговая мощность, при которой появляется генерация излучения, минимальна (рис. 8 а). Такая же величина наилучшего соотношения давлений наблюдалась и в плотных газах при давлениях буферного газа 1 ... 3 atm. Зависимость мощности излучения от мощности накачки $P_{las}(P)$ в исследуемом диапазоне параметров линейна при напряжении до $U = 2 \text{ kV}$ и токе разряда до $I = 10 \text{ A}$ (рис.

8 b). Наибольшая достигнутая мощность импульсной генерации при оптимальных условиях превышает 100 W при практической эффективности до 2%.

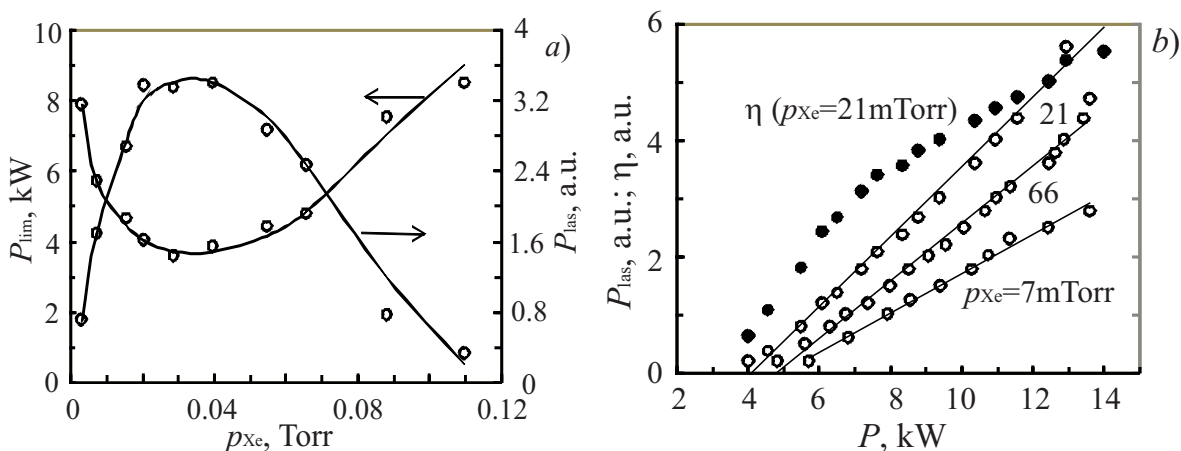


Рис. 8. Характеристики генерации на атоме ксенона при $p_{He}=5$ Torr: пороговая мощность разряда P_{lim} и мощность лазерной генерации P_{las} при мощности разряда $P=10$ kW (a), P_{las} (○) и эффективность излучения η_{las} (●) (b)

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Список основных публикаций по теме диссертации

1. Бельская Е. В., Бохан П. А., Закревский Д. Э. Исследование гелиевого лазера, возбуждаемого импульсным электронным пучком, генерируемым в открытом разряде // Квантовая электроника, 2008, т. 38, № 9, с. 823-828.
2. Belskaya E. V., Bokhan P. A., Zakrevsky D. E. Highly efficient electron beam generation in a wide aperture discharge in helium // Appl. Phys. Letters, 2008, vol. 93, p. 091503(1-3).
3. Бельская Е. В., Бохан П. А., Закревский Д. Э. Переходные процессы и высокоэффективная генерация электронных пучков в импульсном широкоапертурном тлеющем разряде // ЖТФ, 2008, т. 78, № 8, с. 132-134.
4. Бельская Е. В., Бохан П. А., Закревский Д. Э. Генерация электронного пучка в открытом разряде с катодной полостью и характеристики He-Xe - лазера на линии ксенона с $\lambda = 2.026 \mu\text{m}$ // Квантовая электроника, 2010, т. 40, № 7, с. 599-603.
5. Бельская Е. В., Бохан П. А., Закревский Д. Э., Лаврухин М. А. Столкновительная генерация на самоограниченном переходе атома гелия // Квантовая электроника, 2010, т. 40, № 12, с. 1116-1117.
6. Belskaya E. V., Bokhan P. A., Zakrevsky D. E. and Lavrukhin M. A. Influence of Molecular Gases on the Lasing on the Self-terminating $He(2^1P_1^0 - 2^1S_0)$ Transition //

IEEE Journal Quantum Electronics, 2011, vol. 47, № 6, p. 795-802.

7. Belskaya E. V., Bokhan P. A., Zakrevsky D. E. and Lavrukhin M. A. Fast relaxation of the metastable helium state 2^1S_0 in collisions with molecules and collisional lasing on the ($2^1P_1^0 - 2^1S_0$) transition // Optics Communications, 2011, vol. 284, p. 4961-4964.

8. Бельская Е. В., Бохан П. А., Закревский Д. Э. Газовый лазер с электронным пучком // Патент Российской Федерации № 2380805 от 10.11.2008

Глава 1

Генерация электронных пучков в газах с целью возбуждения газовых лазеров

1.1 Сравнение возбуждения активной среды газовым разрядом и электронным пучком

Газовый разряд является одним из наиболее распространенных методов эффективного возбуждения активной среды лазеров, излучающих в разных диапазонах длин волн: непрерывный CO_2 - лазер ($\lambda = 10 \mu m$, практический КПД $\eta_{las} = 20\%$), лазеры на самоограниченных переходах паров металлов в видимой и ближней ИК областях спектра и эксимерные лазеры в УФ спектральном диапазоне с эффективностью до 5%. Особенностью газоразрядного метода возбуждения в импульсно - периодическом режиме является ограничение оптимальной частоты следования импульсов генерации лазеров и, соответственно, средней мощности генерации.

В работе [1] проведено сравнение газоразрядного и электронно-пучкового способа возбуждения. Показано, что применение электроионизационного способа возбуждения активной среды лазера на переходах иона N_2^+ в смеси $He/N_2/H_2$ приводило к увеличению энергии генерации и снижению пороговой плотности тока пучка. Наибольший КПД лазера на $\lambda = 428 nm$ при возбуждении газовым разрядом составил 0.3%, а при накачке электронным пучком (ЭП) 1.3%. Позднее методом сдвоенных импульсов проведено сравнительное исследование частотно-энергетических характеристик лазеров на парах Pb [8] и Ca^+ , Eu , Sr^+ [9, 10] при газоразрядном и электронно-пучковом возбуждении. Показано, что при ЭП возбуждении, во-первых, лазер работает при существенно более высоком уровне мощности. Во-вторых, генерация начинается при значительно меньших временах задержки второго импульса относительно первого. Характерное время, при ко-

тором генерация во втором импульсе начинает ослабевать, совпадает с временем остывания быстрых электронов.

В лазерах на самоограниченных переходах ограничение частоты связывают либо с высокой предимпульсной населенностью метастабильного состояния (МС) из-за недостаточной скорости релаксации МС в межимпульсном интервале [11], либо с высокой предимпульсной концентрацией электронов [12, 13]. В первом случае предимпульсная заселенность МС n_m^0 может быть столь высока, что начинает оказывать влияние на энергию импульса генерации при увеличении частоты следования f , а затем при дальнейшем росте f приводит к уменьшению средней мощности. При некоторой пороговой заселенности МС n_m^{th} она оказывается настолько большой, что в течение всего импульса накачки $n_r/g_r - n_m/g_m < 0$, и генерация не развивается (здесь n_r — заселенность резонансного состояния (РС); g_r, g_m — соответственно статвеса РС и МС). Во втором случае при сближении импульсов и росте предимпульсной концентрации электронов n_e^0 происходят разнообразные процессы, ухудшающие условия получения генерации: ослабление скорости нагрева электронного газа, скин-эффект, ступенчатые процессы расселения РС, повышение степени ионизации паров и др. В конечном итоге n_e^0 перераспределяет скорости накачки верхних и нижних состояний в пользу последних по мере роста n_e^0 , что и ограничивает частотно-энергетические характеристики.

В [14] формулируется вывод о том, что скорость девозбуждения МС настолько велика, что она не оказывает никакого влияния на параметры генерации в реальных газоразрядных лазерах. В [15] показано, что ограничения, связанные с высокой концентрацией n_m^0 в послесвечении преодолеваются при удовлетворительном согласовании генератора накачки с лазерной трубкой. Путем ускорения рекомбинации плазмы влияние n_e^0 может быть снижено введением электроотрицательных примесей, изменением давления буферного газа и др., однако достигнутый эффект невелик. Кардинальный прогресс может быть получен при переходе на электронно-пучковый метод накачки. В случае накачки ЭП, когда число каналов влияния n_e^0 уменьшается [16, 17], предсказано получение погонной мощности излучения больше 1 kW/m [18] и отсутствие частотно-энергетических ограничений генерации лазеров до частот следования импульсов накачки вплоть до 1 MHz [16].

Кроме накачки лазеров на самоограниченных переходах, применение ЭП перспективно для возбуждения рекомбинационных лазеров, например, на ионах Sr^+ и Ca^+ , генерирующих соответственно в синей и УФ областях спектра [2], а также непрерывных лазеров УФ диапазона [19]. Накачка верхних рабочих уровней в непрерывных лазерах осуществляется в основном в реакциях перезарядки на ионах He^+ и Ne^+ . В этом случае применение ЭП резко снижает нежелательное заселение нижних рабочих состояний и увеличивает эффективность накачки верхних рабочих уровней.

Наконец, применение накачки электронным пучком привело к существенному росту мощности и эффективности столкновительных лазеров и реализации новых механизмов создания инверсии в них. Поэтому дальнейшее развитие методов генерации ЭП представляет научный и практический интерес для накачки широкого класса лазеров, работающих в импульсном, квазинепрерывном и непрерывном режимах генерации.

1.2 Физика генерации электронных пучков

Для возбуждения активных сред газовых лазеров используются ЭП, сформированные в вакуумном диоде и в электрическом разряде. В первом случае электроны через разделительные устройства инжектируются в активный объем лазера, где в результате их торможения в газе появляются низкоэнергетические электроны. При этом происходит преимущественная ионизация атомов и заселение верхних лазерных уровней электронами ионизационного каскада и в процессах рекомбинации. Недостатками этого метода являются необходимость использования ЭП с энергиями сотни кэВ, сложность его введения в активный объем и необходимость работы с высоким давлением рабочего газа. Это усложняет конструкцию и ограничивает выбор рабочих сред из-за нежелательного увеличения скорости тушения верхнего рабочего уровня в неупругих соударениях.

1.2.1 Условие убегания электронов

Использование эффекта убегания электронов позволяет получать ЭП непосредственно в активном объеме лазера при рабочих давлениях активной смеси. Если приложенное внешнее электрическое поле достаточно большое, электроны приобретают энергию больше, чем теряют ее в неупругих соударениях. В этом случае выполняется критерий Драйсера: $E > E_{Dr}$ [20] и происходит ускорение электронов (убегание электронов) вплоть до энергии eU , где e - заряд электрона, U - приложенное к электродам напряжение.

Рассмотрим квазистационарную теорию убегания. Для энергии ε электрона, находящегося в электрическом поле напряженности E можно записать: $\frac{d\varepsilon}{dx} = eE - F(\varepsilon)$, где x - расстояние до катода, $F(\varepsilon)$ - сила торможения, обусловленная столкновениями электрона с атомами газа. Сила торможения в нерелятивистском случае часто записывается следующим образом [21, 22]:

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 Z N}{\varepsilon} \ln\left(\frac{2\varepsilon}{\bar{J}}\right), \quad (1.1)$$

где Z - число электронов в атоме или молекуле газа, N - плотность частиц газа, $\bar{J}$ - средняя энергия возбуждения электронов. Сила торможения, вычисленная из

(1.1), максимальна при $\varepsilon_{max} = 2.72\bar{J}/2$. Критическая напряженность поля E_{Dr} определяется максимальным значением силы торможения $E_{Dr} = F(\varepsilon_{max})/e$. Если использовать выражение (1.1), то для критического поля имеем:

$$E_{Dr} = \frac{4\pi e^3 Z N}{2.72\bar{J}}; E_{Dr}/p = 3 \cdot 10^3 Z/\bar{J}[\text{eV}] \quad [\text{V}/(\text{Torr} \cdot \text{cm})], \quad (1.2)$$

p - давление газа при 300K.

С учетом $\bar{J}_{He} = 44 \text{ eV}$, $\bar{J}_{N_2} = 80 \text{ eV}$ получим $E_{Dr}/p \approx 140 \text{ V}/(\text{Torr} \cdot \text{cm})$ и $590 \text{ V}/(\text{Torr} \cdot \text{cm})$ [22] для гелия и азота соответственно. Критерий Драйсера и условие (1.2) всегда выполняются в области катодного падения потенциала.

1.2.2 Эффективность генерации электронного пучка

Одним из важнейших параметров ЭП является эффективность его генерация η_e , под которой обычно понимается выражение

$$\eta = I_e/I, \quad (1.3)$$

где I - ток разряда, I_e - ток ЭП.

Если в разряде эмиссия электронов в основном осуществляется благодаря бомбардировке катода быстрыми ионами и атомами, генерируемыми в области катодного падения потенциала, $I_e = \gamma_{\Sigma i} \times I_i$, где I_i - ток ионов на катод, $\gamma_{\Sigma i}$ - суммарный коэффициент эмиссии под действием тяжелых частиц, приходящийся на один падающий на катод электрон. Тогда теоретическая эффективность генерации электронного пучка

$$\eta_{teor} = I_e/(I_e + I_i) = \gamma_{\Sigma i}/(\gamma_{\Sigma i} + 1), \quad (1.4)$$

Например, в гелии при напряжении на разрядном промежутке $U=4 \text{ kV}$ $\gamma_{\Sigma i} = 0.98$ [23] и $\eta_{teor} = 50\%$.

Другим конкурирующим механизмом эмиссии электронов является фотоэмиссия под действием излучения в вакуумном ультрафиолете, возникающем в газовом разряде при возбуждении рабочих газов, например, гелия и неона. При его преобладании можно построить генераторы ЭП с $\eta \sim 100\%$ и большим сроком службы катодов. Действительно, при нарушении условия $\eta \sim 1$ ток ионов на катод, определяемый из (1.4) как $I_i = I_e(1 - \eta)/\eta$, в совокупности с высокой (сотни электрон-вольт) энергией ионов и быстрых атомов, приводит к интенсивному распылению катода, жестчению газа и, как следствие, к неприемлемому сроку службы отпаянных приборов. Фотоэмиссия всегда учитывается при расчете характеристик газового разряда, однако традиционно считается, что её доля невелика [24].

Доли эмиссии под действием тяжелых частиц и фотоэмиссии сильно зависят от состояния поверхности [25]. Автоматическое модифицирование под действи-

ем быстрых частиц приповерхностной области толщиной в несколько монослоев приводит к радикальному изменению эмиссионных свойств материалов по сравнению с чистой поверхностью. Для потенциальной эмиссии под действием ионов и кинетической под действием быстрых тяжелых частиц изменения носят количественный характер без изменения механизма. Потенциальная эмиссия уменьшается, а кинетическая увеличивается с одновременным снижением энергетического порога. Механизм фотоэмиссии изменяется полностью и осуществляется в две стадии: 1) возбуждение резонансного состояния имплантированных атомов и 2) их дезактивация в оже-процессах с выходом электронов. Коэффициент эмиссии при этом возрастает на порядок по сравнению с чистой поверхностью.

1.3 Получение электронных пучков в газах

Первое экспериментальное указание на генерацию быстрых электронов в плотных газах получено в работе [26], в которой было зарегистрировано рентгеновское излучение при развитии разряда в гелии атмосферного давления. Однако авторы этой работы не связывали рентгеновское излучение с генерацией быстрых электронов. Несколько позднее это сделали авторы публикаций [27, 28].

Условие убегания реализуется в различных видах разрядов, эмиссия в которых обусловлена как ионами и быстрыми атомами (высоковольтный тлеющий, сверхплотный тлеющий, таунсендовский [23, 29, 30], так и ВУФ - излучением (открытый разряд [2, 31]). Начиная с работы [32] продемонстрирована возможность накачки лазеров ЭП, формируемыми в разнообразных конструкциях и видах разряда [29, 33–35] и реализованы различные источники света [36, 37], в том числе и в вакуумном ультрафиолете [38].

Достижение и поддержание условий убегания в газовом разряде затрудняются с ростом давления. В частности, при атмосферном давлении (He , Ne) стадия с убеганием электронов и генерации ЭП существует ~ 100 ps [39–42] при эффективности генерации ЭП не выше 20%. Теоретические и экспериментальные результаты исследования мощных ЭП в плотных газах приведены в работах [43, 44].

Получение длинных импульсов, вплоть до непрерывного режима, либо принципиально недостижимо, как, например, в барьерном разряде [35], либо затруднено вследствие сильного распыления катода [29, 45] или неустойчивости горения разряда с электронным пучком в больших объемах с большой поверхности катода [31]. Непрерывный режим реализован только в открытом разряде с катодной полостью в тестовой кювете с площадью открытой части катода 1 см^2 [4].

Для возбуждения газовых лазеров наиболее удобны ЭП keV-ных энергий. Остановимся на газовых разрядах, генерирующих низкоэнергетические ЭП, и проанализируем их перспективность для возбуждения газовых лазеров.

Для этого рассмотрим наиболее известные и широкоприменяемые разряды, генерирующие ЭП. Предметом рассмотрения являются диапазон рабочего давления и напряжения, амплитуда тока и эффективность генерации ЭП η . При использовании ЭП для накачки лазеров функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) определяет механизм возбуждения состояний атомов рабочего газа, поэтому при описании разрядов отметим также формируемые ФРЭЭ.

1.3.1 Аномальный тлеющий разряд с холодным катодом

Тлеющий разряд с холодным катодом [23, 29, 46] широко используется как простой и надежный источник ЭП с энергией от сотен eV до сотен keV для различных областей науки и техники. Диапазон рабочих давлений составляет 0.1–3 Торг [29]. Разряд формируется между двумя параллельными электродами, эмиссия электронов в основном осуществляется благодаря бомбардировке катода быстрыми ионами и атомами, генерируемыми в области катодного падения потенциала (КПП) [29]. Формирование ФРЭЭ происходит при ускорении в области КПП как эммитированных с катода электронов, так и тепловых электронов, образовавшихся в результате ионизации атомов газа. Таким образом, для функционирования разряда важна большая длина области КПП, т.к. в ней генерируются и ускоряются ионы, обеспечивающие условие самоподдержания разряда. С другой стороны, большая длина области КПП приводит к сильному разбросу электронов пучка по энергиям.

За счет того, что часть энергии переносится быстрыми электронами, появившимися в результате размножения зарядов в катодном слое обычно $\eta > \eta_{\text{теор}}$, достигая величины $\eta \approx 75\%$ при $U = 4 \text{ kV}$ [29]. При больших U коэффициент γ , обусловленный в основном кинетической эмиссией под действием тяжелых частиц, значительно возрастает и η может достигать величины $\sim 90\%$ [46]. При $U < 4 \text{ kV}$ γ и, соответственно, η резко снижаются [29].

1.3.2 Разряд с полым катодом

Для увеличения эмиссионной способности катода часто используют разряд с полым катодом [29, 47–49]. Катод чаще всего выполнен в виде полого цилиндра, при этом его поверхность охватывает часть разрядного пространства. При разряде внутри полого катода зоны отрицательного свечения от различных участков вогнутой поверхности накладываются и формируют довольно однородную плазменную область, окруженную слоем катодного темного пространства, в котором сосредоточено практически все напряжение разряда. Эффект полого катода заключается в том, что внутри полости за счет многократного наложения зон отрицательного свечения и более эффективной ионизации и эмиссии при опре-

деленном давлении (например, для цилиндрической полости диаметром D при $pD \sim 0.7 \dots 2$ Торг·см) существует минимум напряжения при фиксированном токе. В зоне отрицательного свечения разряда ФРЭЭ оказывается существенно немаксвелловской с избытком быстрых электронов [7].

При малых давлениях газа 52-100 мПа импульсный ток не превышает 5 А при ускоряющем напряжении до 9 кВ и длительности импульса $2.5 \mu\text{s}$ [49]. Уменьшение диаметра отверстия катода до 0.2 мм [48] позволило генерировать ЭП при давлениях десятки - сотни Торг, однако при этом ток пучка не превышал нескольких мА. Разряд с полым катодом склонен к образованию пространственно неоднородного разряда, поэтому оптимален в импульсном режиме (длительностью $0.1 \dots 10 \mu\text{s}$), когда неоднородности разряда еще не успевают развиваться.

Полый катод также используется как источник медленных электронов (эмиттер) [29, 50, 51]. Электроны в этом случае ускоряются в области сильного поля, формирующегося на границе полого катода. Однако эффективность генерации ЭП в этом случае ниже, чем в обычном аномальном разряде.

1.3.3 Открытый разряд

Открытый разряд (ОР) был впервые реализован в 1980г [52]. Особенность разряда заключается в том, что ЭП генерируется с эффективностью, близкой к 100%, с энергией в единицы и десятки keV при давлении гелия до сотен Торг. Получение столь высокой эффективности генерации ЭП поставило под сомнение принятое предположение о преобладании эмиссии под действием тяжелых частиц во всех видах газового разряда. Разряд назван открытым в работе [31], поскольку его свойства объяснялись преобладанием фотоэмиссии с катода над процессами размножения электронов в самом промежутке за счет интенсивной фотоподсветки из дрейфового пространства. Исследованию различных типов разрядов, в которых преобладает фотоэмиссия, и применению их для накачки газовых лазеров посвящена данная работа.

Геометрия открытого разряда

Открытый разряд реализуется в узком ускорительном зазоре (обычно его длина $l \sim 1 \dots 1.5$ мм) между катодом и перфорированным анодом - сеткой с высокой геометрической прозрачностью, за которым расположено протяженное дрейфовое пространство. Электроны, эммитируемые с катода, ускоряются в области катодного падения потенциала и через сетчатый анод проходят в дрейфовое пространство, где ионизуют и возбуждают атомы активной среды. Сетка — анод имеет высокую геометрическую прозрачность $\mu \simeq 65 \dots 90\%$. Размер ячейки сохраняется малым относительно размера ускорительного зазора $\delta \ll l$, поскольку пре-

пятствует провисанию электрического поля за сетку. Разряд предложено назвать открытым разрядом в работе [31], поскольку его свойства обусловлены наличием дрейфового пространства вне разрядного промежутка.

Разряд может быть выполнен в коаксиальной геометрии. Ускорительный зазор в этом случае реализован между цилиндрическим катодом и металлической сеткой - анодом, имеющей меньший, по сравнению с катодом диаметр. Электроны, эмитированные из катода, направляются в дрейфовое пространство за анодом, возбуждая газ в центральной части кюветы. Подобный тип разряда позволяет равномерно на всей длине катода возбуждать газ электронным пучком, а также довольно точно зафиксировать длину возбуждаемой области. Использование цилиндрической геометрии имеет преимущество по сравнению с плоской геометрией в том, что, во-первых, позволяет сравнительно равномерно возбуждать рабочий газ по всей апертуре, во-вторых, в ней больший перехват УФ, т.е. выше эффективность послесвечения. Использование плоской геометрии удобно при проведении экспериментов по исследованию характеристик разряда, в частности эффективности генерации ЭП, а коаксиальная геометрия удобна в рабочих лазерных кюветах.

1.3.4 Механизм эмиссии электронов в открытом разряде

В отличие от ранее известных видов тлеющего разряда, в которых эмиссия в основном обусловлена бомбардировкой катода тяжелыми частицами, влияние фотоподсветки из дрейфового пространства на свойства разряда было обнаружено уже в первых работах по ОР [31].

Перечислим особенности ОР, свидетельствующие о его фотоэмиссионной природе.

а) Увеличение тока в ускорительном зазоре при добавлении фотоподсветки из дрейфового пространства

В работе [53] исследовалось влияние фотоподсветки из дрейфового пространства на вольт-амперные характеристики в ОР. Для проверки влияния подсветки в дрейфовом пространстве создавался дополнительный несамостоятельный разряд. Было установлено, что в разнообразных условиях подача напряжения на дрейфовое пространство всегда приводит к увеличению тока в ускорительном зазоре. Подобное влияние разряда в дрейфовом пространстве может быть обусловлено только фотоподсветкой, т.к. скорость дрейфа ионов из дрейфового пространства более чем на порядок ниже тепловой.

б) Отличие ВАХ открытого разряда от ВАХ аномального разряда

Все исследованные ранее стационарные разряды в благородных газах имеют равномерно возрастающую ВАХ вида $j \sim U^n$, где n близко к 3 [24,54,55]. В частности для аномального разряда в гелии в диапазоне до 1 kV известна эмпирическая

зависимость [54], выведенная из работ V.A. Guntherschulze:

$$j = 2.5 \times 10^{-12} P_{He}^2 U^3 \quad (1.5)$$

где j - плотность тока в A/cm^2 ; P_{He} - в Торр; U - в вольтах. В слабо аномальном и нормальном разрядах $n > 3$. Возрастающий характер имеют и зависимости $\eta(U)$ и $I_e/I_i(U)$ [54].

ВАХ ОР сильно отличается от ВАХ аномального тлеющего разряда как количественно, так и качественно. Во-первых, $j_{OD} \ll j_{AD}$ [56], где j_{OD} — плотность тока тлеющего разряда, j_{AD} — плотность тока аномального тлеющего разряда. Во-вторых, существование изломов на ВАХ открытого разряда и отсутствие закона (1.5) [57].

Фотоэлектронный характер открытого разряда обеспечивает его способность к необычайно высокой эффективности генерации ЭП при сравнительно низком напряжении (единицы киловольт) и высоком давлении (десятки торр гелия) [57].

в) Увеличение эффективности генерации ЭП при увеличении площади катода

В работе [6] проведены зависимости параметров ОР от площади катода при одинаковом приложенном напряжении на катод. При изменении площади открытой части катода от $1.5 mm^2$ до $100 mm^2$ плотность тока возрастала на порядок, а эффективность генерации ЭП увеличивалась с $\sim 20\%$ до $\sim 60\%$ при различных напряжениях. Этот факт указывает на фотоэмиссионный характер эмиссии, поскольку увеличение открытой площади катода приводит к увеличению фотоподсветки на катод.

г) Получение электронных пучков с эффективностью генерации $\sim 97\%$ в тяжелых инертных газах

В работе [58] были проведены эксперименты по исследованию ЭП, генерируемых в ОР, в следующих инертных газах: He , Ne , Ar , Kr и Xe . В гелии и неоне при напряжении $U = 7 kV$ получены токи электронного пучка до $1600 A$ с плотностью тока $\sim 130 A/cm^2$ с эффективностью до 93% . В аргоне, криптоне и ксеноне получены токи ~ 300 , 200 и $120 A$ с эффективностью до 97% . Введен фотоэмиссионный параметр, характеризующий количество электронов, эмитированных катодом под действием ультрафиолетового излучения, которое появляется при взаимодействии электронного пучка с газом. Кривые зависимости и тока и эффективности генерации электронного пучка для разных газов от произведения фотоэмиссионного параметра на давление газа практически совпали. Из этого сделан принципиальный вывод, что за генерацию электронов в условиях открытого разряда во всех изученных газах, отвечают процессы, связанные с вакуумным ультрафиолетовым излучением, возникающим под действием электронного пучка и фотоэмиссией электронов с катода.

Выводы к главе 1

Особенность газоразрядного способа возбуждения - медленная рекомбинация плазмы в послесвечении - приводит к ограничению частотно-энергетических характеристик лазеров на самоограниченных переходах и соответственно средней мощности генерации. Эти ограничения отсутствуют при электронно-пучковом способе возбуждения.

Использование внешних ЭП усложняет конструкцию лазерной кюветы и ограничивает выбор рабочих сред. ЭП можно получить непосредственно в газах благодаря эффекту убегающих электронов. Эффективность генерации ЭП максимальна в условиях преобладания фотоэмиссии электронов с катода.

Наиболее широко используемые разряды, генерирующие ЭП: тлеющий аномальный разряд и разряд с полым катодом. Поскольку эмиссия в этих разрядах обусловлена бомбардировкой катода ионами и быстрыми атомами, как правило эффективность генерации ЭП составляет 50...70%. При этом рабочий диапазон давлений (1...3 Torr) в тлеющем разряде и малые токи, получаемые в разряде с полым катодом ограничивают область применения их в качестве источников ЭП для накачки лазеров.

Открытый разряд генерирует ЭП с эффективностью, близкой к 100%, с энергией в единицы и десятки keV при давлении гелия до сотен Torr. Открытый разряд реализуется в узком ускорительном зазоре длиной $l \sim 1 \dots 1.5$ mm 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 среды. Разряд может быть реализован как в плоской, так и в коаксиальной геометрии.

Фотоэмиссионную природу открытого разряда подтверждают следующие характеристики разряда: увеличение тока в ускорительном зазоре при добавлении искусственной фотоподсветки из дрейфового пространства, сниженная ВАХ открытого разряда резко отличается от ВАХ аномального разряда, увеличение эффективности генерации ЭП при увеличении площади катода, получение электронных пучков с эффективностью генерации $\sim 97\%$ в тяжелых инертных газах.

Параметры ОР демонстрируют перспективность использования разряда в качестве источника ЭП для накачки газовых лазеров.

Глава 2

Разряды, с высокой эффективностью генерирующие электронные пучки

В первой главе показано, что эффективность генерации электронного пучка в открытом разряде близка к 100%, тогда как эффективность генерации пучка электронов в аномальном тлеющем разряде составляет 50 — 70% при экстремальных условиях возбуждения. Это обусловлено различием в основных механизмах эмиссии электронов с катода: в открытом разряде преобладает фотоэмиссия, а в обычном аномальном тлеющем эмиссия электронов под в результате бомбардировки тяжелыми частицами. Можно заключить, что эффективность генерации электронного пучка близка к 100% только в условиях малого тока ионов на катод и преобладании фотоэмиссии.

В данной главе рассматриваются три типа разряда с преобладающей ролью фотоэмиссии, перспективных для генерации электронных пучков с энергией 0.3... 10 keV: открытый разряд, открытый разряд с катодной полостью, широкоапертурный тлеющий разряд.

2.1 Экспериментальная техника

Все разрядные и лазерные кюветы подключались к газо-вакуумному посту таким образом, что можно было работать как в режиме прокачки инертного газа, так и в отпаянном режиме. Газовакуумный пост оснащен форвакуумным насосом НВР 5ДМ, диффузионным насосом и угольной ловушкой с возможностью охлаждения жидким азотом. Перед исследованиями проводились необходимые подготовительные работы: обезгаживание кюветы за счет внешнего нагрева и тренировка катода в непрерывном и импульсно-периодическом разрядах в смесях с благородными га-

зами. Тренировка и обезгаживание камер проводились при прокачке через неё гелия чистотой М4 со скоростью $15 \text{ cm}^3/\text{s}$, дополнительно очищаемого охлаждаемой жидким азотом ловушкой из активированного угля. Воспроизводимость результатов достигалась через $\sim 100 \text{ h}$ обезгаживания камеры и тренировки катода. Снятие характеристик разряда проводилось в непрокачиваемой камере, заполняемой до рабочего давления, при мощности не выше 0.5 от мощности разряда в режиме тренировки. Предельный вакуум составлял $5 \cdot 10^{-6} \text{ Torr}$, натекание за сутки не превосходило 10^{-3} Torr .

Давление гелия (единицы Torr) измерялось U - образным масляным манометром, а давление молекулярных примесей (десятки mTorr) - термопарным вакууметром ПМТ-2 с помощью прибора ВИТ-3. В свою очередь, термопарный манометр градуировался путем разбавления газа, заполняющего малый объем (давление в котором измерялось U - образным масляным манометром), в буферном объеме (давление фиксировалось термопарным манометром). Нормировочные множители, увеличивающие показания градуировочной кривой для воздуха, для молекул H_2O , NH_3 , N_2O и CO_2 составили 1.6, 1.46, 1.2 и 1.05 соответственно. Для большей точности давления всех молекулярных примесей измерялись в средней области градуировочной кривой, в диапазоне показания $2 \dots 8 \text{ mV}$ термопары вакууметра ПМТ-2. В результате точность измерения давления в диапазоне $8 \dots 90 \text{ mTorr}$ оценена в 10%.

Пассивация элементов вакуумной системы обеспечивается ее заполнением на сутки смесью, содержащей исследуемый газ - реагент, и дополнительно насыщением катода на глубину 10 монослоев исследуемой молекулярной примесью. В разряде гелия с примесью из-за явления перезарядки преимущественно генерируются ионы примеси, которые могут ускоряться в области катодного падения потенциала (доли mm) до энергии $\sim eU$ благодаря большой длине свободного пробега относительно явления резонансной перезарядки [59, 60] (U - действующее в данный момент напряжение) и внедряются в катод на большую глубину.

В экспериментах по измерению константы девозбуждения $\text{He}(2^1S_0)$ после пассивации перед каждым измерением вначале проводилось заполнение кюветы молекулярным газом и измерялось его давление. После получасовой выдержки при условии постоянства показаний термопарного манометра кювета медленно через натекаТЕЛЬ заполнялась гелием в течение нескольких минут. После цикла измерений, длящегося $\sim (20 \dots 30) \text{ min}$, смесь выкачивалась, затем цикл повторялся с этим же или другим давлением молекулярного газа.

Спектральные измерения в диапазоне $250 \dots 800 \text{ nm}$ проводились с помощью монохроматора Монохр М. 125. Излучение регистрировалось фотоумножителем ФЭУ - 106 с временным разрешением 3 ns , областью спектральной чувствительности $170 \dots 830 \text{ nm}$ и анодной чувствительностью $\sim 10^{-3} \text{ A/lm}$.

Спектральные измерения в ИК спектре исследовались с помощью призмного монохроматора Carl Zeiss SPM-2, разрешающий линии в диапазоне $0.25 \dots 3.3 \mu\text{m}$ с точностью 10 nm в области микронных длин волн.

В качестве фотодетектора в ИК области использовались InSb - фотодиод (PD24-03) с максимальной спектральной чувствительностью в области $1.95 \dots 2.1 \mu\text{m}$ с временным разрешением 4 ns и фоторезистор PbS, являющийся более чувствительным по сравнению с PD24 (область наибольшей чувствительности $1.1 \dots 2.7 \mu\text{m}$), но с меньшим быстродействием $\sim 0.5 \dots 1 \mu\text{s}$.

Измерение средней мощности генерации проводились калоритмическим измерителем ИМО-2Н, погрешность измерения 6% .

Все сигналы наблюдались на 4-х канальном осциллографе TDS 2024В с полосой пропускания 200 МГц .

2.2 Распределение поля в ускорительном зазоре открытого разряда

Экспериментально установлено, что в условиях открытого разряда в области средних давлений (до сотен Торр по гелию) эффективность генерации электронного пучка достигает значений, близких к 100% , что может быть осуществлено только при подавлении ионного тока на катод. Механизм этого подавления невозможно правильно интерпретировать, не имея данных по распределению потенциала в ускорительном зазоре. К началу предстоящей работы были проведены расчеты поля для непрерывного [61] и квазинепрерывного [17, 61, 62] режимов, которые неприемлемы для случая ЭП, возбуждающего лазер на самоограниченном переходе где требуются расчеты поля в импульсном режиме.

2.2.1 Алгоритм расчета распределения потенциала

Для расчета энергетических характеристик лазера необходимо иметь информацию о спектре быстрых электронов в ЭП. Для этого в первую очередь требуется определить распределение в ускорительном зазоре потенциала $U(x, t)$, который может быть вычислен из системы уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dU(x, t)}{dx} &= E(x, t), \\ \frac{dE(x, t)}{dx} &= \frac{4\pi}{\varepsilon_0} \cdot \frac{j_i(x, t) - j_i(x, t - \Delta t)}{v_i}, \\ \frac{dj_i(x, t)}{dx} &= -j_e(t) \frac{\theta K}{\varepsilon_{He^+}} \gamma(w) - \int_0^x \frac{\theta K}{\varepsilon_{He^+}} \gamma(w) \frac{\partial j_i(x_1, t)}{\partial x_1} dx_1 \end{aligned} \quad (2.1)$$

при граничных условиях:

$$U(0, t) = -|U(t)|, \int_0^L E(x, t) dx, j_i(L, t) = 0, \quad (2.2)$$

где $E(x, t)$ - напряженность электрического поля в ускорительном зазоре; $j_i(x, t)$, $j_i(x, t - \Delta t)$ - плотности тока ионов, образовавшихся в ускорительном зазоре в данной и предыдущей итерациях по времени соответственно;

$$\begin{aligned} \gamma(w) &= 1.87 \cdot 10^4 \frac{\ln(U)}{U} (1 - \exp(-\frac{U - 41.3}{229.5})), [\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}], \\ \gamma(w) &= 4.42 \cdot 10^3 \frac{\ln(U)}{U} (1 - \exp(-\frac{U - 41.3}{229.5})), [\text{eV} \cdot (\text{cm} \cdot \text{Torr})] \end{aligned} \quad (2.3)$$

- тормозная способность гелия, полученная аппроксимацией данных [63]; $v_i = a \cdot \sqrt{E(x, t)}$ - дрейфовая скорость ионов, аппроксимированная согласно экспериментальным данным [64], (a - константа); $j_e(t)$ - плотность тока ЭП через ускорительный зазор; $I(t)$ и $U(t)$ - экспериментальные значения тока разряда и напряжения на катоде; $\theta = 0.6$ - доля энергии быстрых электронов, затрачиваемой на ионизацию [65]; $K = 1.4$ - коэффициент, учитывающий угловое рассеяние быстрых электронов в сильном внешнем поле [62]; $\varepsilon_{He^+} = 50 \text{ eV}$ - энергия, затрачиваемая на образование одного иона гелия [17]; $w = e[U(x, t) - U(0, t)]$ - энергия, набираемая электроном при прохождении разности потенциалов. Координата $x = 0$ соответствует катоду, $x = L$ - длина (вдоль оси x) катодного падения потенциала. Поскольку в условиях ОР $\eta \simeq 100\%$, то согласно определению η из выражения (1.3), плотность тока ЭП j_e можно считать равной плотности тока разряда j . Уравнение для плотности ионного тока записано в приближении энергетических потерь, как и в работе [62].

Алгоритм численного решения был следующим: система (2.1) переписывалась в систему дифференциальных уравнений для четырех функций: $U(x, t)$, $E(x, t)$, $j_i(x, t)$, $\nu(x, t) = dj_i(x, t)/dx$, которая решалась отдельно в каждый момент времени t с начальными условиями: $U(0, t) = -|U(t)|$, $E(x, t) = A$, $j_i(0, t) = B$, $\nu(0, t) = 0$ где A и B - подгоночные параметры, подбираемые таким образом, чтобы выполнялись граничные условия. При $t = t_{min}$ имеем $j_e(t) = 0$, потенциал $U(x, t)$ распределен линейно, поле $E(x, t)$ - равномерно, $L = 1 \text{ mm}$, что соответствует координате анода. В результате решения системы уравнений (2.1) в одной итерации функции $U(x, t)$ и $E(x, t)$ находятся в момент времени t , в следующей итерации - в момент времени $t + \Delta t$. Потенциал $U(x, t)$ и поле $E(x, t)$ в конце импульса тока определяются через $T/\Delta t$ итераций с начала расчета, где T - полная длительность импульса тока разряда $I(t)$. Временной интервал Δt подбирался таким образом, чтобы при его уменьшении распределения $U(x, t)$ и $E(x, t)$ в конце импульса тока не изменялись.

2.2.2 Сравнение теоретического расчета и экспериментальных данных

В работе [62] было проведено измерение потенциала поля в ячейке ОР с диаметром перфорированной части анода $D = 12.5 \text{ mm}$ и геометрической прозрачностью 85%, который расположен на расстоянии $l=1 \text{ mm}$ от катода из нержавеющей стали. Между катодом и анодом располагались зонды на расстоянии 0.2 mm и 0.5 mm диаметром 0.08 mm. В частности была получена зависимость от амплитуды напряжения U_{max} на катоде постоянной времени нарастания в "е"раз τ_0 тока через зазор и тока отсечки потенциала I_{cf} на зонде №1, расположенном на расстоянии 0.2 mm от катода, при давлении гелия $p = 30 \text{ Torr}$. Под током отсечки потенциала на зонде понимается значение тока в ускорительном зазоре, при котором потенциал на зонде принимает нулевое значение.

В настоящей работе было рассчитано распределение потенциала $U(x, t)$ и напряженности электрического поля $E(x, t)$ в ускорительном зазоре длиной $l = 1 \text{ mm}$, при давлении гелия $p = 30 \text{ Torr}$, напряжении на катоде U_{max} , временной зависимости тока электронного пучка $j_e(t) = j_0 \cdot \exp(t/\tau_0)$, где $j_0 = 3 \text{ A/m}^2$. Так как в эксперименте при изменении плотности тока от нуля до значения I_{cf} на зонде №1 напряжение на катоде уменьшалось на 5%, то в этих пределах напряжение на катоде можно считать постоянным. Параметр Δt выбирался таким образом, чтобы число итераций было примерно равным 30 для различных значений напряжения на катоде.

На рис. 2.1 показаны зависимости от времени и координаты потенциала $U(x, t)$ и напряженности поля $E(x, t)$ в ускорительном промежутке, полученные в результате расчета при напряжении на катоде $U_{max} = 5.4 \text{ kV}$ и постоянной времени нарастания тока $\tau_0 = 29 \text{ ns}$; шаг по времени Δt был равен 7 ns. Случай $j_e(t = 0) = 0$ соответствует линейному распределению потенциала $U(x)$ и постоянному полю $E = U/l$. С ростом тока электронного пучка, соответственно, с увеличением времени, наблюдается "схлопывание" поля к катоду, искажение потенциала поля и уменьшение длины катодного падения потенциала.

В работе [62] при значениях $U_{max}=5.4 \text{ kV}$ и $\tau_0 = 29 \text{ ns}$ плотность тока отсечки потенциала I_{cf} на зонде диаметром 0.08 mm, расположенном на расстоянии 0.2 mm от катода, была равна 0.45 A/cm^2 . В теоретическом расчете плотность тока электронного пучка была равна $j_e(t = 212 \text{ ns}) = 3 \exp(212/\tau_0) = 0.4487 \text{ A/cm}^2$ при длине катодного падения потенциала $l_p = 0.24 \text{ mm}$. С учетом толщины зонда можно считать, что в данном случае результаты теории и эксперимента хорошо совпадают.

На рис. 2.2 представлены графики экспериментально измеренных значений I_{cf} на зонде, расположенном на расстоянии 0.2 mm от катода, и значений I_{cf} , при котором теоретически вычисленная длина катодного падения потенциала l_p была равной 0.24 mm (таким образом учитывался ненулевой диаметр зонда) при раз-

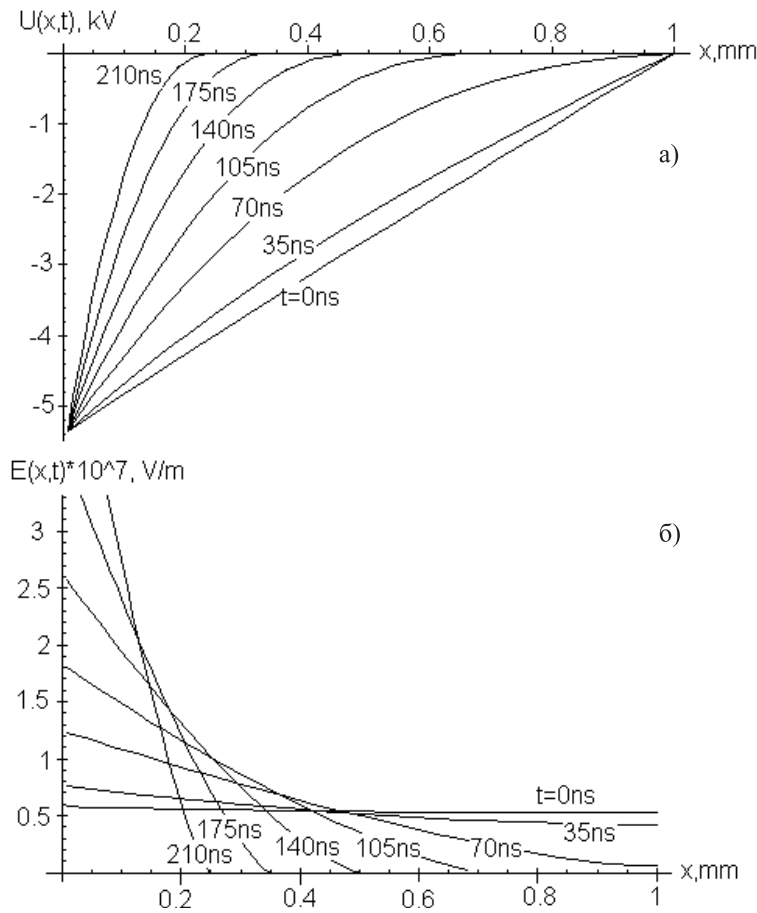


Рис. 2.1. Распределение потенциала $U(x,t)$ (а) и напряженности поля $E(x,t)$ (б) в ускорительном промежутке длиной $l = 1$ mm при напряжении на катоде $U_{max} = 5.4$ kV и постоянной времени нарастания тока в "е"раз $\tau_0 = 29$ ns

личных значениях амплитуды напряжения на катоде U_{max} .

Различие между теоретическими и экспериментальными значениями I_{cf} при больших значениях постоянной времени нарастания τ_0 тока через зазор объясняется тем, что в системе уравнений (2.1) сток ионов на катод не учитывается. Соответственно, на графике показана ошибка, с которой могут быть вычислены распределения напряженности поля $E(x,t)$ и потенциала $U(x,t)$ при определенном значении постоянной времени нарастания τ_0 тока через зазор и без учета движения ионов. В частности, видно, что при $\tau_0 = 29$ ns расчетное и экспериментально измеренное значения j_{cf} совпадают. Отсюда следует, что при таких временах развития разряда при расчете распределения потенциала в ускорительном зазоре можно пренебречь током ионов на катод, что значительно упрощает вычисления.

Описанный способ нахождения распределения потенциала и напряженности поля в КПП можно использовать при расчете в более сложных системах, в частности, в импульсных лазерах на самоограниченных переходах.

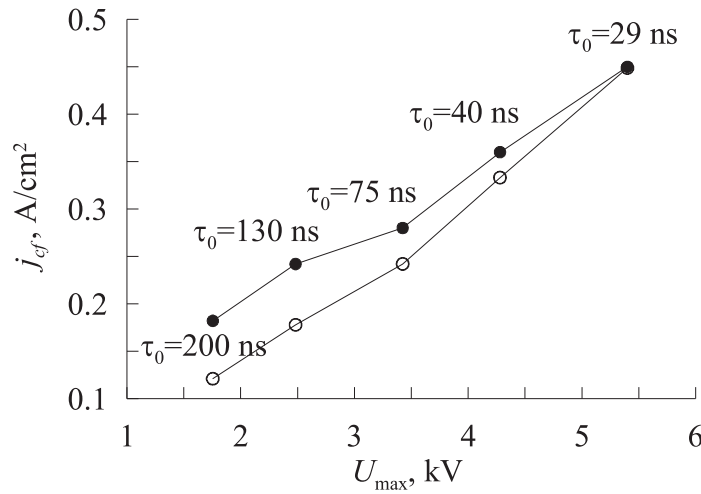


Рис. 2.2. Значения теоретических (○) и экспериментальных (●) величин плотностей тока отсечки потенциала j_{cf} на расстоянии 0.24 mm от катода при различных значениях постоянной времени нарастания "е" раз тока через зазор τ_0 и амплитуды напряжения на катоде U_{max} .

2.2.3 Параметры генерируемого в лазерной кювете электронного пучка

В настоящей работе реализован открытый разряд в коаксиальной кювете с диаметром катода 33 mm, при котором возможно полное использование энергии ЭП. Особенностью лазерной кюветы с открытым разрядом является использование металлокерамического катода из *SiC*, что позволило увеличить диапазон рабочих напряжений и давлений, поскольку объемное сопротивление материала уменьшает вероятность возникающих катодных неустойчивостей, приводящих к искрообразованию. Роль анода выполняла заземленная через токоизмерительный шунт с $R = 0.3 \Omega$ металлическая сетка, свернутая в цилиндр диаметром $D_a = 31$ mm, с геометрической прозрачностью $\mu = 0.64$ и характерным размером элементарной ячейки 0.3 mm. Длина рабочей части лазерной кюветы L была равна 120 mm. Генерация ЭП осуществлялась в ускорительном зазоре длиной 1 mm между катодом и анодом кюветы, а генерация излучения - в дрейфовом пространстве за анодом. Схема импульсного питания представлена на рис. 2.3. Коммутатором в генераторе импульсного питания лазера использовался тиратрон ТГИ1-1000/25 при накопительной емкости $C_s = 8$ nF и обострительной $C_p = 6.6$ nF.

В качестве рабочей смеси использовалась газовая смесь состава $He - N_2 = 99.07 : 0.93$. Оптимальное давление He (в зависимости от рабочего напряжения и состава смеси) составляло 15 - 30 Torr. Азот обеспечивал лучшую стабильность разряда.

Исследования показали, что ускорительный зазор лазера обладает ярко выра-

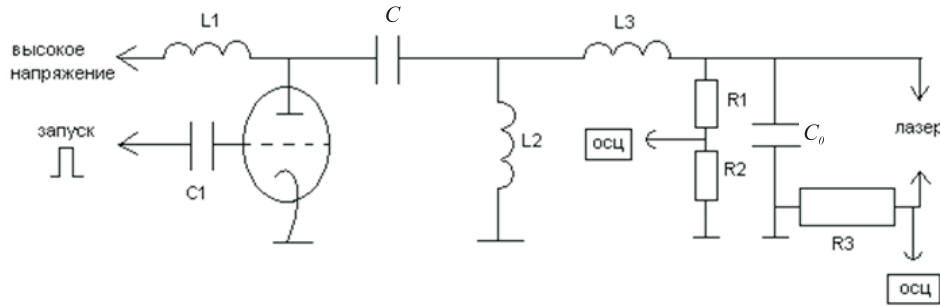
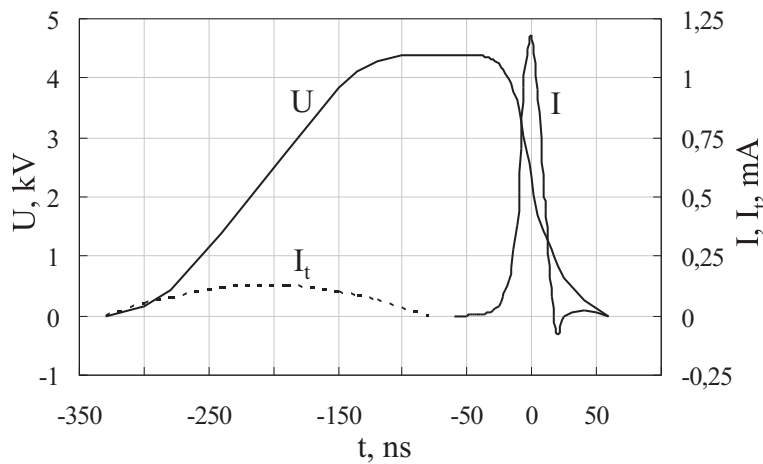


Рис. 2.3. Схема импульсного источника питания лазера.

женными обострительными свойствами. В качестве примера на рис.2.4 показаны осциллограммы напряжения и тока между анодом и катодом лазерной кюветы при давлении гелия $p_{He}=16$ Торр и давлении азота $p_{N_2}=0.15$ Торр. Видно, что длительность импульса тока через ускорительный зазор (кривая 2) почти на порядок короче длительности тока через тиратрон (кривая 3) при соответствующем росте амплитуды, что значительно облегчает работу коммутатора.

Рис. 2.4. Осциллограммы напряжения на катоде $U(t)$, тока разряда $I(t)$ в ускорительном зазоре лазера и тока через тиратрон I_t .

На рис.2.5 при тех же p и p_{N_2} показана зависимость амплитуды тока через ускорительный зазор I от амплитуды ускоряющего напряжения на катоде U_{max} .

2.2.4 Динамика поля в ускорительном зазоре лазерной кюветы

С использованием системы уравнений (2.1) проведен расчет потенциала $U(x, t)$ и напряженности поля $E(x, t)$ в ускорительном зазоре для следующих оптимальных условий: $P_{He} = 16$ Торр, $P_{N_2} = 0.15$ Торр; $U_{max} = 4.4$ кВ, $I_{max} = 1.2$ кА. Величины потенциала на катоде и тока разряда в различные моменты времени взяты из экспериментальных осциллограмм (рис.2.6). Вплоть до 0.9 кА осциллограмма

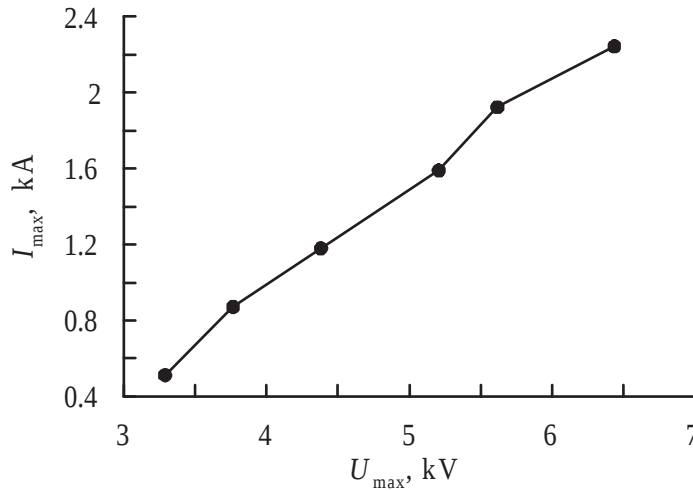


Рис. 2.5. Зависимость амплитуды тока $I_{\max}$ от амплитуды ускоряющего напряжения на катоде $U_{\max}$.

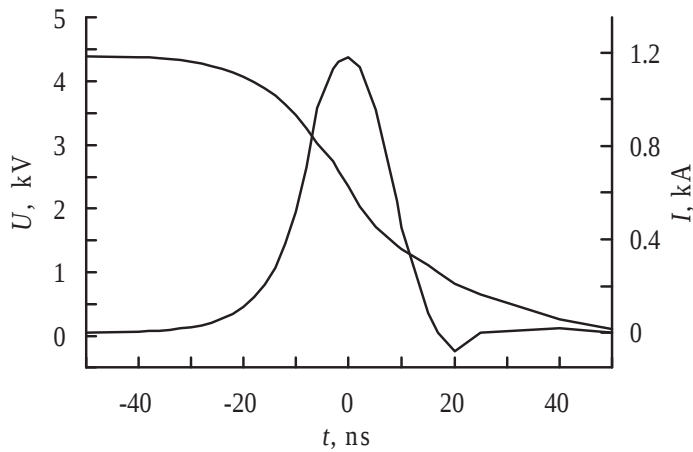


Рис. 2.6. Осциллограммы тока и напряжения в ускорительном зазоре лазера.

тока в ускорительном зазоре с большой точностью аппроксимируется экспонентой $I(t) = I_0 \exp(t/\tau_0)$, где $\tau_0 = 6.5$ ns. Результаты расчета приведены на рис.2.7 а),б), а растянутые осциллограммы напряжения на катоде $U(t)$ и $I(t)$ с соответствующей расчету временной шкалой - на рис.2.6.

В отсутствие тока разряда при $t = -70$ ns $U_a = 0$ на аноде, $E(x) = \text{const}$ по длине ускорительного зазора. С течением времени напряженность поля на катоде увеличивается, длина области катодного падения потенциала уменьшается, занимая только часть ускорительного зазора. При максимальном значении тока (рис.2.6, $t=0$ ns) поле концентрируется у катода на расстоянии 0.078 mm, что соответствует приведенной напряженности поля на катоде $E/N = 1.14 \times 10^5$ Td (1 Td= 10^{-17} см²). При таком значении E/N величина η_e превышает 0.95 [62], а

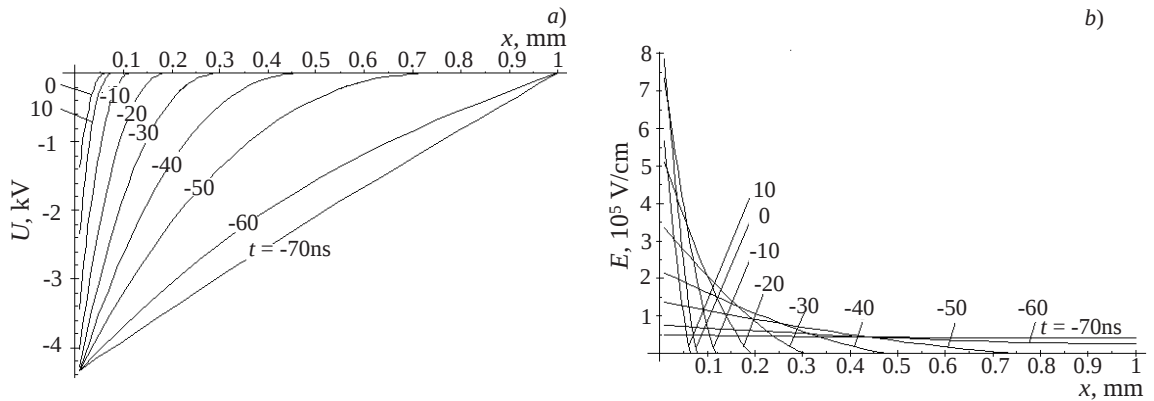


Рис. 2.7. Распределение потенциала $U(x, t)$ (a) и напряженности электрического поля $E(x, t)$ (b) в ускорительном зазоре лазера; $x = 0$ соответствует местоположению катода, $x = 1 \text{ mm}$ — местоположению сетчатого анода; $t = 0$ — момент максимума тока; длительность тока на полувывсоте — 20 ns

ЭП, прошедший через анодную сетку, в каждый момент времени практически моноэнергетичен с энергией, равной $eU(t)$, где $U(t)$ — напряжение на катоде.

2.3 Открытый разряд с катодной полостью

Для получения мощного непрерывного электронного пучка использовалась разновидность открытого разряда — открытый разряд с катодной полостью [5, 66, 67]. Разряд формируется между сплошным плоским катодом и анодом, разделенными диэлектрической структурой с отверстиями. В разрядах с ЭП месторасположение анода обычно не играет особой роли. В общем случае анод располагается в тени диэлектрической структуры. В такой разрядной структуре был получен ЭП с эффективностью генерации $\eta > 90\%$ при напряжении на катоде $U > 1.5 \text{ kV}$, достигая $\eta > 99.8\%$ при $U = 4 \text{ kV}$ [5].

2.3.1 Механизм эмиссии

Пучок электронов, эмитированных с катода, проходит в отверстия диэлектрической структуры и тормозится за ней в дрейфовом пространстве в столкновениях с атомами рабочего газа. В результате торможения ЭП и размножения электронов в остаточном поле в каналах диэлектрической структуры рождаются ионы, дрейфующие затем к катоду. Пространство между катодом и диэлектрической структурой образует катодную полость, электрическое поле в которой практически отсутствует. Это вызвано тем, что внутренняя поверхность диэлектрической структуры заряжается до потенциала, сравнимого с потенциалом катода. В результате

появляется сильно неоднородное радиальное распределение поля как внутри полости, так и во входе в отверстия диэлектрической структуры. На рис. 2.8 показано распределение электрического потенциала в канале диэлектрической пластины и в катодной полости, измеренное в работе [4]. Из-за сильно неоднородного поля ионы

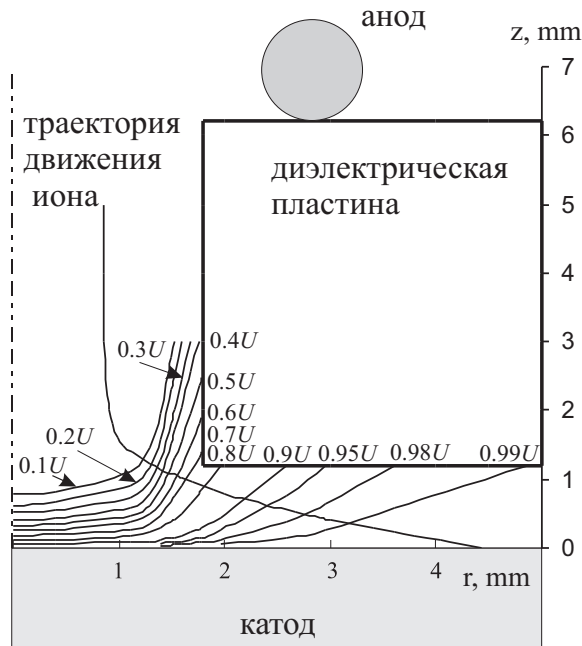


Рис. 2.8. Эквипотенциальные кривые в открытом разряде с катодной полостью. $p_{He} = 7 \text{ Torr}$; $U = 1 \text{ kV}$; $j = 0.26 \text{ mA/cm}^2$. [4]

концентрируются у периферии отверстия. Достигая области с высоким градиентом потенциала, они отклоняются от прямолинейного пути, попадают в область с малым градиентом, тормозятся из-за упругих и неупругих соударений и далее достигают катода уже в процессе амбиполярной диффузии, не переносящей ток. Благодаря этому механизму блокируется ионный ток на катод, а электроны проходят через отверстия. Это позволяет достигнуть практической эффективности генерации электронного пучка, определяемой как отношение тока ЭП к току разряда, более 95% при энергии 1...5 keV. Столь высокая эффективность обеспечивается фотоэмиссией от ВУФ резонансного излучения рабочей среды, возбуждаемой при торможении быстрых тяжелых частиц в катодной полости [4, 67]. Именно механизмом генерации ВУФ - излучения разряд с катодной полостью принципиально отличается от обычного открытого (в котором генерация ВУФ - излучения происходит за счет возбуждения рабочих атомов вторичными электронами) и других типов разрядов, генерирующих ЭП.

2.3.2 Конструкция лазерной кюветы

Ранее исследования генерации пучка электронов в работах [5, 66] носили модельный характер и проводились в разрядной камере объемом $V = 5 \text{ см}^3$ (площадь катода не превышала $S = 2.5 \text{ см}^2$).

В настоящей работе исследована генерация радиального ЭП в цилиндрической камере с диаметром катода $D = 8.4 \text{ см}$ и длиной $L = 110 \text{ см}$ ($V = 6200 \text{ см}^3$ $S = 2500 \text{ см}^2$). Конструкция камеры представлена на рис. 2.9. Напряжение прикладывалось между катодом из нержавеющей стали (1) и коаксиальными электродами, расположенными с торцов кюветы, играющими роль анода (2). Кварцевые кольца (3) с помощью распорок из нержавеющей стали (4) фиксировались на расстоянии 0.1 см от катода. Пространство между катодом и кварцевыми кольцами представляет собой катодную полость (5). Параметры кварцевых колец: расстояние друг от друга 0.3 см, ширина 0.5 см, толщина 0.35 см, внутренний диаметр, формирующий границу активной зоны, 7.6 см. Таким образом, полная площадь катода равна $S = 2500 \text{ см}^2$, а площадь его части, неэкранированной кварцевыми кольцами, составила 1000 см^2 .

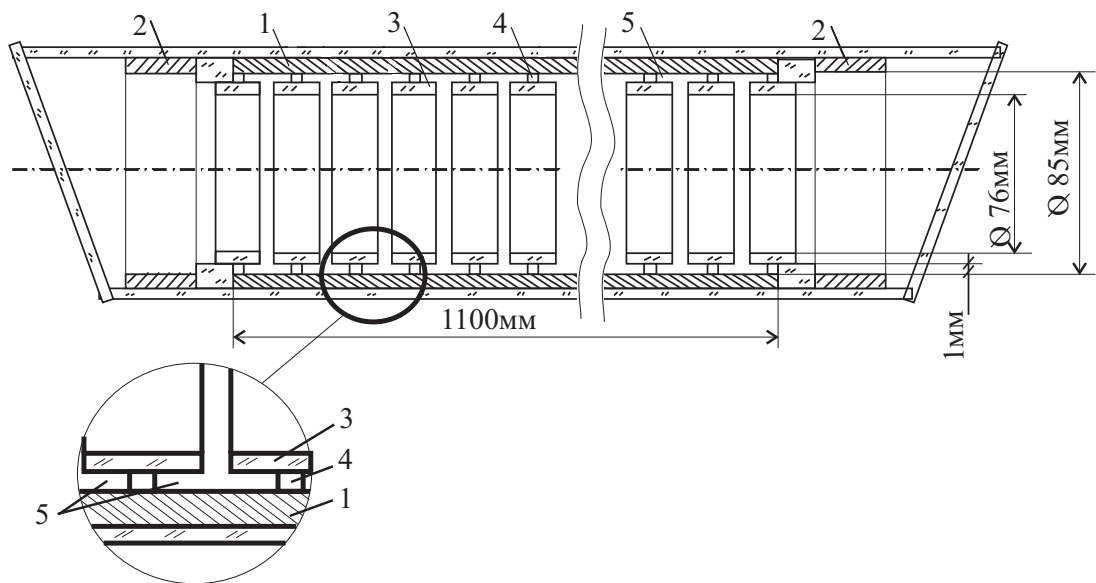


Рис. 2.9. Схема лазерной кюветы, в которой реализован открытый разряд с катодной полостью: 1 - катод, 2 - анод, 3 - кварцевое кольцо, 4 - металлическое кольцо, 5 - катодная полость.

2.3.3 Параметры электронного пучка в гелии

Генерация ЭП в гелии исследовалась в непрерывном и квазинепрерывном режимах с частотой следования импульсов накачки $f=50$ Hz и длительностью импульса напряжения на полувывоте $\tau_U=10$ ms (полупериод сетевого напряжения). В непрерывном режиме при подаче напряжения на анод $U \geq 0.4$ kV (катод заземлен) появлялся ЭП. Исследованный диапазон условий функционирования пучка следующий: давление гелия $p_{He} = 2.6 \dots 10$ Torr, напряжение на аноде $U = 0.4 \dots 1.7$ kV, ток до $I=3.4$ A, достигаемая плотность тока $j = I/S=1.36$ mA/cm². С ростом рабочего напряжения первоначально светимость газа появляется в кольцевой пристеночной области. Центральная часть трубки не светится. Это объясняется тем, что возникающий ЭП тормозится на небольшом расстоянии от стенки из-за низкого рабочего напряжения и, соответственно, малой длины пробега быстрых электронов. С ростом напряжения свечение постепенно заполняет все сечение трубки, а при $U \geq 1$ kV излучение, как и в обычном открытом разряде, концентрируется к центру трубки.

На рис.2.10, 2.11 представлены зависимости параметров разряда в гелии при различных давлениях. Поскольку в разряд вкладывается значительная мощность, газ нагревается и его давление растет с ростом вводимой мощности. Поэтому на рисунках приведены давления гелия, отнесенные к комнатной температуре, т.е. давления, при которых находился бы газ, если трубку охладить до комнатной температуры. На рис. 2.10 представлены ВАХ разряда. При $U < 1.3$ kV и $I < 1$ A ВАХ сняты в непрерывном режиме, при $U \geq 1.3$ kV и $I \geq 1$ A - в квазинепрерывном режиме ($f=50$ Hz, длительность на полувывоте импульсов напряжения 10 ms, тока ~ 8 ms).

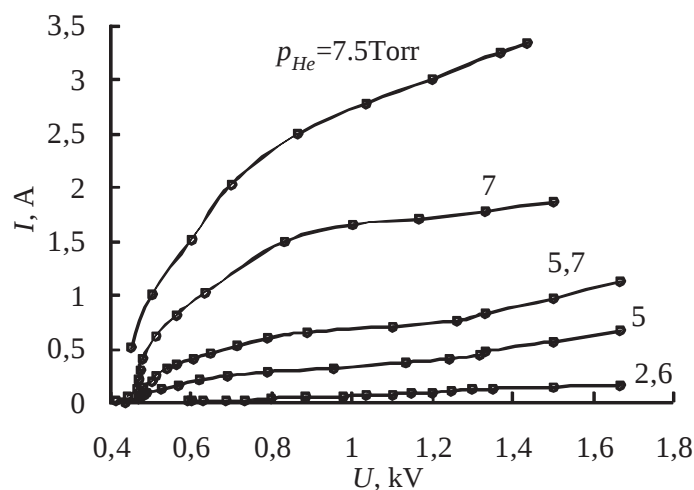


Рис. 2.10. ВАХ разряда при разных давлениях гелия.

На рис. 2.11 представлена зависимость тока от давления гелия при одном и том

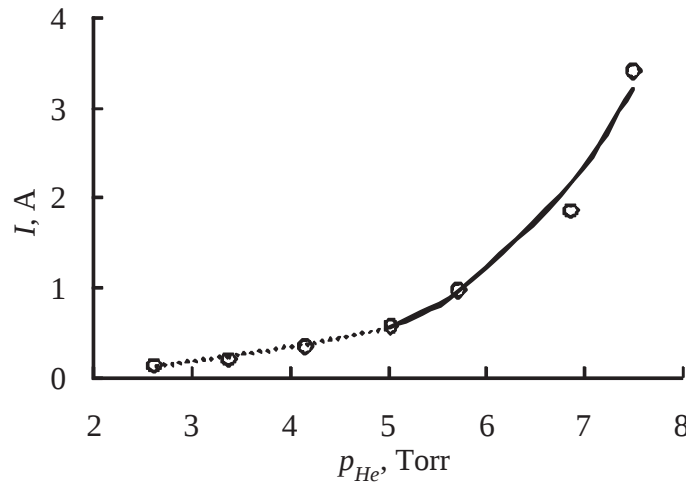


Рис. 2.11. Зависимость тока разряда от давления гелия при $U=1.5$ kV в квазинепрерывном режиме ($f=50$ Hz, $\tau_U=8$ ms): кружки - экспериментальные данные, пунктирная кривая - степенная функция $I = 1.6 \cdot 10^{-2} p_{He}^{2.2}$, сплошная кривая - $I = 4.5 \cdot 10^{-4} p_{He}^{4.4}$.

же значении амплитуды напряжения на аноде $U=1.5$ kV. В гелии при квазинепрерывном возбуждении достигнута средняя мощность ЭП 2.5 kW при импульсной 5 kW ($p_{He}=7.5$ Торр, $U=1.5$ kV, $I=3.4$ А, $f=50$ Hz). При постоянном напряжении зависимость тока разряда до давления гелия 5 Торр описывается степенной функцией вида $I = 1.6 \cdot 10^{-2} p_{He}^{2.2}$ или $j = 6.4 \cdot 10^{-6} p_{He}^{2.2}$, в которой размерности величин следующие: I , А; p_{He} , Торр; j , А/см². При $p_{He} > 5$ Торр зависимость $j(p_{He})$ становится иной: $j = 1.8 \cdot 10^{-7} p_{He}^{4.4}$. Для разрядов с фотоэмиссией [4, 66] в непрерывном режиме характерна более резкая зависимость $j(p_{He})$ чем в аномальном разряде 1.5: $j = 2.5 \times 10^{-12} P_{He}^2 U^3$.

Длительная эксплуатация кюветы в режиме генерации мощных ЭП (более 300 часов) и последующее исследование поверхности катода не выявили видимых следов его распыления, что является важной практической особенностью разрядов, поддерживаемых фотоэмиссией. В области рабочих напряжений 1...1.7 kV эффективность генерации ЭП, согласно работам [4, 5, 66], превышает 95% и мало зависит от характерного размера отверстий в диэлектрической структуре (расстояния между кварцевыми кольцами) при их величине $d \geq 3$ mm.

2.3.4 Параметры электронного пучка в смеси гелий-ксенон

Генерация электронного пучка в смеси $He - Xe$ исследовалась в импульсном режиме ($f=500$ Hz, длительность импульса напряжения $\tau_U = 1.5 \mu s$ ограничивалась возможностями используемого источника питания) при давлениях гелия

$p_{He} = 2 \dots 10$ Торгг и ксенона $p_{Xe} = 3 \dots 110$ мТоргг и напряжении на аноде до 2 кВ (катод заземлен). На рис. 2.12, 2.13 представлены зависимости тока разряда от давления компонент смеси $He - Xe$.

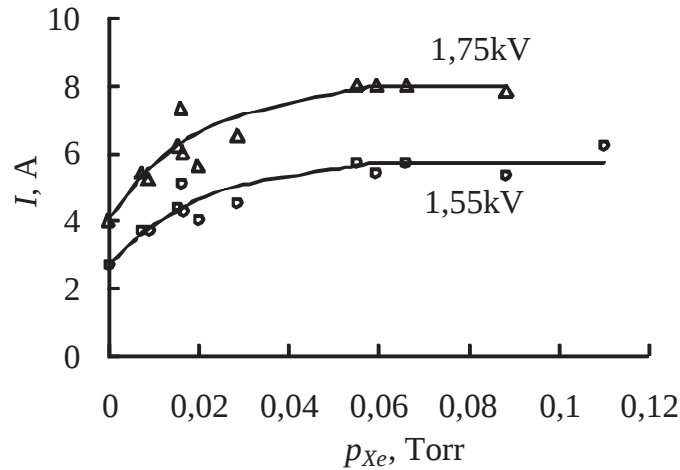


Рис. 2.12. Зависимости тока разряда от давления ксенона в смеси $He - Xe$ при $U = 1.55$; 1.75 kV и $p_{He} = 5$ Торгг.

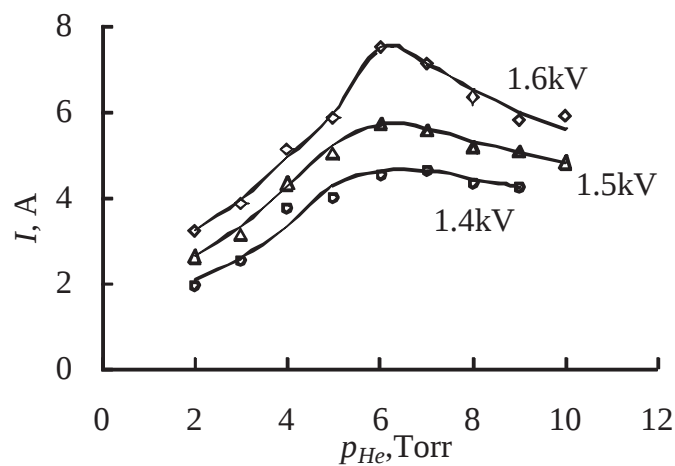


Рис. 2.13. Зависимости тока разряда от давления гелия в смеси $He - Xe$ при $U = 1.4$; 1.5; 1.6 kV и $p_{Xe} = 20$ мТоргг.

Введение ксенона изменяет параметры разряда. При постоянных значениях напряжения и давления гелия $p_{He} = 5$ Торгг с увеличением давления ксенона до $p_{Xe} = 50$ мТоргг ток и, следовательно, число генерируемых электронов, в смеси $He - Xe$ возрастают в два раза (рис. 2.12), по сравнению с током в тех же условиях в гелии без ксенона. В исследуемом диапазоне только при $p_{Xe} > 50$ мТоргг ток перестает

зависеть от давления ксенона. Введение ксенона изменяет амплитудные значения генерируемого тока, но вид ВАХ разряда остается тем же, что и в чистом гелии. Таким образом, величина тока разряда определяется как давлением гелия (рис.2.11), так и долей ксенона в смеси (рис.2.12).

На рис. 2.13 представлены зависимости тока разряда от давления гелия $I(p_{He})$ в смеси $He - Xe$, имеющие экстремумы, в отличие от аналогичной зависимости в гелии (рис. 2.11). Максимальное значение тока определяется лишь соотношением давлений компонент смеси $He - Xe$ и не зависит от напряжения на аноде. В диапазоне $p_{He} = 2 \dots 6$ Торг при $p_{Xe} = 20$ мТорг доля ксенона в смеси велика, поэтому в соответствии с рис. 2.12 влияние ксенона проявляется лишь в увеличении тока на одинаковую для всего диапазона величину, а рост тока обусловлен изменением p_{He} . При $p_{He} > 6$ Торг возрастание p_{He} и изменение доли ксенона в смеси, как факторы, определяющие ток разряда, действуют в противоположные стороны, но влияние второго фактора больше, что и объясняет падение тока в этом диапазоне.

Изменение ВАХ в смесях с ксеноном можно объяснить следующим образом. При давлении Xe , скажем, 20 мТорг, длина пробега ионов Xe^+ до акта перезарядки на атоме Xe равна $\lambda = (\langle \sigma_{rc} n_{Xe} \rangle)^{-1} = 0.15$ см ($\sigma_{rc} \cong 10^{-14}$ см² - сечение резонансной перезарядки, $n_{Xe} = 6.6 \cdot 10^{14}$ см⁻³ - концентрация атомов Xe), что меньше длины области основного падения потенциала в разрядной структуре рис. 2.8 (~ 1 мм). Следовательно, ионы Xe^+ могут ускоряться в этой области практически вплоть до энергии eU (за вычетом потерь на упругие соударения с атомами гелия). Быстрые ионы Xe^+ и появляющиеся в результате резонансной перезарядки быстрые атомы Xe с высокой эффективностью возбуждают резонансные состояния Xe и He , тем самым усиливая фотоподсветку катода. Существование оптимального давления He (рис. 2.13) объясняется ростом упругих потерь Xe^+ на атомах Xe , что не позволяет разогнать ионы Xe^+ до энергии eU .

2.3.5 Масштабируемость разряда

Экспериментально показано, что открытый разряд с катодной полостью устойчиво функционирует в каждой катодной полости независимо от их количества и формы. Соответственно, значительное увеличение площади катода (от $S=2.5$ см² в работе [5] до $S=2500$ см² в настоящей работе и использование целевых цилиндрических отверстий в диэлектрической структуре вместо прямоугольных или круглых) не приводит к потере стабильности разряда. Полученная в исследуемой цилиндрической кювете ($D=8.4$ см, $L=110$ см) плотность тока близка к реализованной в ячейке с диаметром плоского катода 1.8 см [5]. Этот факт указывает на масштабируемость открытого разряда с катодной полостью.

В работах [4,5,66,67] было показано, что эффективность генерации ЭП превы-

шает 95% при $U > 1 \text{ kV}$. Такие параметры должны сохраняться и в исследованной кювете, так как она мало зависит от площади и геометрии открытой части катода при ее характерном размере больше 3 mm [4]. Исходя из характера ускоряющего поля в таких разрядах [4], можно полагать, что генерируемый в разряде пучок электронов моноэнергетичен с энергией, равной величине прикладываемого напряжения. При напряжении $U > 1.5 \text{ kV}$ энергии ЭП достаточно для пересечения апертуры кюветы и возбуждения всего объема лазерной кюветы, поэтому реализованный пучок можно использовать для накачки лазерной среды.

2.4 Широкоапертурный разряд

Подход, использованный в открытом разряде и в открытом разряде с катодной полостью, основан на искусственном подавлении потока ионов на катод. Это приводит к горению разряда с плотностью тока $j = f(U_k, P)$ на три порядка величины меньшей, чем в аномальном тлеющем разряде (U_k - катодное падение потенциала, практически равное в этих условиях приложенному напряжению U). Однако преобладание фотоэлектронной формы разряда возможно и в условиях без принятия физико-технических мер по подавлению эмиссии под действием тяжелых частиц. В частности, это может быть осуществлено благодаря увеличению объема разряда, в основном за счет увеличения диаметров катода и пространства дрейфа. Эмиссия под действием тяжелых частиц в аномальном тлеющем разряде является существенно одномерным явлением и зависит только от энергии иона (или быстрого атома) и в первом приближении никак не зависит от площади катода и длины газоразрядного промежутка. В противоположность этому плотность тока фотоэмиссии решающим образом зависит от геометрии разряда [57]. В результате при достаточном увеличении его объема может наступить такой момент, когда в обычном аномальном тлеющем разряде плотность тока фотоэмиссии превысит ток, обусловленный бомбардировкой катода тяжелыми частицами. В [6] получено, что при увеличении площади катода при том же приложенном напряжении U и давлении газа, η возрастает, достигая величины $\sim 99\%$. Объясняется такая зависимость $\eta(U)$ тем, что при увеличении объема разрядной кюветы в аномальном тлеющем разряде происходит смена основного механизма эмиссии электронов, а именно механизм эмиссии под действием тяжелых частиц вытесняется фотоэмиссией. Это позволяет в простых устройствах получать мощные ЭП keV - энергий с эффективностью выше $\eta > 90\%$ и пониженным распылением катода.

В данной работе исследуется широкоапертурный тлеющий разряд в He , в котором η достигает величины $\sim 100\%$ уже при $U \simeq 300 \text{ V}$ в непрерывном режиме. Это достижение базируется на двух полученных ранее результатах: а) в газовом разряде при определенном давлении рабочего газа коэффициент фотоэмиссии зна-

чительно превосходит последний для вакуума [68,69]; б) при увеличении диаметра катода d так, что $d \gg l_n$ (l_n - длина области КПП в нормальном разряде) основным механизмом эмиссии электронов может стать фотоэмиссия [69].

2.4.1 Экспериментальная установка и измеряемые параметры

Использовалась кварцевая цилиндрическая камера объемом $7.5 \cdot 10^3 \text{ см}^3$, рис.2.14. Алюминиевый катод - сферический с радиусом кривизны 60 см и диаметром $d =$

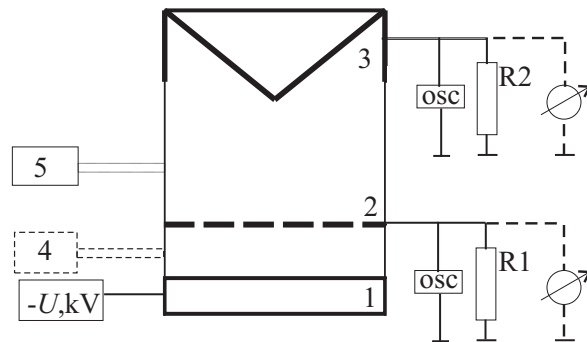


Рис. 2.14. Схема кюветы, в которой реализован широкоапертурный разряд: катод (1), анод (2), коллектор электронов (3), положение фотоприемника, регистрирующего излучение из разрядного промежутка (4) и из дрейфового пространства (5).

19.5 см. Роль анода выполняла металлическая сетка с геометрической прозрачностью $\mu_{geom} = 0.86$ и характерным размером отверстий $\delta = 1 \text{ мм}$. Расстояние между катодом и анодом (длина разрядного промежутка) составляло $l = 3 \text{ см}$, что больше длины области катодного падения потенциала l_n в нормальном разряде в гелии при давлениях, используемых в эксперименте (для нормального разряда $p_{He} \cdot l_n = 1.32 \text{ Торг} \cdot \text{см}$ [24]). В совокупности с малой величиной δ это исключало проникновение поля за анод. Электроны пучка регистрировались коллектором электронов при расстоянии между анодом и коллектором 8.5 см. Применение подобного вида электродов и геометрии их расположения исключает направленный дрейф ионов из области торможения ЭП за анодом (дрейфового пространства). Тем самым резко ограничивается поток ионов и быстрых атомов на катод и, соответственно, эмиссия под их воздействием [23]. С другой стороны сохраняются все условия для эффективной подсветки катода. Отрицательное напряжение подавалось на катод, а анод и коллектор электронов заземлялись через токоизмерительные приборы. Их сопротивление подбиралось таким образом, чтобы коллектор всегда находился под отрицательным потенциалом $\sim 20 \text{ мВ}$ относительно анода с тем, чтобы не завышать ток ЭП. При вычислениях учитывалось, что часть быстрых электронов, рассеянных проволочным анодом, также достигают коллектора, что повышает прозрачность сетки с геометрической $\mu_{geom} = 0.86$ до эффективной

$\mu = 0.95$ согласно данным по отражению и рассеянию электронов из [70].

В экспериментах исследовался разряд в непрерывном и квазинепрерывных режимах при давлениях гелия $0.3 \dots 6$ Торг. Для преодоления трудностей, связанных с повышенным энерговыделением, физические исследования были проведены при мощности разряда не более $P \leq 160$ W. В непрерывном режиме исследовался разряд в области давлений $p_{He} \sim 0.3 \dots 1.45$ Торг. Рабочие напряжения изменялись от порога зажигания до 1.5 kV. При $p_{He} > 1.45$ Торг мощность разряда превышает 160 W. Для удержания ее на уровне ниже 160 W использовалось питание прямоугольными импульсами длительностью 3.5 ms для давлений $1 \dots 3$ Торг. В диапазоне давлений $p_{He} \sim 1.2 \dots 6$ Торг, при амплитуде импульсного напряжения $U \sim 0.8 \dots 2.6$ kV длительность импульса при различных давлениях варьировалась от 13 до 30.5 μ s при частотах следования импульсов 100 Hz. При малых давлениях длительность импульса накачки определялась параметрами схемы возбуждения. При больших давлениях $p_{He} > 3$ Торг длительность импульса выбиралась максимально возможной при $U = 2.6$ kV. В этом случае длительность ограничивалась искрообразованием на кромке катода. На катод через разделительные диоды подавались отрицательные импульсное и постоянное напряжения. Величина последнего выбиралась таким образом, чтобы суммарный ток через разрядный промежуток не превышал 200 mA в случае высоких давлений ($5 \dots 6$ Торг). Постоянное напряжение создавало предимпульсную ионизацию газа, что способствовало быстрому развитию разряда и достижению квазистационарной фазы за единицы микросекунд.

В экспериментах, согласно схеме рис.2.14 измерялись: напряжение на разрядном промежутке U , анодный ток $I_a = U_a/R_a$, ток коллектора $I_c = U_c/R_c$, где U_a, U_c - напряжение, измеряемое на аноде и на коллекторе, относительно земли, R_a, R_c - анодное и коллекторное сопротивление. Сопротивления R_a, R_c подбирались таким образом, чтобы всегда выполнялось соотношение: $|U_c| > |U_a| \leq 20$ mV. В этом случае ток ЭП на коллектор не завышается. Кроме того, измерялась интегральная и спектральная светимость из разрядного промежутка P_{sp}^{gap} и дрейфового пространства P_{sp}^{drift} на переходе с резонансного на метастабильный уровень с $\lambda = 2.06$ μ m. Интенсивность этого излучения характеризует населенность РС и, соответственно, интенсивность резонансной линии гелия $\lambda = 58.4$ nm, ответственной за фотоэмиссию с катода.

2.4.2 Непрерывный режим

На рис.2.15 показаны характеристики непрерывного разряда в зависимости от напряжения при $p_{He} = 1$ Торг: анодный ток I_a ; ток разряда $I = I_c + I_a$; эффективность генерации ЭП η , в соответствии с (1.4), где $I_e = I_c/\mu$, $I_i = I_a - I_e(1 - \mu)$,

равную $\eta = I_e/I$; отношение I_e/I_i , характеризующее η , в соответствии с выражением (1.4). Кроме того, на рис. приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) при различных давлениях гелия. На рис.2.16 приведены характеристики разряда в зависимости от p_{He} при постоянном $U = 1$ kV.

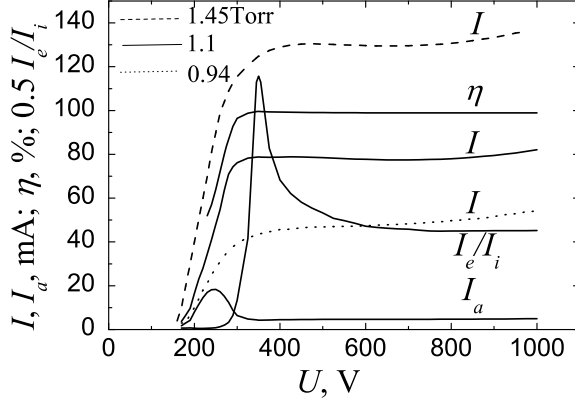


Рис. 2.15. Характеристики непрерывного разряда в зависимости от напряжения

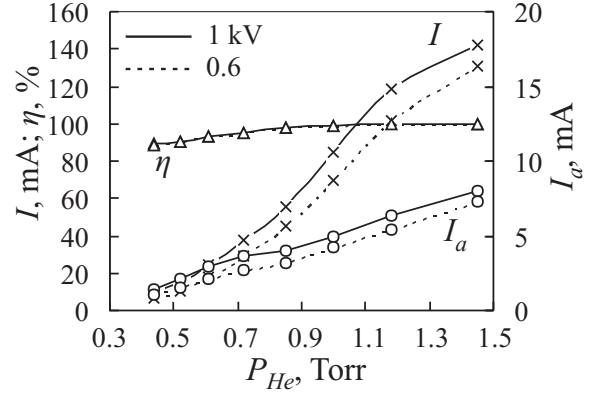


Рис. 2.16. Зависимость основных параметров разряда от давления гелия

Отметим наиболее заметные отличия реализованного в непрерывном режиме (рис. 2.15,2.16) широкоапертурного разряда в гелии от обычного тлеющего разряда:

- аномально высокая эффективность генерации ЭП по сравнению с любыми другими разрядами;
- немонотонность величины $\eta(U)$ и её рост при увеличении p_{He} ;
- наличие перегибов в ВАХ, включая существование падающего участка и их зависимость от давления.

Полученная величина $\eta \simeq 100\%$ при $U > 350$ V и исследованных давлениях может быть объяснена только фотоэлектронной природой разряда. Наименьшая величина η , полученная в непрерывном режиме при $U = 1$ kV, составила 85% при $p_{He} = 0.3$ Torr. При $p_{He} \geq 1$ Torr $\eta \sim 100\%$. Отношение I_e/I_i , характеризующее η согласно выражению (1.4) в реализованном разряде при $U = 1$ kV без учёта прозрачности сетки превышает 200 раз (рис. 2.15). Для $U = 1$ kV в аномальном тлеющем разряде, согласно данным [54], $I_e/I_i \sim 1$ ($\eta < 50\%$), а по уточненным данным для коэффициентов эмиссии под действием тяжелых частиц из [68] $I_e/I_i \sim 0.3$ ($\eta = 23\%$), что в 300 раз меньше, чем для реализованного фотоэмиссионного разряда. В разрядах с преобладанием потенциальной эмиссии под действием ионов и метастабильных атомов при $U = 300$ V эффективность генерации ЭП $\eta \simeq 27\%$ ($I_e/I_i = \eta/(1 - \eta) = 0.37$) [30]; при $U = 1$ kV $\eta \simeq 35\%$ ($I_e/I_i = 0.54$) и при $U = 10$ kV $\eta = 89\%$ ($I_e/I_i = 8$). Близкое к работе [30] получено и в [23] с диаметром катода $d_c = 10$ см.

Второй особенностью, свидетельствующей о фотоэлектронной природе широкоапертурного тлеющего разряда и отличающей его от аномального тлеющего разряда, является немонотонная зависимость $\eta(U)$ и рост η при увеличении p_{He} . Пик $\eta(U)$ находится в области 350 V. При этом U , с одной стороны количество ВУФ фотонов, генерируемых при торможении одного электрона достаточно для эмиссии дополнительного электрона, согласно условию

$$\frac{\eta_r e U_{thr} \gamma_{ph} R_s}{\varepsilon_{He^*}} = 1, \quad (2.4)$$

где $\eta_r \simeq 70\%$ - эффективность преобразования энергии электронного пучка, в резонансное излучение; eU_{thr} - энергия электрона; $\gamma_{ph} = 0.3$ [69] - коэффициент фотоэмиссии; $R_s \leq 0.35$ - геометрический перехват излучения катодом; $\varepsilon_{He^*} = 21$ eV - средняя энергия возбуждения атомов гелия. С другой стороны, это торможение происходит в приближенной к катоду области, что увеличивает геометрический перехват фотонов катодом и ослабляет влияние реабсорбции. При $U > 350$ V пробег электронов увеличивается, что ослабляет эффективность ВУФ - подсветки катода, соответственно снижается соотношение I_e/I_i и η . Рост η при увеличении p_{He} (рис. 2.16) объясняется ростом тормозной способности гелия, приближающей области подсветки к катоду. Отметим, что при $U = -350$ eV получение $\eta \sim 1$ на первый взгляд кажется парадоксальным, т.к. электроны с энергией 350 eV не могут достигнуть коллектора (длина их пробега согласно [63] составляет ~ 3 см). Получение $\eta \sim 1$ объясняется тем, что затормозившиеся быстрые электроны тем не менее попадают на коллектор под действием отрицательного объемного заряда новых электронов, постоянно вылетающих в дрейфовое пространство за анод. По-видимому, получение в эксперименте $\eta \sim 1$ возможно и при $U < 350$ V, если расстояние катод - сетчатый анод будет меньше 3 см.

В реализованном широкоапертурном разряде в диапазоне напряжений $U = 350 \dots 1000$ V рост тока сильно отстает от роста напряжения (Рис.2.15) и при $p_{He} = 0.94$ Torr близок к линейному, как и в открытом разряде с катодной полостью в неоне [6], увеличиваясь всего на 25% или в 18.6 раз медленнее, чем по формуле (1.5). При увеличении p_{He} ток перестает зависеть от напряжения, затем в зависимости $I(U)$ появляется четко выраженный падающий участок (кривая 6, рис. 2.15). Рост тока разряда при $U > 800$ V обусловлен, во-первых, ростом I_e , вызванным увеличением ВУФ подсветки за счет отраженных от коллектора электронов, во-вторых, ростом I_a за счет возбуждения гелия быстрыми тяжелыми частицами в прикатодной области [69].

Следовательно, по своим основным характеристикам исследуемый широкоапертурный разряд не попадает под известные классификации тлеющих разрядов [24, 71]. Особенности, полученные в непрерывном разряде, могут быть объяснены, исходя из фотоэмиссионной природы разряда.

2.4.3 Квазинепрерывный режим

Для получения более надежных свидетельств в пользу фотоэлектронной природы широкоапертурного разряда были проведены исследования в квазинепрерывном режиме.

На рис.2.17 а), б) приведены осциллограммы, характеризующие развитие и установление разряда. Показаны: напряжение U , ток разряда I , ток коллектора I_c , ток анода I_a , отношение тока ЭП к току ионов I_e/I_i , эффективность генерации ЭП η , интегральная и спектральная светимость из разрядного промежутка P_{sp}^{gap} и дрейфового пространства P_{sp}^{drift} . Из рисунка следует, что при наложении на раз-

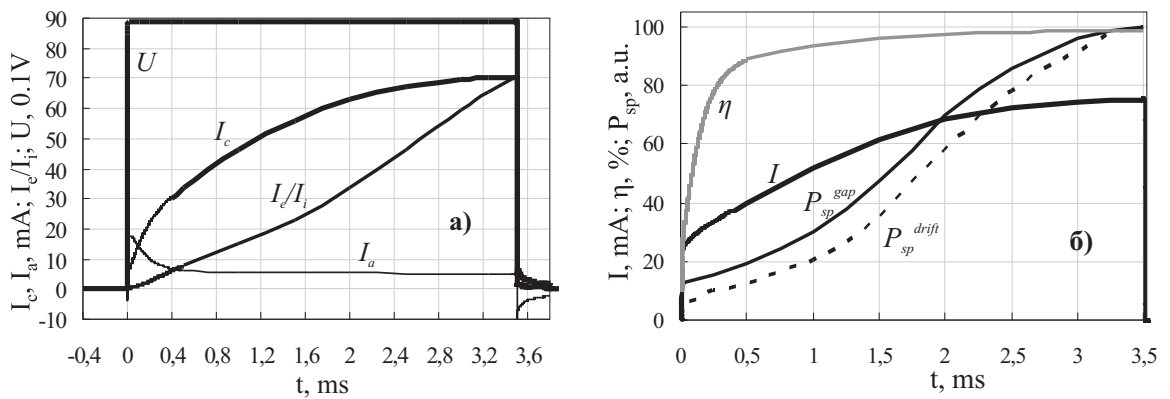


Рис. 2.17. Зависимость от времени основных характеристик разряда в квазинепрерывном режиме при $p_{He} = 1.1$ Torr.

рядный промежуток прямоугольного импульса с фронтом напряжения $\sim 0.4 \mu s$ токовые параметры (I_a и I_c) устанавливаются за ~ 3.5 ms. За это время также стабилизируется P_{sp} из дрейфового пространства и несколько быстрее из разрядного промежутка, хотя η и отношение I_e/I_i продолжают расти. На рис.2.18 показаны ток в разрядном промежутке и интенсивность рекомбинационного излучения после окончания импульса напряжения. Ток возникает при наложении на него длинного (3.5 ms) импульса напряжения амплитудой 30 V, не приводящего к генерации новых заряженных частиц и характеризует проводимость разрядного промежутка в послесвечении. При выключении разряда как интегральное, так и спектральное рекомбинационное излучение плазмы ослабляется в "e" раз за $\tau_{rec,g} = 175 \mu s$ и $\tau_{rec,s} = 260 \mu s$ в разрядном промежутке и дрейфовом пространстве соответственно.

Длительность рекомбинационного излучения из разрядного промежутка характеризует скорость убыли в нем концентрации зарядов (электронов и ионов

$n_{e,i}$), которая определяется в большей степени скоростью амбиполярной диффузии на электроды. Интенсивность рекомбинационного излучения пропорциональна n_e^2 . Следовательно, постоянная времени распада плазмы в промежутке после окончания импульса напряжения составляет $2\tau_{rec,g} = 0.35$ ms. Эту же величину в конце импульса при рабочем напряжении найдем, зная скачок интенсивности излучения (кривая 1, рис.2.18): т.к. $P_{sp} \propto dN_i/dt = n_i \cdot n_e/\tau$, то $\tau_{DG} = 2\tau_{rec,g} \cdot P_{sp}(t = 3.52 \text{ ms})/P_{sp}(t = 3.5 \text{ ms}) = 0.986$ ms. Из рис.2.18 видно, что проводимость разрядно-

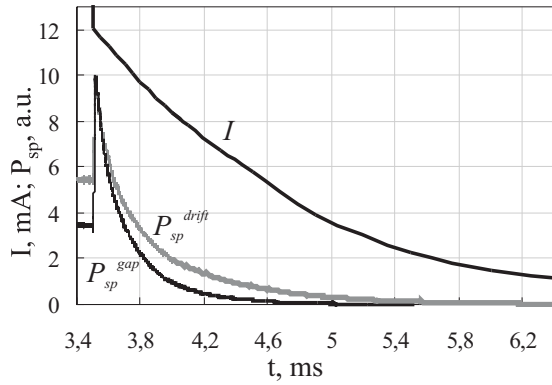


Рис. 2.18. Поведение после окончания импульса напряжения тока I и светимости из разрядного промежутка P_{sp}^{gap} и дрейфового пространства P_{sp}^{drift} .

го промежутка, обусловленная главным образом эмиссией электронов из катода, сохраняется в течение значительно большего интервала времени (постоянная времени спада ~ 1.26 ms), чем время распада плазмы в разрядном промежутке.

Основываясь на полученных данных, определим природу реализованного разряда. Как видно из рис. 2.17, подавляющая часть тока, в отличие от ранее известных разрядов, переносится ЭП. Так, в [30] при $U = 1$ кВ ЭП переносит 35% тока в условиях, когда эмиссия с катода обеспечивается в основном бомбардировкой катода тяжелыми частицами. Оценим ее роль в условиях настоящей работы. Рассмотрим установившийся режим. Так как ток переносится ЭП, то поле в промежутке катод-анод, за исключением узкой прикатодной области, отсутствует. Поэтому уход зарядов на электроды из основной части разрядного промежутка осуществляется за счет амбиполярной диффузии, не переносящей ток, и объемной рекомбинации с характерным временем убыли их концентрации $\tau_{DG} = 0.986$ ms. Тогда среднюю по объему концентрацию зарядов можно вычислить из соотношения

$$n_{e,i} = \frac{j \cdot K \cdot \Theta \cdot \tau_{DG}}{e \cdot \varepsilon_{He+}} \cdot \gamma(w), \quad (2.5)$$

где $\gamma(w) = 3.26 \cdot 10^3$ eV/m - энергетические потери ЭП в соответствии с (2.3) при $P_{He} = 1.1$ Торт, $U = 0.9$ кВ; j - плотность тока (рис. 2.17); $K = 2$ - коэффици-

ент, учитывающий угловое рассеяние электронов [62]; $\Theta = 0.66$ - доля энергии быстрых электронов, затрачиваемой на ионизацию [17, 65]; $\varepsilon_{He^+} = 50 \text{ eV}$ - энергия, затрачиваемая на образование ион-электронной пары в гелии под действием ЭП [17].

Глубина проникновения поля в плазму составляет

$$r_0 = \left(\frac{2\Delta\varphi\varepsilon_0}{en_{e,i}} \right)^{0.5}, \quad (2.6)$$

где $\Delta\varphi$ - разница потенциалов между электродом и плазмой; ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума.

Подставляя (2.5) в (2.6) при $j = 0.25 \text{ mA}\cdot\text{cm}^{-2}$ и $\Delta\varphi = 0.9 \text{ kV}$ (рис. 2.17), находим, что $r_0 = 0.27 \text{ mm}$. Принимая линейным распределение напряженности электрического поля, из выражения

$$j_i = j \cdot n_{He} \int_0^{r_0} \sigma(w(r)) dr, \quad (2.7)$$

находим ионный ток на катод, образованный рождаемыми в области существенного падения потенциала ионами (здесь $\sigma(w)$ - сечение ионизации гелия электронным ударом [72], n_{He} - концентрация атомов гелия). Из (2.7) находим, что $j_i = 2.05 \cdot 10^{-2} j$, где j - ток, вызванный в электронами, эмитированными из катода.

При $j_i = 2.05 \cdot 10^{-2} j$ и коэффициенте потенциальной эмиссии $\gamma_i = 0.16$ [69] ток эмиссии под действием ионов составляет $I_{ie} = 0.33 \cdot 10^{-2} I_e$. Учет эмиссии под действием быстрых атомов, согласно [30, 69], приводит к удвоению I_{ie} . Следовательно, в суммарном токе $\sim 1\%$ обеспечивается за счет эмиссии под действием тяжелых частиц и $\sim 2\%$ за счет размножения зарядов в катодном слое. Остальная часть ($\sim 97\%$) в условиях рассматриваемого эксперимента вызвана фотоэмиссией, что дает основание считать разряд фотоэмиссионным.

Механизмы генерации ВУФ-излучения, обеспечивающего фотоэмиссию

Исходя из временного поведения характеристик разряда в квазинепрерывном режиме, идентифицировано четыре основных механизма генерации излучения, поддерживающих фотоэмиссионный разряд:

а. Прямое возбуждение резонансного состояния (РС) гелия $2^1P_1^0$ электронами пучка, сопровождающееся излучением в ВУФ области спектра с длиной волны $\lambda = 58.4 \text{ nm}$. Характерное время развития тока ЭП и установления интенсивности подсветки определяется временем диффузии резонансного излучения He из области эффективной подсветки и составляет в рассматриваемых условиях $\sim 2 \mu\text{s}$. Поэтому развитие разряда в первые десятки микросекунд происходит за счет фотоэмиссии с катода, обусловленной излучением при прямом возбуждении РС, и

ион-электронной эмиссии. Доля тока, переносимая ЭП, невелика (30%, рис. 2.17 а)) как вследствие незначительности фотоподсветки, так и большого ионизационного размножения в зазоре катод-анод. Из 30% доли часть тока ЭП обусловлена эмиссией под действием ионов, которая вычисляется из соотношения: $I_{ie} = I_i \gamma_i = 3.8 \text{ mA}$, где $\gamma_i = 0.16$ [69]. Вклад от быстрых атомов незначителен, ввиду их малой энергии в несформированной области КПП. Доля тока, обусловленная фотоэмиссией составляет $(I_e - I_{ie})/I = 19\%$. Поэтому в начальной фазе разряд не является фотоэмиссионным.

b. Ступенчатое возбуждение резонансных состояний из метастабильных 2^1S_0 и 2^3S_1 [69]. Сечения этих процессов превышают 10^{-15} cm^2 [73], и по мере накопления МС ко времени 0.5 ms после начала импульса скорости прямого и ступенчатого возбуждения сближаются. За это время формируется область КПП, что сопровождается значительным снижением ионизационного размножения и длины области КПП, и, как следствие, падением анодного тока (рис. 2.17 а)) и ростом η до 87%.

c. Рекомбинационное заселение РС как напрямую при релаксации населенностей вышележащих состояний, так и процессом (*b*) из МС. Исходя из длительности всплеска рекомбинационного излучения и степени его роста в послесвечении по сравнению с токовой фазой (рис. 2.18), постоянная времени рекомбинации составляет $\sim 0.5 \text{ ms}$ к концу импульса тока (3.5 ms) и $\sim 0.7 \text{ ms}$ к середине импульса.

d. Конверсия МС гелия 2^1S_0 и 2^3S_1 в возбужденные молекулы He_2^* , сопровождающаяся излучением в области $\sim 63 \text{ nm}$. Этот процесс полностью отвечает за фотоэмиссию и проводимость промежутка в дальнем послесвечении и имеет, согласно данным [74] и осциллограммам рис. 2.18, характерное время установления в рассматриваемых условиях 1.26 ms. Процессы (*c*) и (*d*) определяют дальнейший рост I_c и η при $t > 1 \text{ ms}$. Ко времени $\sim 3.5 \text{ ms}$ достигается квазистационарность, рост тока практически прекращается, хотя I_e/I_i и соответственно η все еще растут, приближаясь к их значениям для стационарного режима.

Принимая во внимание то, что суммарный ток к концу импульса увеличивается в 2.1 раза (рис. 2.17 б) находим, что вклад от прямого возбуждения РС в ток ЭП составляет 14 mA или 19% от общего. Остальная часть обеспечивается за счет процессов (*b*, *c*, *d*) с вкладом в общий ток соответственно 16% от процесса (*d*) (согласно данным по проводимости разрядного промежутка в послесвечении) и 62% от процессов (*b*, *c*) (доля тока, обусловленная эмиссией под действием тяжелых частиц, в конце импульса мала и приближается к ее доле для стационарного разряда). Эти доли коррелируют с распределением энергии ЭП, затрачиваемой на возбуждение РС, МС и ионизацию гелия [29] при условии близкой к 100% по числу актов конверсии ионов и МС в излучение в процессах (*b*, *c*, *d*). В итоге благодаря этим процессам нормированная на плотность тока ЭП мощность излучения

на $\lambda = 2.06 \mu\text{m}$ и, соответственно, населенность РС в дрейфовом пространстве и интенсивность резонансного излучения почти на порядок выше к концу импульса по сравнению с его началом. Отсюда можно заключить, что в условиях настоящей работы любой акт возбуждения атома гелия или его ионизации в дрейфовом пространстве приводит к генерации резонансного фотона. В результате эффективность преобразования мощности, вкладываемой в генерацию ЭП, в резонансное излучение достигает $\eta_r \simeq 85\%$, что и приводит к существенному преобладанию фотоэмиссии. В разрядном промежутке вследствие негативного воздействия амбиполярной диффузии эффективность значительно ниже и оценивается на уровне $\eta_r \simeq 70\%$. Переход из стадии аномального разряда в фотоэлектронную происходит при напряжении $U \sim 300 \text{ V}$ согласно (2.4).

Отметим, что в разрядах с относительно малым диаметром катода, когда значительная часть МС и ионов гелия тушится в процессах соответственно диффузии и амбиполярной диффузии на стенки, и, следовательно, вклад процессов (b , c , d) в генерацию ВУФ излучения ослаблен, прямого возбуждения РС недостаточно для осуществления фотоэмиссионного разряда и высокоэффективной генерации ЭП. Это объясняет причину того, что ранее фотоэмиссионный тлеющий разряд не был реализован.

Дополнительным обстоятельством, затрудняющим реализацию разряда, является необходимость поддержания высокой чистоты рабочего газа и тщательного обезгаживания разрядной кюветы. В противном случае тушение МС в Пеннинг-процессах и ионов He путем квазирезонансной перезарядки ослабляет эффективность механизмов (b , c , d), играющих основную роль в поддержании самостоятельности фоторазряда.

2.4.4 Импульсный режим

При повышенных давлениях гелия мощность, вкладываемая в разряд, превышает 150 W . Поэтому при $p_{He} > 2 \text{ Torr}$ исследования проведены только в импульсном режиме.

На рис. 2.19 представлены при $p_{He} = 2 \text{ Torr}$ и $p_{He} = 6 \text{ Torr}$ осциллограммы токов и напряжения на разрядном промежутке, а также эффективность генерации ЭП. Видно, что в начале импульса анодный ток растет одновременно с напряжением, затем монотонно спадает к концу импульса. Коллекторный ток через $8 \mu\text{s}$ после начала импульса напряжения достигает максимальной величины, а в течение остального времени падает. Эффективность генерации ЭП возрастает в течение всего импульса. Примечательным фактом является падающая ВАХ разряда в течение импульса напряжения. Падение происходит в большей степени за счет уменьшения I_a , а также за счет I_c .

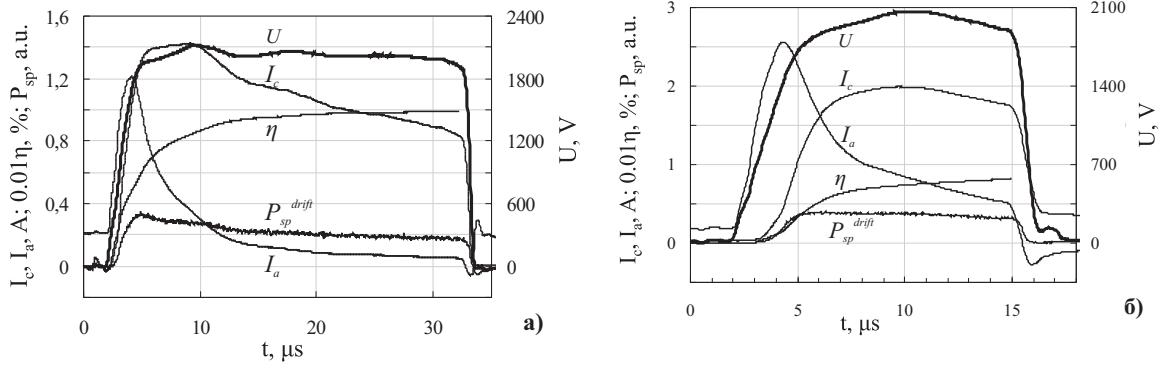


Рис. 2.19. Зависимость от времени основных характеристик разряда в импульсном режиме при $p_{He} = 2$ Торр а) и при $p_{He} = 6$ Торр б).

На рис. 2.20 а) представлены экспериментальные зависимости параметров разряда от давления гелия в конце импульса возбуждения при $U = 2$ кВ. Анодный ток увеличивается с ростом давления и составляет 18 мА при $p_{He} = 1.2$ Торр и 118 мА при $p_{He} = 4$ Торр. Резкое падение эффективности генерации ЭП при $p_{He} \simeq 6$ Торр обусловлено уменьшением длины пробега электронов.

Основываясь на этих данных, можно оценить напряженность поля объемного заряда электронов пучка, вынуждающего двигаться на коллектор заторможенные в дрейфовом пространстве электроны. Оценку проведем при длительности импульса $\tau_U = 10 \mu s$ и $p_{He} = 6$ Торр. Длина пробега электронов с энергией 2 кВ в He при составляет $l_r = 14 \mu g/cm^2$, или в линейном масштабе $l_r = 10.6$ см. Тогда дрейфовая длина (до коллектора) для заторможенных электронов составляет $l_{drift} \simeq 15$ см. Следовательно, скорость дрейфа электронов не выше, чем $v_{drift} \leq l_{drift}/\tau_U = 2.5 \cdot 10^6$ см/с. Такая скорости дрейфа реализуется при $E/p \geq 0.1$ В/(см·Торр=0.6 В/см.)

На рис. 2.20 б) показаны ВАХ и зависимость $\eta(U)$ при $p_{He} = 1.2$ Торр, 4 Торр и 6 Торр. При всех давлениях η имеет экстремальную зависимость от напряжения. ВАХ хорошо описывается функцией вида

$$j = 7.15 \cdot 10^{-6} p_{He}^{1.44} U^{1.5}, \quad (2.8)$$

в которой размерности величин следующие: j , А/см²; p_{He} , Торр; U , В. Теоретические значения суммарного тока, вычисленные из этого уравнения, показаны на рис. 2.20 а), б).

На рис.2.21 показаны зависимости от времени светимости дрейфового пространства P_{sp} при разных давлениях гелия. Видно, что интенсивность излучения, как во время импульса напряжения, так и после его окончания, больше при большем давлении. Релаксация плазмы проходит быстрее при более высоком давлении газа, например, при $p_{He} = 6$ Торр длительность послесвечения составляет 0.6 ms.

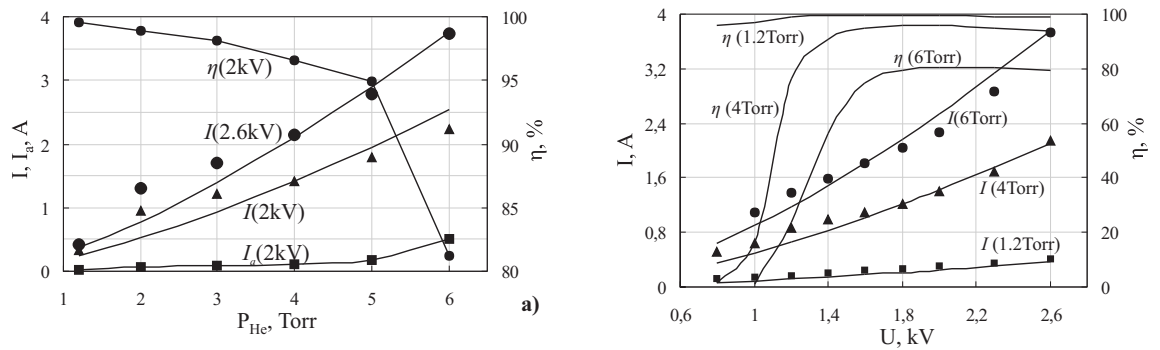


Рис. 2.20. Зависимости установившихся параметров разряда а) от давления, б) от напряжения (точки - экспериментальные данные, кривые - расчет).

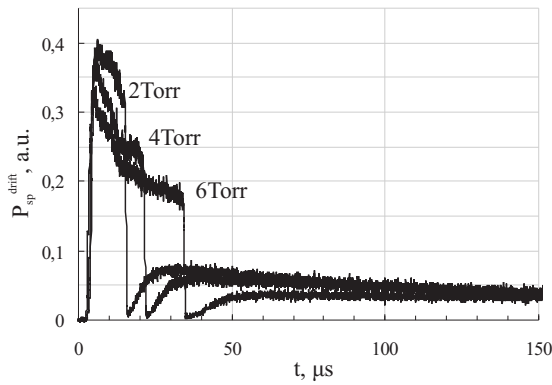


Рис. 2.21. Осциллограммы светимости из дрейфового пространства в импульсном режиме при различных давлениях гелия.

Выделим особенности реализованного разряда:

1. Большая импульсная мощность и высокая эффективность генерации ЭП. Мощность в конце импульса возбуждения при 2.6 kV составила 1.1 kW для $p_{He} = 1.2$ Torr и 9.7 kW для $p_{He} = 6$ Torr, при этом эффективность генерации ЭП достигает $\eta = 98.6\%$ и $\eta = 79.4\%$ соответственно. При $p_{He} = 1.2$ Torr и $U = 2$ kV к концу импульса $\eta = 99.5\%$.

2. Зависимость установившегося суммарного тока разряда от давления и напряжения $j = 7.15 \cdot 10^{-6} p_{He}^{1.44} U^{1.5}$ (выражение 2.8) отличается от зависимости, наблюдаемой в аномальном разряде $j = 2.5 \cdot 10^{-12} p_{He}^2 U^3$ (выражение 1.5), в слабо-аномальном и нормальном разрядах, где $j \propto U^n$ при $n \geq 3$ [21].

3. Падающая ВАХ в течение импульса.

4. Наличие экстремума в зависимости $\eta(U)$.

Все особенности разряда объясняются с позиций его фотоэмиссионной при-

роды. Отличающаяся от известных функций наблюдаемая зависимость установившегося тока разряда от напряжения служит признаком того, что наблюдаемый разряд не является лишь формой известных разрядов, а имеет иную природу эмиссии электронов из катода, а именно, эмиссия электронов вызвана не ионами и нейтральными атомами гелия, а фотонами, как и в [6, 75]. Экстремальная зависимость $I(t)$ обусловлена переходом от стадии разряда с преобладанием эмиссии под действием тяжелых частиц в начале импульса (участок роста суммарного тока, рис.2.19) и низким η к стадии фотоэлектронного разряда с высоким η (участок падения суммарного тока при практически постоянном напряжении, рис.2.19). Основное перераспределение вкладов фотоэмиссии и эмиссии электронов происходит за время $\sim 6 \mu s$. К этому времени, с одной стороны, формируется эффективная подсветка из дрейфового пространства за анодом. С другой стороны, уменьшается размножение эмитированных электронов за счет падения коэффициента Таунсенда при высоких E/p_{He} [76] и уменьшения длины области катодного падения потенциала. Эти процессы приводят к росту η до 80% для 2 Торг и 66% для 6 Торг.

При увеличении напряжения возрастает энергия первичных электронов, что приводит к уменьшению энергетических потерь, расходуемых на ионизацию и возбуждение атомов гелия, и, соответственно, к увеличению длины пробега. При любом давлении газа существует падающий участок зависимости $\eta(U)$. Падение вызвано уменьшением сечения столкновения быстрых электронов с атомами гелия, соответственно, уменьшением числа генерируемых фотонов в дрейфовом пространстве, а значит, уменьшением фотоэмиссии.

В результате проведенных экспериментов показано, что в квазинепрерывном широкоапертурном тлеющем разряде гелия эффективность генерации ЭП достигает почти 100% в области 1.2...3 Торг при напряжениях $U = 1 \dots 2.6 \text{ kV}$. Максимальное значение реализованной мощности ЭП составило $UI_e = 9.7 \text{ kW}$ при 6 Торг. Особенности наблюдаемого разряда: высокая эффективность генерации ЭП, падающая ВАХ в течение импульса, экстремум в зависимости $\eta(U)$ - объясняются с позиций его фотоэмиссионной природы.

Выводы к главе 2

Проведено исследование трех типов разрядов, позволяющих генерировать электронные пучки с высокой эффективностью, обусловленной малой долей эмиссии электронов с катода под действием тяжелых частиц и преобладанием фотоэмиссий. Оптимальные области рабочих давлений и напряжений, при которых эффективность генерации электронного пучка $\eta \geq 80\%$ представлены в таблице.

Открытый разряд наиболее эффективен для накачки импульсных лазеров с наносекундной длительностью излучения. Для определения энергетического спектра

	U , kV	p_{He} , Torr
открытый разряд	3...7	10...100
открытый разряд с катодной областью	2...5	3...15
широкоапертурный тлеющий разряд	0.3...6	0.5...7

Таблица 2.1. Диапазон рабочих напряжений и давлений для открытого разряда, открытого разряда с катодной полостью и широкоапертурного разряда.

первичных электронов пучка, генерируемых в открытом разряде, было вычислено распределение напряженности поля и потенциала в ускорительном зазоре разряда. Для расчета распределения поля использовалась система уравнений, описывающая изменение плотности ионного тока в приближении энергетических потерь. Правомомерность использования данной системы уравнений была проверена сравнением результатов теоретического расчета с экспериментальными данными из работы [62] по определению величины тока в зазоре, при котором напряженность поля обращалась в нуль на расстоянии 0.2 mm от катода. Получено, что при времени нарастания тока в "е"раз $\tau_0 \leq 29$ ns в результате решения представленной системы уравнений наблюдается точное совпадение теоретических и экспериментальных результатов.

Расчет поля в ускорительном зазоре лазера показал, что заметное искажение потенциала происходит уже в самом начале развития импульса тока. При его максимальном значении поле концентрируется у катода на расстоянии 0.1 mm и остается таковым после окончания импульса тока еще некоторое время. Таким образом, получаемый в открытом разряде электронный пучок можно считать моноэнергетическим.

В цилиндрической кювете большого объема ($V=6.2$ cm³, $D=8.5$ cm, $L=110$ cm) реализован открытый разряд с катодной полостью, который устойчиво генерирует электронный пучок. Показано, что значительное увеличение площади катода (от $S=2.5$ cm² в работе [5] до $S=2500$ cm² в настоящей работе и использование целевых цилиндрических отверстий в диэлектрической структуре вместо прямоугольных или круглых) не приводит к потере стабильности разряда. Полученная в исследуемой цилиндрической кювете плотность тока близка к реализованной в ячейке с диаметром плоского катода 1.8 cm [5], что указывает на масштабируемость открытого разряда с катодной полостью. В квазинепрерывном режиме в гелии была достигнута средняя мощность ЭП 2.5 kW при напряжении на аноде $U=1.5$ kV и давлении гелия $p_{He}=7.5$ Torr. Исходя из характера ускоряющего поля в таких разрядах [4], можно полагать, что генерируемый в разряде пучок электронов моноэнергетичен с энергией, равной величине прикладываемого напряжения. При напряжении $U>1.5$ kV энергии ЭП достаточно для пересечения апертуры кю-

веты и возбуждения всего объема лазерной кюветы, поэтому реализованный пучок можно использовать для накачки лазерной среды.

Исследована новая разновидность разряда - широкоапертурный разряд, позволяющий получать эффективность генерации электронного пучка, близкую к 100% в кювете с простой геометрией, в которой выполнялось условие $d \gg l > l_n$ (d - диаметр катода, l - длина разрядного промежутка катод - анод, l_n - длина катодного падения потенциала в нормальном разряде). Разряд эффективен как в непрерывном, так и в импульсном режимах с длительностью до десятков микросекунд. Величина максимальной реализованной мощности составила ~ 10 kW при напряжении $U = 2.6$ kV и давлении гелия $p_{He} = 6$ Torr. Разряд поддерживается за счет вакуумно-ультрафиолетовой подсветки резонансным излучением атомов и молекул гелия из области дрейфа электронного пучка. Основной вклад в вакуумно-ультрафиолетовую подсветку, обеспечивающую горение фотоэмиссионного разряда, вносят вторичные процессы: ступенчатое и рекомбинационное заселение резонансного состояния атомов гелия и образование возбужденных молекул He_2^* . Достигнутый уровень мощности электронного пучка в квазинепрерывном широкоапертурном разряде позволяет применять его для накачки газовых лазеров.

Таким образом, в работе исследовались разряды, генерирующие электронные пучки с высокой эффективностью ($\sim 100\%$) в непрерывном, квазинепрерывном и импульсном режимах работы. Полученные электронные пучки позволяют возбуждать активные среды газовых лазеров большого объема, в том числе лазеров на парах металлов.

Глава 3

Импульсная генерация на переходе $He(2^1P_1^0 - 2^1S_1)$ с $\lambda = 2.058 \mu\text{m}$

Лазеры на самоограниченных переходах атомов являются одними из наиболее мощных и эффективных в видимой области спектра. Простейшим представителем лазеров на самоограниченных переходах является гелиевый лазер, излучающий на переходе с резонансного состояния $2^1P_1^0$ в метастабильное состояние 2^1S_0 с $\lambda=2058.3\text{ nm}$. Гелий - один из наиболее изученных атомов, для которого имеется большой набор данных по константам и сечениям элементарных процессов с участием электронов и тяжелых частиц. Закономерности, полученные при исследовании гелиевого лазера, в дальнейшем можно использовать при создании других газовых лазеров, имеющих большое практическое значение, но для которых отсутствуют подробные данные по скоростям элементарных процессов. Кроме того, гелиевый лазер оказался эффективным инструментом для исследования фундаментальных процессов в газовом разряде [69].

Ранее в газоразрядном лазере на гелии была получена сверхсветимость при экстремальных условиях возбуждения: амплитуда напряжения до 50 kV в трубке с диаметром 1.3 mm и длиной 200 mm [77]. При накачке в ОР генерация и сверхизлучение наблюдались при довольно скромных параметрах ЭП (5 kV, 100 A) [32].

В данной главе проведено моделирование и экспериментальное исследование He -лазера с диаметром рабочего канала 31 mm, при котором возможно полное использование энергии ЭП. Измерение параметров лазера проведено как в режиме генерации, так и в режиме насыщенного усиления. Выполнены расчеты энергетических характеристик лазера и проведено сравнение с экспериментом. Исследованы параметры генерации в режиме сдвоенных импульсов.

3.1 Экспериментальное исследование генерации He - лазера

3.1.1 Конструкция лазерной кюветы и условия эксперимента

Основные исследования проведены в коаксиальной лазерной кювете с внутренним диаметром катода $D = 33 \text{ mm}$, диаметром сетчатого анода $D_a = 31 \text{ mm}$ и длиной активной зоны $L = 120 \text{ mm}$. Схема возбуждения лазера регулярными импульсами до частот следования 10 kHz приведена на рис. 2.3. Накопительная емкость $C_s = 8 \text{ nF}$, обострительная - $C_p = 6.6 \text{ nF}$. Для исследования предельных частотно-энергетических характеристик использовались два генератора на тиратронах ТГИ-1000/25, питаемых независимо. Импульсы накачки могли сдвигаться друг от друга в пределах $60 \text{ ns} - 20 \mu\text{s}$. Оптический резонатор образован глухим зеркалом с одной стороны и плоскопараллельной пластиной с другой. Выходные окна устанавливались под углом 20° . Система газовакуумной системы и подготовительные работы описаны в разделе 2.1. ВАХ разряда и типичные осциллограммы напряжения и тока приведены в разделе 2.2.3.

Для исследования усилительных свойств использовалась система задающий генератор - усилитель мощности. Лазерная кювета задающего генератора, также накачиваемого электронным пучком, представляет собой коаксиальную кювету с металлическим катодом диаметром $D = 17.2 \text{ mm}$, анодом в виде металлической сетки с $D_a = 15.2 \text{ mm}$, $L = 90 \text{ mm}$, $C_s = 4.7 \text{ nF}$ и $C_p = 3.3 \text{ nF}$. Рабочая емкость задающего генератора коммутировалась тем же самым тиратроном ТГИ1-1000/25, что и накопительная емкость усилителя мощности. Сдвиг импульсов накачки задающего генератора и усилителя мощности в пределах 325 ns осуществлялся введением переменных индуктивностей в цепях питания.

В качестве рабочей использовалась газовая смесь $He - N_2$ в соотношении 99.07:0.93. Оптимальное давление He составляло (в зависимости от рабочего напряжения и состава смеси) $(15 \dots 30) \text{ Torr}$. Азот обеспечивает лучшую стабильность разряда, увеличивал скорость его развития и энергию генерации, а также участвовал в расселении нижнего рабочего уровня. Константы скоростей девозбуждения уровня гелия 2^1S_0 молекулами азота и электронами были равны $1.67 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ [78] и $4.2 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ [79] соответственно. При рабочих параметрах скорости процессов девозбуждения МС составляют $A_h = 8.3 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ в столкновениях с азотом и $A_e = 1.66 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ в соударениях с электронами.

3.1.2 Лазер в режиме генерации

Типичные осциллограммы тока разряда и приложенного на катод напряжения при давлениях $p_{He} = 16 \text{ Torr}$ и $p_{N_2} = 0.15 \text{ Torr}$ приведены на рис. 2.4.

На рис. 3.1 при тех же p_{He} и p_{N_2} показаны зависимости амплитуды тока I_{max} че-

рез ускорительный зазор, приведенной мощности излучения P_{las} и эффективности генерации излучения η_{las} по отношению к запасаемой в C_0 энергии от амплитуды ускоряющего напряжения на катоде U_{max} . Во всем исследованном диапазоне на-

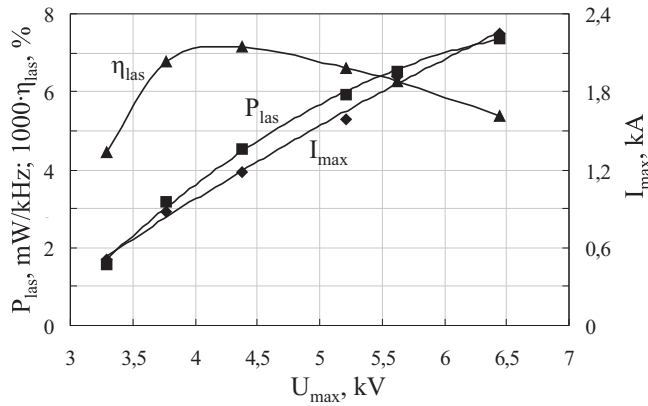


Рис. 3.1. Зависимость амплитуды тока I_{max} , приведенной мощности излучения P_{las} и эффективности генерации излучения η_{las} по отношению к запасаемой в C_p энергии от амплитуды ускоряющего напряжения на катоде U_{max} .

пряжений и рабочих давлений (15 - 30 Торг) энергия генерации и амплитуда тока через зазор не зависят от частоты следования импульсов f в диапазоне 1 - 10 кГц (верхний предел f ограничен источником питания). При $f < 1$ кГц наблюдается постепенное падение энергии генерации, обусловленное снижением амплитуды тока. При постоянстве амплитуды тока, достигаемом путем незначительного повышения рабочего напряжения, энергия генерации не изменялась и при $f < 1$ кГц. Из рис.3.1 видно, что в диапазоне напряжений 3,75 - 5 кВ η_{las} практически не зависит от U_{max} , поэтому дальнейшие исследования проведены при $U_{max} = 4,4$ кВ.

3.1.3 Система генератор - усилитель

Для исследования усилительных свойств луч задающего генератора сжимался телескопом до диаметра 5 мм и направлялся в усилитель мощности. Центральная часть излучения выделялась диафрагмой с диаметром отверстия 1,6 мм. Оптическая система позволяла сканировать пучок задающего генератора по всему сечению усилителя мощности. На рис. 3.2 представлена зависимость плотности приведенной мощности излучения p_{las} (УМ) и равного ей с точностью до коэффициента плотности числа фотонов N_{ph} (УМ) на выходе усилителя мощности от плотности мощности излучения задающего генератора. Видно, что режим насыщенного усиления достигается при плотности мощности задающего генератора, равной $2 \text{ мВт}/(\text{кГц} \cdot \text{см}^2)$, что соответствует $N_{ph} = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. На рис. 3.3 приведена зависимость p_{las} на выходе усилителя мощности от временного сдвига $\Delta\tau$ импульсов накачки задающего генератора относительно усилителя мощности. При

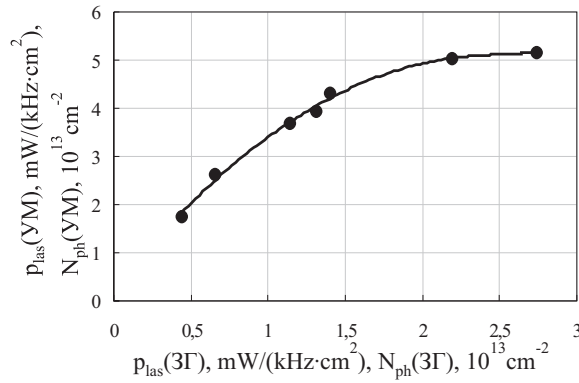


Рис. 3.2. Зависимость плотности приведенной мощности излучения $p_{las}(\text{УМ})$ и плотности числа фотонов $N_{ph}(\text{УМ})$ на выходе усилителя мощности от $p_{las}(\text{ЗГ})$ излучения задающего генератора ($N_{ph}(\text{ЗГ})$)

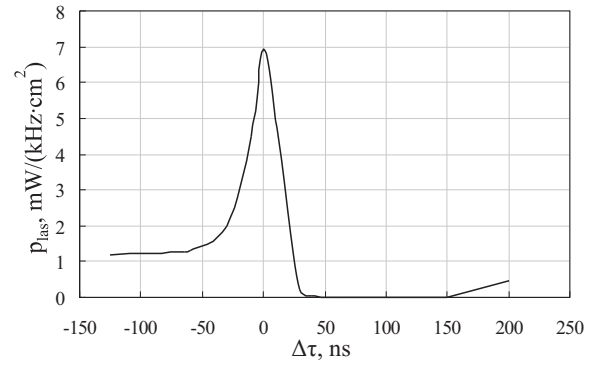


Рис. 3.3. Зависимость плотности приведенной мощности излучения p_{las} на выходе усилителя мощности от временного сдвига $\Delta\tau$ импульсов накачки задающего генератора относительно усилителя мощности

$\Delta\tau = 0$ система работает в режиме оптимальной синхронизации, при $\Delta\tau < 0$ импульс накачки генератора предшествует импульсу накачки усилителя. Излучение задающего генератора пропускать на расстоянии 1 см от оси усилителя. Таким образом, исследовалась работа периферийной части кюветы усилителя мощности. Регистрации подобной зависимости в центральных областях трубки препятствовало развитие сверхсвечивости в усилителе. Нулевой плотности мощности на выходе усилителя мощности соответствует плотность мощности излучения задающего генератора, равная $1.2 \text{ mW}/(\text{kHz}\cdot\text{cm}^2)$. При $\Delta\tau \approx 150 - 200 \text{ ns}$ наблюдается просветление рабочей среды усилителя мощности, обусловленное релаксацией метастабильного состояния в послесвечении. Быстрая релаксация в ближнем послесвечении обеспечивается электронным девозбуждением состояния $\text{He}(2^1S_0)$ (см. раздел 5.2.1).

На рис. 3.4 показано относительное распределение плотности приведенной мощности излучения по сечению трубки усилителя мощности в режимах генерации и усиления. При интегрировании по всему сечению приведенная мощность излучения в режиме насыщенного усиления P_{max} составляет $35.6 \text{ mW}/\text{kHz}$, в режиме генерации $P_{las} = 4.5 \text{ mW}/\text{kHz}$. При использовании чистого гелия (без азота) значения η_{las} и P_{las} , как правило, в полтора раза меньше, а оптимальное рабочее давление вдвое выше, чем в случае смеси гелия с азотом.

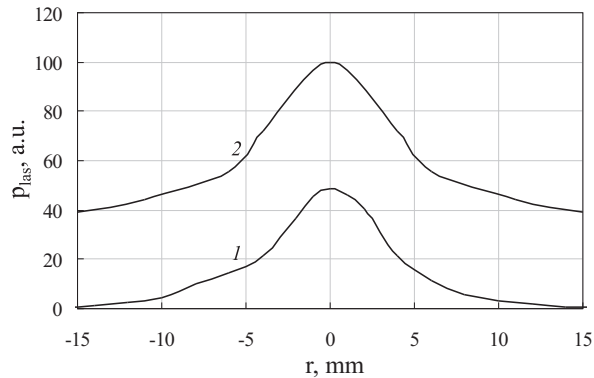


Рис. 3.4. Радиальные распределения плотности приведенной мощности излучения p_{las} на выходе усилителя мощности в режимах генерации (1) и усиления (2).

3.2 Энергетические параметры лазера

3.2.1 Расчет населенностей рабочих уровней

Энергия ЭП, потраченная на возбуждение и ионизацию атомов гелия в дрейфовом пространстве, вычисляется исходя из начальной энергии электронов, прошедших через сетчатый анод, и торможения ЭП на атомах за счет неупругих потерь. Вкладываемая в активную среду лазера мощность ЭП P_e вычисляется из соотношения: $P_e = W \cdot I(t)$, где W - энергия на один электрон, идущая на ионизацию и возбуждение атомов гелия в дрейфовом пространстве, вычисленная с учетом потерь энергии электронного пучка. На рис.3.5 представлены зависимости U , W , I , P_e от времени.

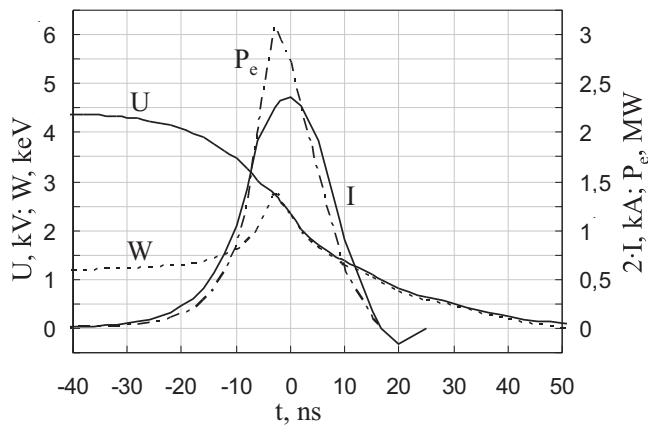


Рис. 3.5. Временные зависимости напряжения на катоде U , тока разряда I в ускорительном зазоре, вкладываемых в дрейфовое пространство энергии на один электрон W и мощности ЭП P_e .

Суммарное количество ионов, а также населенности резонансного и метаста-

бильного состояний атома вычислялись из уравнений

$$\frac{dN_{rs}^{st}}{dt} = \frac{P_e}{\varepsilon_{rs}}\eta_r, \quad \frac{dN_{ms}^{st}}{dt} = \frac{P_e}{\varepsilon_{ms}}\eta_m, \quad \frac{dN_i^{st}}{dt} = \frac{P_e}{\varepsilon_i}\eta_i, \quad (3.1)$$

где N_{rs} , N_{ms} - суммарное число атомов гелия, возбужденных в резонансных $He(2^1P_1^0)$ и метастабильных $He(2^1S_0)$ состояниях соответственно; N_i - число ионов во всем объеме лазера, $\varepsilon_i = 24.6 \text{ eV}$, $\varepsilon_{rs} = 21.2 \text{ eV}$, $\varepsilon_{ms} = 20.6 \text{ eV}$ - энергии ионизации, возбуждения состояний $He(2^1P_1^0)$ и $He(2^1S_0)$ соответственно; $\eta_i = 0.602$, $\eta_r = 0.181$, $\eta_m = 0.027$ - доли энергии ЭП, затрачиваемые на ионизацию, возбуждение РС и МС гелия соответственно [65].

В приближении насыщенной мощности справедлива система уравнений

$$N_{rs}^{st} + N_{ms}^{st} = N_{rs}^f + N_{ms}^f, \quad N_{rs}^f = N_{ms}^f \times g_r/g_m, \quad (3.2)$$

где $g_r = 3$, $g_m = 1$ - статистические веса РС и МС, индексы st и f соответствуют значениям до и после генерации. Доля азота в рабочей смеси составляла меньше одного процента. Такое количество азота не может существенным образом уменьшить вложенную в гелий энергию, поэтому в расчете мощности генерации наличие азота не учитывалось. Временные зависимости общего числа возбужденных на рабочие уровни атомов гелия (без учета вынужденного излучения) представлены на рис.3.6.

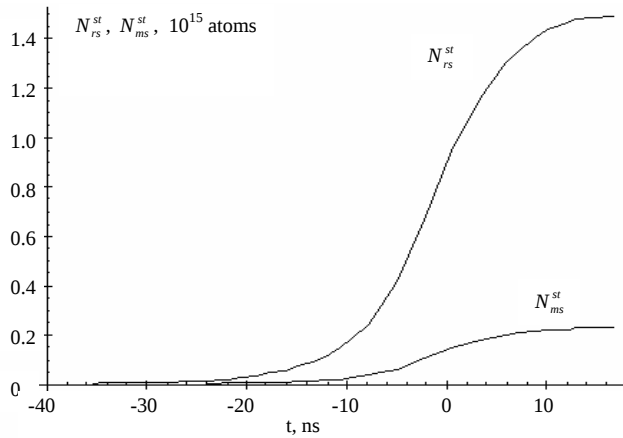


Рис. 3.6. Временные зависимости суммарных по объему лазера чисел возбужденных атомов гелия в резонансном (N_{rs}) и метастабильном (N_{ms}) состояниях.

Вычисленная из уравнений (3.1) суммарная по объему величина инверсии населенностей составляет $N_{rs}^{st} - N_{ms}^{st} \times g_r/g_m = 8.04 \times 10^{14}$. Мощность лазерного излучения $P_{theor} = (N_{rs}^{st} - N_{ms}^f)h\nu = 19.4 \text{ mW/kHz}$, где $h\nu$ - энергия кванта. Высокая концентрация электронов ($4.16 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) обеспечивает быструю релаксацию МС в послесвечении со скоростью $A_m = k_e^m n_e^{pl} = 4.16 \cdot 10^{13} \cdot 4.2 \cdot 10^{-7} = 1.75 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, что обеспечивает просветление среды от задающего генератора уже через 120 ns

после окончания импульса генерации усилителя мощности (рис. 3.3) или ~ 100 ns от окончания импульса накачки.

3.2.2 Мощность генерации излучения

В эксперименте при $p_{He} = 16$ Torr, $p_{N_2} = 0.15$ Torr, $U_{max} = 4.4$ kV, $I_{max} = 1.2$ kA получена мощность излучения $P_{las} = 4.5$ mW/kHz. Вычисленная при тех же параметрах мощность $P_{teor} = 19.4$ mW/kHz. Возможные причины различия между теоретическим и экспериментальным результатами могут быть вызваны либо излучением в неаксиальных лучах из-за значительного коэффициента отражения стенок трубки, либо несоответствием реального распределения мощности накачки по состояниям гелия рассчитанному теоретически, либо влиянием атомов азота на деградационный спектр электронов. Ненасыщенный коэффициент усиления атомов гелия при доплеровском уширении

$$k_0 = 1.69 \cdot 10^{-12} \left(\frac{N_{rs}}{g_r} - \frac{N_{ms}}{g_m} \right) \frac{g_r}{V} [\text{cm}^{-1}]$$

Тогда усиление на длине, равной диаметру трубки, составляет $\exp(k_0 D_a) = 7.8 \cdot 10^{17}$, что несомненно может привести к генерации излучения в неаксиальных направлениях.

Для определения вклада возможных потерь излучения в неаксиальных лучах обратимся к результатам исследования системы генератор-усилитель. Сравнение радиальных распределений плотности мощности излучения лазера в режимах генерации и усиления (рис.3.4) показывает, что даже на оси лазерной кюветы в режиме генерации снимается не вся инверсия населенностей, периферийная часть кюветы работает только в режиме усиления. Мощность излучения $P_{max} = 35.6$ mW/kHz, вычисленная в соответствии с ее измеренным радиальным распределением в режиме насыщенного усиления, в 7.85 раза превышает мощность P_{las} , полученную в режиме генерации. Расхождение между P_{max} и P_{theor} может быть обусловлено как техническими причинами (неточностью экспериментальных измерений), так и физическими, в частности, изменениями деградационного спектра электронов вследствие введения в рабочую среду азота. В пользу последнего предположения свидетельствуют результаты исследования лазера с активной средой, не содержащей азота. В этом случае мощность излучения примерно в 1.5 раза ниже и близка к рассчитанной.

Эффективность генерации излучения по отношению к запасаемой в обострительной емкости C_p энергии η_{las} составила 0.056%. Учет потерь на сетке и неполного торможения ЭП в начальной стадии разряда до времени $t = -3$ ns согласно рис. 3.5 (последнее уменьшает вложенную в лазерную трубку энергию на 23.5%) дает эффективность генерации излучения по вложенной энергии $\eta_{max} =$

$\eta_{las} \times [(1 - 0.235)\mu]^{-1} = 0.115\%$, что составляет 16% от квантовой эффективности рабочего перехода, равной 0.7%.

Как видно из рис. 3.3, просветление среды, обусловленное быстрой релаксацией $He(2^1S_0)$ начинается уже через ~ 100 ns после импульса накачки. Это обеспечивается высокой константой скорости релаксации МС в соударениях с остывающими (плазменными и подпороговыми) электронами, превышающей все известные константы для МС других лазеров на самоограниченных переходах [13, 80]. Поэтому представляет определенный интерес исследование предельных возможностей He -лазера и сравнить их с известными единичными данными для других лазеров на самоограниченных переходах, накачиваемых электронным пучком.

3.3 Характеристики генерации в режиме сдвоенных импульсов

Наибольшую достижимую частоту следования импульсов можно определить в экспериментах со сдвоенными импульсами. Измерение параметров генерации во втором импульсе накачки - зависимости w_2/w_1 от времени задержки между импульсами, где w_2, w_1 - энергии генерации во втором и первом импульсе соответственно, проводилось как в чистом He , так и в его смесях с H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 , H_2O , NH_3 и N_2O . Примером, характеризующим восстановление генерации в чистом He во втором импульсе, является кривая (1) на рис.3.7 а).

Видно, что генерация возникает через $\Delta t_1 = 1.25 \mu s$ и полностью восстанавливается через $\Delta t_2 = 4 \mu s$. Скорость восстановления слабо зависит от энергии импульса накачки. Подобная зависимость является типичной для лазеров на самоограниченных переходах, накачиваемых ЭП, и определяется скоростью релаксации МС в послесвечении [9, 13, 81].

Введение молекулярных примесей ускоряет процесс восстановления генерации во втором импульсе. Время восстановления существенно зависит от рода примеси и (для некоторых условий) от ее давления p_{mol} . С ростом p_{mol} для димеров (H_2 , N_2 , O_2) Δt_1 и Δt_2 вначале быстро уменьшаются, затем остаются неизменными вплоть до предельного давления, при котором генерация еще наблюдается (рис. 3.7 а). Наиболее быстро генерация восстанавливается в смеси $He-H_2$, для которой $\Delta t_1 = 0.64 \mu s$ и $\Delta t_2 = 2.2 \mu s$.

Более быстрое восстановление генерации реализуется в смесях с симметричной молекулой CO_2 и слабополярной N_2O , дипольный момент которой, $d_{H_2O} = 0.16 D$ ($D=0.33 \cdot 10^{-29} \text{ Кл}\cdot\text{м}$) (рис. 3.7 б, в). Однако, как и в смесях с димерами, при превышении определенного давления уменьшение Δt_1 , Δt_2 прекращается. Для CO_2 минимальные значения равны $\Delta t_1=0.15 \mu s$ и $\Delta t_2=1 \mu s$, для N_2O соответственно $0.15 \mu s$ и $0.6 \mu s$.

Наиболее быстро генерация во втором импульсе восстанавливается в смесях с полярными молекулами NH_3 и H_2O с большим дипольным моментом - $d_{NH_3} = 1.47 \text{ D}$, $d_{H_2O} = 1.84 \text{ D}$ (рис.3.7 *d, e*), причем в смеси с H_2O при $p_{H_2O} > 0.5$ Тога исчезновение генерации не происходит. В этом случае при $\Delta t < 100 \text{ ns}$ во втором импульсе наблюдается рост отношения w_2/w_1 , являющийся следствием перекрытия импульсов генерации. Следует отметить, что это явление - перекрытие импульсов генерации при сближении импульсов накачки для лазеров на самоограниченных переходах зарегистрировано впервые. Механизмы, определяющие быстрое восстановление генерации во втором импульсе, обсуждены в главе 5 на основе данных по измерению констант девозбуждения $He(2^1S_0)$ сложными молекулами (глава 4).

Выводы к главе 3

Проведено моделирование и экспериментальное исследование лазера на самоограниченном переходе гелия $2^1P_1^0 - 2^1S_0$, возбуждаемого импульсным электронным пучком, генерируемым в открытом разряде. Генерация лазерного излучения без уменьшения энергии в импульсе в трубке диаметром 31 mm наблюдалась вплоть до частоты следования импульсов накачки 10 kHz, ограниченной источником питания. Сравнение рассчитанных и измеренных параметров генерации в режиме насыщенного усиления показало их близость для He-лазера без примесей азота. В смесях $He - N_2$ полученная мощность в 1.8 раза выше рассчитанной, что может быть объяснено влиянием N_2 на деградиационный спектр электронов, тем самым, изменяя парциальные вклады мощности ЭП на возбуждение рабочих уровней гелия. Достигнутая эффективность лазера, равная 16% от квантовой, также указывает на перспективность пучкового метода возбуждения лазеров на самоограниченных переходах.

Исследована генерация на переходе с $\lambda = 2.056 \mu\text{m}$ в гелии и смесях гелия с H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 , H_2O , NH_3 и N_2O при электронно-пучковом возбуждении как одиночными (с длительностью от 25...700 ns), так и сдвоенными импульсами. В чистом гелии получена типичная самоограниченная генерация, максимальная длительность которой равна 50 ns. Восстановление генерации во втором импульсе начинается при временном сдвиге более $1.25 \mu\text{s}$. Введение CO_2 , N_2O , NH_3 и H_2O увеличивает скорость релаксации населенностей метастабильного состояния $He(2^1S_0)$, уменьшает время восстановления генерации во втором импульсе вплоть до перекрытия импульсов генерации в смеси $He + H_2O$.

В экспериментах со сдвоенными импульсами генерация во втором импульсе в чистом гелии возникает через $\Delta t_{min} \approx 1.25 \mu\text{s}$ и полностью восстанавливается к $5 \mu\text{s}$. Таким образом, увеличение частоты в гелии возможно вплоть до 200 kHz без падения энергии в импульсе.

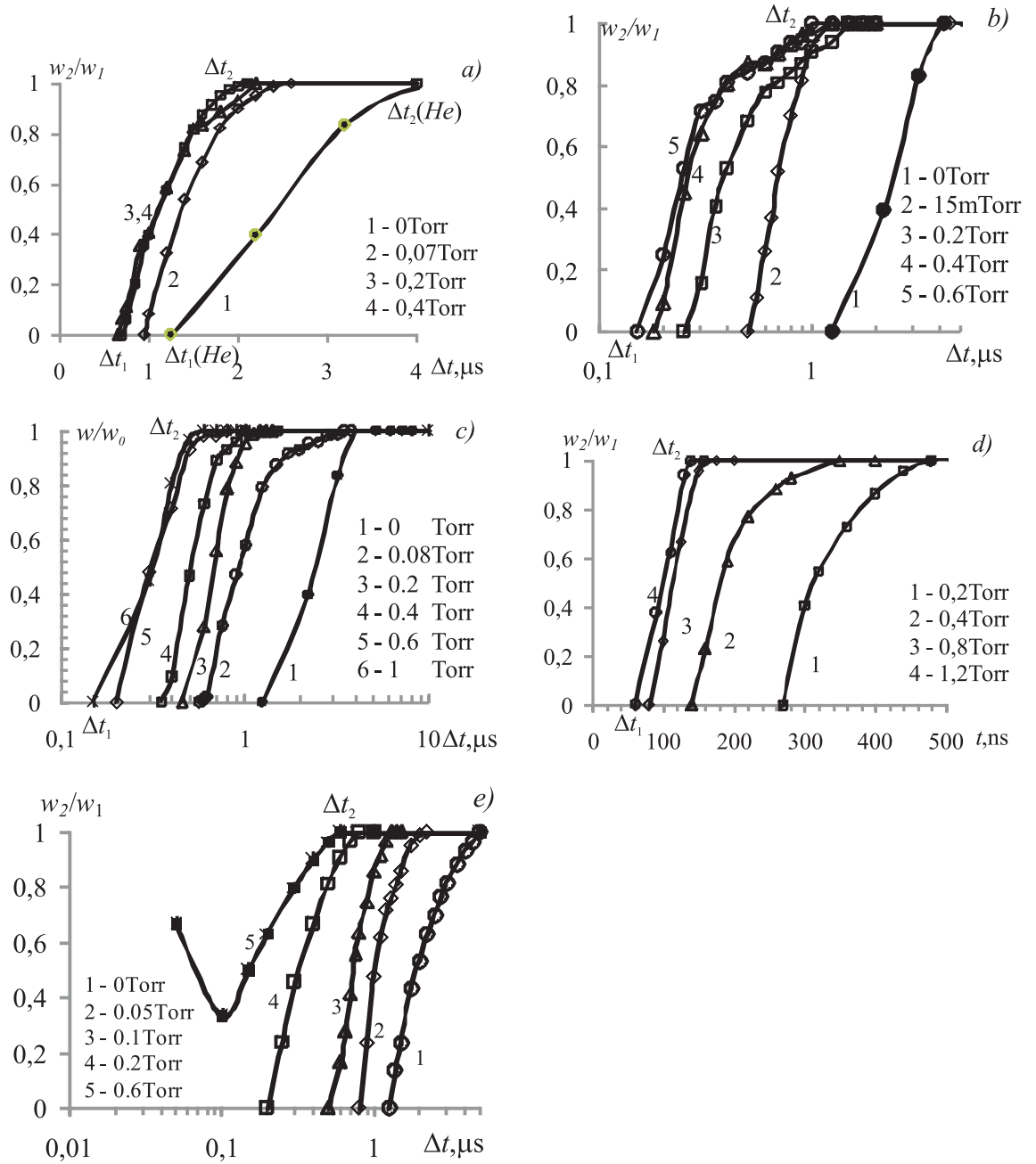


Рис. 3.7. Зависимость относительной энергии генерации во втором импульсе от задержки между импульсами при $p_{He}=7$ Torr при возбуждении сдвоенным импульсом в смесях $He + H_2$ (a), $He + CO_2$ (b), $He + N_2O$ (c), $He + NH_3$ (d), $He + H_2O$ (e)

Глава 4

Измерение констант девозбуждения $He(2^1S_0)$ в смесях с молекулярными газами

Для понимания механизма воздействия молекул на восстановление генерации во втором импульсе и исследования возможности получения квазинепрерывной генерации необходима информация о константах девозбуждения МС $He(2^1S_0)$.

Имеется много работ, в которых измерены константы скоростей тушения состояния $He(2^3S_1)$ разными молекулами [78, 79, 82–86]. В основе различных методов измерения лежит изучение поведения во времени населенности МС в смесях с молекулярными газами. Данные по константам девозбуждения $He(2^3S_1)$, полученные при использовании различных методов детектирования, хорошо согласуются между собой. Для $He(2^1S_0)$ ситуация иная. К примеру, сечение девозбуждения $He(2^1S_0)$ в столкновениях с аргоном, измеренное методом текущего послесвечения ("the flowing afterglow") равно $\sigma = 16.4 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$ [78]; методом поглощения излучения ("an optical absorption technique") в стационарном послесвечении, $\sigma = 55 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$ [87]; в экспериментах с пучком метастабильных атомов гелия, $\sigma = 7.6 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$ [88]. Для $He(2^1S_0)$ авторам настоящей работы известна только одна оригинальная статья по измерениям констант тушения сложными молекулами методом текущего послесвечения [78].

Авторы работы [78] оценивают статистическую погрешность своих измерений величиной 30%, а систематическую - 10%. Однако отличие их данных от результатов пучковых экспериментов с атомами и простыми молекулами, которые авторы [78] не ставят под сомнение, достигает 300% и далеко выходит за рамки оцененных погрешностей измерений. Поэтому окончательные результаты для трехатомных молекул в работе [78] приведены без указания реальной точности.

Такая ограниченность экспериментальных данных и значительный разброс в

их значениях объясняется спецификой состояния $He(2^1S_0)$, затрудняющей измерение его населенности. В реакции Пеннинга МС $He(2^1S_0)$ со всеми газами, за исключением неона, появляются электроны. Поскольку уровни энергии состояний $He(2^1S_0)$ и $He(2^3S_1)$ близки, а сечение электронного девозбуждения по переходу $He(2^1S_0) \rightarrow He(2^3S_1)$ велико [73], МС $He(2^1S_0)$ при неупругих столкновениях с электронами быстро переходит в состояние $He(2^3S_1)$, что и затрудняет измерение констант девозбуждения $He(2^1S_0)$.

Одной из целей настоящей работы являлось создание установки для измерения констант тушения МС $He(2^1S_0)$, в которой электроны не влияют на точность измерения, и измерение констант девозбуждения $He(2^1S_0)$ молекулами H_2O , NH_3 , N_2O , CO_2 .

4.1 Методика измерения констант девозбуждения $He(2^1S_0)$

4.1.1 Экспериментальная установка

В экспериментах использовалась традиционная схема зондирования среды в тестовой кювете диаметром 50 мм излучением пробного лазера. В качестве источника пробного излучения использован гелиевый лазер на самоограниченном переходе ($2^1P_1^0 - 2^1S_0$) с $\lambda = 2.056 \mu m$ (гл. 3). Излучение лазера ослаблялось до необходимого уровня с помощью светофильтров и направлялось в тестовую кювету. Возбуждение лазера осуществлялось радиальным электронным пучком, генерируемым в открытом разряде в ячейке длиной 120 мм и диаметром 33 мм. Для измерений диафрагмой диаметром 3 мм выделялась осевая часть луча лазера и направлялась по оси тестовой камеры диаметром 50 мм и длиной 90 мм.

Для получения МС в гелии и других благородных газах в смесях с молекулярными газами и изучения их поведения предпочтительнее использовать возбуждение ЭП [78, 89]. При газоразрядном возбуждении [87] ввиду сильного обеднения хвоста распределения электронов быстрыми электронами в смесях благородных с молекулярными газами [24] для получения регистрируемой концентрации МС $He(2^1S_0)$ требуется повышенная концентрация электронов, что осложняет измерение констант ввиду упомянутого выше эффективного электронного девозбуждения состояния $He(2^1S_0)$.

При ЭП - возбуждении электронами keV-энергий около $\eta_r \simeq 19.1\%$ актов взаимодействия электронов приходится на РС He (таблица 4.1). РС в осевой части кюветы, где проводятся измерения, распадается в основное состояние (ОС) (с учетом реабсорбции излучения) со скоростью $A_r = 1.06 \cdot 10^6 \sqrt{1/r[\text{см}]} [\text{s}^{-1}]$ [90], где r - радиус кюветы. РС также распадается на МС $He(2^1S_0)$ с вероятностью $A_{rm} = 2 \cdot 10^6 \text{s}^{-1}$ [91] (из-за малой населенности реабсорбция на переходе $He(2^1S_0 - 2^1P_1^0)$ незначи-

l	состояние	$\nu_l, \%$ [65]	$\eta_l, \%$
i	$He^+(2^1S_{1/2})$	100	54.6
m	$He(2^1S)$	5.5	3
r	$He(2^1P)$	35	19.1
$k=3$	$He(3^1P)$	11	6
$k=4$	$He(4^1P)$	4.4	2.4
$k=5$	$He(5^1P)$	2.2	1.2

Таблица 4.1. ν_l — относительные частоты и доли энергии электронного пучка keV-ных энергий η_l , затрачиваемые на ионизацию и возбуждение гелия.

тельна). В результате 75% актов возбуждения РС переносится на МС. Для других состояний $n^1P_1^0$, также имеющих большое сечение возбуждения [72], эта доля достигает 90% благодаря большой вероятности соответствующих переходов. Кроме того, под действием ЭП возбуждение $He(2^1S_0)$ происходит напрямую из ОС. В итоге около 26.3% актов возбуждения проходит на МС $He(2^1S_0)$. Для ионизации $\eta_i=54.6\%$ (в энергии это составляет 58% от всей энергии ЭП, идущей на возбуждение и ионизацию). В результате соотношение концентраций электронов и метастабильных состояний к концу импульса возбуждения составляет $\sim 2 : 1$. Другим достоинством ЭП-возбуждения, в отличие от газоразрядного является слабая зависимость η_i от давления молекулярной примеси.

С учетом вышесказанного возбуждение гелия в тестовой кювете также проводилось ЭП, генерируемым в открытом разряде. В обоих случаях (в лазере и тестовой кювете) импульсы накачки формировались при разряде накопительных емкостей C_s через тиратрон при их равенстве с обострительными C_p . В цепи питания лазера использовались $C_p = C_s=1\text{ нФ}$, а в тестовой кювете $C_p = C_s = 0.31 \dots 0.62\text{ нФ}$. Соответственно, типичные длительности импульсов тока по высоте составили $\tau = 23\text{ нс}$ для лазера и $\tau = 15 \dots 25\text{ нс}$ для тестовой кюветы при частотах следования импульсов $10 \dots 200\text{ Гц}$. Импульс накачки лазера можно было задерживать относительно импульса возбуждения тестовой камеры в пределах $0 \dots 3\text{ мс}$. Рабочие давления гелия составили $p_{He} = 8 \dots 15\text{ Торр}$.

4.1.2 Методика определения константы скорости

Методика определения констант скоростей процессов является традиционной и заключалась в следующем. После окончания импульса ЭП происходит дополнительное заселение МС $He(2^1S_0)$ как посредством излучательных переходов с верхних состояний в течение $\sim 1\text{ мкс}$ (каскадные переходы), так и в рекомбинационных процессах, по крайней мере, в течение десятков микросекунд. Релаксация в межимпульсном интервале осуществляется по закону:

$$n_m = n_m^0 f(t)$$

где n_m^0 - концентрация МС к завершению каскадного заселения. Если

$$f(t) = \exp(-At) \quad (4.1)$$

где $A = \sum_i A_i$ - суммарная скорость релаксации состояния, i - индекс различных процессов, приводящих к тушению МС, то из выражения $n_m = n_m^0 \exp(-At)$ вычисляется время жизни МС τ_{ms} . Вычисленное значение τ_{ms} отличается от реального, если в процессе измерения происходит дополнительное существенное заселение МС, например, в рекомбинационных процессах. В случае тушения МС в соударениях с частицами скорость релаксации может быть записана как $A = \sum_i k_i n_i$, где k_i - константа скорости, n_i - концентрация частиц типа i . Если вариацией условий в камере выделить конкретный процесс, приводящий к тушению МС и подавить процессы его заселения, то по постоянной времени изменения его населенности $\tau = 1/A_i$ можно вычислить k_i . Таким образом, для определения константы скорости тушения состояния необходимо знание закона релаксации МС в условиях преобладания одного процесса тушения. Ранее использованные традиционные методы исследования [78] не дали приемлемую точность измерения в сравнении с пучковыми измерениями. С целью получения альтернативных данных в настоящей работе проведен выбор такого метода получения МС и регистрации его населенностей, который, по крайней мере, исключил бы влияние n_e на точность измерения констант.

4.1.3 Выбор метода регистрации населенностей МС

Для определения константы скорости тушения состояния необходимо знание закона релаксации его населенности в условиях преобладания одного процесса тушения. Остановимся на двух методах оптического измерения населенностей исследуемого состояния: методе резонансной флуоресценции и методе поглощения.

Метод резонансной флуоресценции

В методе резонансной флуоресценции используется импульсное излучение достаточно большой мощности, выравнивающее населенности рабочих уровней с точностью до статистических весов [13, 56]. После окончания импульса возбуждения регистрируется излучение с верхнего рабочего состояния в основное. Использование метода резонансной флуоресценции позволяет проводить измерения как в ближнем послесвечении при высоких концентрациях рабочих частиц, так и дальнем, когда другие методы не позволяют обнаружить возбужденные состояния [80].

Метод обладает высокой чувствительностью ($10^2 \dots 10^5$ ат/см²), что автоматически позволяет работать при малых n_e и потому исключает их влияние на скорость релаксации. Кроме того, метод малочувствителен к спектральному составу излучения зондирующего лазера. Метод резонансной флуоресценции, давший большое количество констант девозбуждения для МС атомов и ионов металлов [56, 80], однако в случае гелия этот метод не совсем удобен, так как регистрация должна вестись на переходе $He(2^1P_1^0 - 1^1S_0)$ с $\lambda = 58.4$ нм, т.е. с помощью (желательно, но необязательно) вакуумного монохроматора и системы дифференциальной откачки, что усложняет установку.

Метод поглощения

В случае метода поглощения регистрируется поглощение на рабочем переходе пробного излучения малой интенсивности. В гелии поглощение излучения на $\lambda = 2.056$ мкм свидетельствует о возбуждении $He(2^1S_0)$ в состояние $He(2^1P_1^0)$, которое затем со скоростью $A_r = 0.58 \cdot 10^6$ с⁻¹ релаксирует в основное состояние $He(1^1S_0)$ и с $A_{rm} = 2.06 \cdot 10^6$ с⁻¹ в состояние $He(2^1S_0)$. Ввиду большой длины волны и значительной силы осциллятора коэффициент поглощения при доплеровском уширении $k_\nu = 1.1 \cdot 10^{-11} n_m L$ (L - длина кюветы) в условиях настоящей работы обеспечивает достаточную точность измерений уже при концентрации $n_m > 5 \cdot 10^8$ см⁻³. Поскольку соотношение концентраций электронов и МС к концу импульса возбуждения составляет $n_e : n_m \sim 2 : 1$ (см. раздел 4.1.1), такая населенность МС обеспечивается при $n_e \approx 10^9$ см⁻³ или скорости девозбуждения МС электронами $k_e^m n_e \approx 4 \cdot 10^2$ с⁻¹ при $k_e^m = (4.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-7}$ см³с⁻¹ [79]. При ожидаемых константах скоростей дезактивации МС $He(2^1S_0)$ молекулами $k_{mol} \sim 10^{-9}$ см³с⁻¹ и вполне рабочей концентрации молекул в открытом разряде $n_{mol} = 10^{15}$ см⁻³ (давление ~ 30 мТорр) скорость реакции в соударениях с молекулами составляет $k_{mol} n_{mol} \sim 10^6$ с⁻¹, что полностью удовлетворяет целям поставленной работы. Однако метод поглощения также накладывает ряд ограничений на параметры лазера, приемника излучения и населенность МС. Рассмотрим их более подробно.

4.1.4 Требуемые параметры пробного излучения при методе поглощения

При использовании лазерного излучения часто ошибки измерения возникают из-за чрезмерной мощности лазера. Для того, чтобы их избежать, необходимо выполнение нескольких условий. Во-первых, число фотонов пробного излучения, n_{ph} , в просвечиваемой области должно быть много меньше послеимпульсной концентрации $He(2^1S_0)$, n_m , в тестовой кювете, т.е. $n_m \cdot V \gg n_{ph} = w/(h\nu)$, где w - энергия пробного излучения, $h\nu$ - энергия кванта на $\lambda = 2.056$ мкм, V - объем про-

свечиваемой области. В эксперименте это достигается использованием приемника с достаточно высокой чувствительностью и временным разрешением с тем, чтобы в рабочем диапазоне w измеряемый параметр, например, k_ν не зависел от w .

Во-вторых, измерение k_i приводит к ошибкам, если пробное излучение не монохроматично. На практике обычно измеряется отношение выходной мощности I^{out} к входящей I^{in} (или наоборот), т.е. $I^{out}/I^{in} = e^{-kx}$, где x - длина поглощающей области, k - коэффициент поглощения. Величина

$$\ln(I^{out}/I^{in}) = -kx = -Bn_mx \quad (4.2)$$

дает возможность вычислить k . Измерив величину $\ln(I^{out}/I^{in})$ в разные моменты времени после окончания импульса накачки, из соотношения (4.2) находим график изменения $n_m = n_m^0 \exp(-A_i t)$. Следовательно, константа процесса находится из выражения

$$A_i = -\ln(n_m/n_m^0)/t \quad (4.3)$$

или

$$A_i = \ln \ln(I^{out}/I^{in})/t \quad (4.4)$$

Из (4.4) можно заключить, что точность определения A_i увеличивается при росте отношения I^{in}/I^{out} и временного интервала, в течение которого проводятся измерения. Однако на самом деле это не совсем так. Немонохроматичность лазерного излучения, нелинейность характеристик регистрирующей системы и конечная ширина линии поглощения на заданном переходе ограничивают точность измерения I^{in}/I^{out} . Определим ошибки измерений, вызываемые немонахроматичностью пробного излучения и реальным контуром линии поглощения. Рассмотрим следующие варианты пробного контура: а) контур с доплеровским уширением при температуре, равной температуре газа в исследуемой кювете, $T = T_0$, и при $T = 0.25T_0$, что соответствует контуру с вдвое меньшей шириной; б) контур лазерного излучения. Случай доплеровского контура при $T = 0.25T_0$ описывает условия достаточно точного метода определения констант процессов, при котором в качестве пробного излучения используют излучение газового разряда при меньшей температуре по сравнению с температурой тестовой кюветы. Для гелия это требование выполняется при охлаждении рабочей среды источника излучения жидким азотом.

Вычислим величину ошибок для различных контуров излучения.

Доплеровский контур излучения

Распределение интенсивности линии с доплеровским уширением можно записать как $I(\nu) = I_0 e^{-\gamma \cdot c^2 (\Delta\nu/\nu_0)^2}$ [92], где I_0 - интенсивность излучения в центре линии на частоте ν_0 , $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ - отстройка от центра линии; c - скорость света, $\gamma = \mu/(2RT)$ - коэффициент, характеризующий газ с молярной массой μ и температурой T (R - универсальная газовая постоянная). Величину γ выразим через полуширину линии на половине максимума $\Delta\nu_D$, при которой $I(\nu)/I_0 = 0.5 e^{-\gamma \cdot c^2 (\Delta\nu/\nu_0)^2}$. Таким образом интенсивность линии при доплеровском уширении - $I_{dop}(\nu) = I_0 e^{-4\ln(2)(\Delta\nu/\nu_0)^2}$ (кривая 1, рис. 4.1). Для случая доплеровского контура, ширина которого $\Delta\nu_D$ в два раза меньше - $I_{0.5dop}(\nu) = I_0 e^{-16\ln(2)(\Delta\nu/\nu_0)^2}$ (кривая 2, рис.4.1).

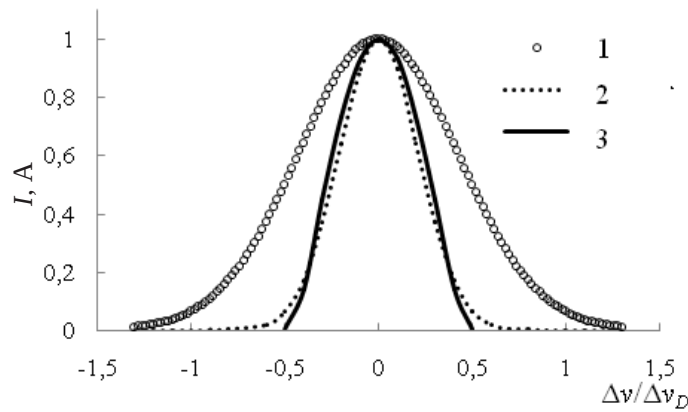


Рис. 4.1. Зависимость относительной интенсивности пробного излучения, вводимого в тестовую кювету, I/I_0 от частоты излучения относительно центра линии $\Delta\nu/\Delta\nu_D$. Доплеровский контур, $I_{dop}(\nu)$ (1), совпадающий с контуром линии поглощения тестовой кюветы; доплеровский контур шириной, уменьшенной вдвое, $I_{0.5dop}(\nu)$ (2); контур линии лазерного излучения, $I_{las}(\nu)$ (3).

Лазерный контур излучения

В условиях малых нерезонансных потерь $\beta L < 1$ (β - коэффициент нерезонансных потерь, L - длина резонатора) и отсутствии насыщения, когда выполняется условие $I_{las} < I_s$ ($I_s = h\nu_0/(2\sigma(\nu)\tau_{las})$ - интенсивность насыщения в непрерывном режиме на частоте ν_0 , h - постоянная Планка, τ_{las} - длительность импульса излучения, $\sigma(\nu)$ - сечение поглощения), контур линии излучения лазера можно представить в виде $I_{las}(\nu) = \alpha(\nu) L I_s (1 - \sqrt{\beta/\alpha(\nu)})^2$ [93] где $\alpha(\nu)$ - коэффициент усиления. Коэффициенты усиления и поглощения имеют доплеровский контур: $\alpha(\nu) = \alpha_0 e^{-4\ln(2)(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2}$, $\sigma(\nu) = \sigma_0 e^{-4\ln(2)(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2}$, где α_0, σ_0 - константы, независимые от частоты.

В эксперименте условия возбуждения подбирались таким образом, чтобы, во-первых, лазер генерировал в диапазоне $\Delta\nu < \Delta\nu_D/2$, что равносильно условию $\beta = 0.5\alpha_0$, во-вторых, чтобы усиление в центре доплеровской линии было равно $\exp(\alpha_0 L) = 2$. Условию $\exp(\alpha_0 L) = 2$ соответствует $\alpha_0 L = 0.693$. Тогда $\beta L = 0.5\alpha_0 L = 0.346$, потери $\exp(\beta L) = 1.4$. При внесении в оптический резонатор фильтра с коэффициентом поглощения, равным 1.4, изменяя напряжение разряда, добивались реализации пороговых условий для возникновения лазерной генерации, т.е. условий работы лазера, при которых усиление равно потерям. В результате в резонаторе без поглощающего фильтра лазерное излучение имеет параметры ($\beta = 0.5\alpha_0$, $\beta L < 1$). Тогда контур излучения имеет вид:

$$I_{las}(\nu) = \alpha(\nu)L \frac{h\nu_0}{2\sigma(\nu)\tau_{las}} (1 - \sqrt{\beta/\alpha(\nu)})^2 = I_0^{las} (1 - \sqrt{0.5/e^{-4\ln(2)(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2}})^2 \quad (4.5)$$

где $I_0^{las} = \alpha_0 L \frac{h\nu_0}{2\sigma(\nu)\tau_{las}}$ (кривая 3 рис. 4.1) — константа, не зависящая от частоты ν .

4.1.5 Погрешности измерения при разных контурах пробного излучения

В эксперименте определяется отношение энергии излучения сигнала до и после прохождения исследуемой среды

$$\theta_{las} = I_{las}^{out} / I_{las}^{in}$$

где $I_{las}^{in} = \int_0^\infty I_{las}(\nu) d\nu$, $I_{las}^{out} = \int_0^\infty I_{las}(\nu) e^{-k(\nu)x} d\nu$. Во всех случаях коэффициент поглощения имеет доплеровское распределение по частоте, соответственно,

$$k(\nu) = k_0 e^{-4\ln(2)(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2}$$

Поскольку для нахождения константы девозбуждения МС определяется величина $\ln(-\ln\theta_{las})$, погрешность измерения вычислим, как

$$\begin{aligned} \delta &= 1 - \frac{\ln(-\ln\theta_{las})}{\ln(-\ln\theta_{mon})}, \\ \theta_{mon} &= \frac{I_{mon}^{out}}{I_{mon}^{in}} = \frac{\int_0^\infty e^{-k(\nu)x} d\nu}{1} \end{aligned}$$

где θ_{mon} — отношение выходной к входной энергий для монохроматического контура излучения. Аналогично можно вычислить погрешность измерения для случая доплеровского контура:

$$\begin{aligned} \delta_{dop(0.5dop)} &= 1 - \frac{\ln(-\ln\theta_{dop(0.5dop)})}{\ln(-\ln\theta_{mon})}, \\ \theta_{dop(0.5dop)} &= \frac{I_{dop(0.5dop)}^{out}}{I_{dop(0.5dop)}^{in}} = \frac{\int_0^\infty I_{dop(0.5dop)}(\nu) e^{-k(\nu)x} d\nu}{\int_0^\infty I_{dop(0.5dop)}(\nu) d\nu} \end{aligned}$$

На рис. 4.2 представлены зависимости погрешности измерений от величины регистрируемого отношения сигналов I^{out}/I^{in} для различных контуров пробного сигнала: лазерного (δ_{las}) и доплеровских контуров с полушириной $\Delta\nu_D(\delta_{dop})$ и $0.5\Delta\nu_D(\delta_{0.5dop})$. Из рис. 4.2. видно, что наибольшая погрешность измерения реализуется при использовании в качестве пробного излучения доплеровского контура с той же полушириной, что и контур поглощения в тестовой кювете $\Delta\nu_D$. Погрешность измерения при отношении сигналов $I^{out}/I^{in} = 0.01$ в случае доплеровского контура с полушириной $0.5\Delta\nu_D$ не превышает 13%, а для лазерного контура - 4%.

Задавая ошибку измерения константы величиной $\delta_{las} = 4\%$, вызванной использованием лазерного излучения получим, что мы должны ограничиться отношениями $I^{out}/I^{in} \geq 0.01$ или $\ln(I^{in}/I^{out})_{max} = 4.6$. Эта величина ограничивает сверху (с точностью до постоянного множителя B) максимальную измеряемую населенность n_m . Минимальная величина $n_m(min)$ определяется точностью измерения малых коэффициентов поглощения и зависит, прежде всего, от стабильности энергии излучения пробного лазера и математической обработки сигналов. В настоящей работе точность 4% достигалась при $I^{out}/I^{in} = 0.975$ и соответствовала дискретности цифровой системы регистрации (1000). Следовательно, при минимальной величине измеряемой населенности pms величина $\ln(I^{out}/I^{in}) = 0.0253$ с точностью до B . Таким образом, диапазон измеряемых населенностей составляет $\ln(N_2/N_1) = \ln(\ln(I^{in}/I^{out})_{max}) - \ln(\ln(I^{in}/I^{out})_{min}) = 5.2$ или изменение населенностей $\sim N_2/N_1 \approx 180$.

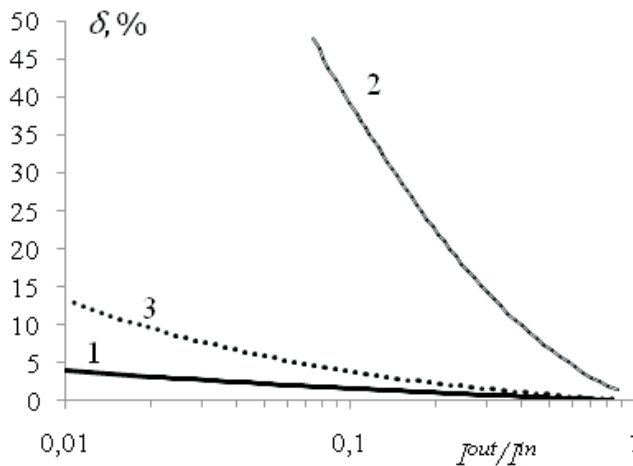


Рис. 4.2. Погрешность в измерениях константы девозбуждения в зависимости от отношения выходящей к входящей энергии излучения I^{out}/I^{in} в случае различных контуров пробного излучения: лазерного, δ_{las} (1), и доплеровских контуров с полушириной $\Delta\nu_D$, δ_{dop} (2), и $0.5\Delta\nu_D$, $\delta_{0.5dop}$ (3).

4.2 Результаты измерений

4.2.1 Измерение константы электронного девозбуждения

Перед началом измерений констант столкновительного тушения молекулами проводилось тестирование системы путем измерения константы электронного девозбуждения МС $He(2^1S_0)$. С этой целью тщательно обезгаженная ячейка заполнялась гелием марки М4, дополнительно очищаемого ловушкой из активированного угля, охлаждаемой жидким азотом. Затем проводились измерения энергии прошедшего через кювету пробного излучения в зависимости от временного сдвига между импульсом накачки и приходом зондирующего излучения при разных энергиях накачки тестовой кюветы. Одновременно измерялась длительность и интенсивность рекомбинационного излучения на линиях $\lambda = 501.6 \text{ nm}$ (переход $3^1P_1^0 - 2^1S_0$) и $\lambda = 587.6 \text{ nm}$ (переход $3^3D - 2^3P$).

Для вычисления величины константы электронного девозбуждения k_e^m необходимо знать концентрацию электронов в ближнем послесвечении. Она вычислялась согласно методике раздела 3.2.1 из уравнения:

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{W\nu_i(1 - \zeta)}{V\varepsilon_{He+}} \quad (4.6)$$

где W — общая энергия, вводимая в объем дрейфового пространства, $W = 2.84 \cdot 10^{-4} \text{ J}$; ν_i — доля энергии ЭП, затрачиваемая на ионизацию, $\nu_i \simeq 0.6$ [65]; $\varepsilon_{He+} = 50 \text{ eV}$ — энергия, затрачиваемая на образование электрон-ионной пары [17]; V — объем кюветы, $V = 176 \text{ cm}^3$. На основании данных раздела 3.2.2 считалось, что энергия накачки в центре трубки вдвое выше, чем в среднем по объему. ζ — доля энергии электронного пучка, которая теряется на нагрев газа и остается в подпороговых электронах при торможении быстрых электронов в нейтральном газе. Соответственно, $(1 - \zeta)$ — доля энергии, идущая суммарно на ионизацию и возбуждение газа. Согласно распределению по энергиям вторичных электронов ионизационного каскада в гелии, рассчитанного в работе [17], доля вторичных электронов, имеющих энергию $\varepsilon \leq \varepsilon_i$, $\varepsilon_i = 24.6 \text{ eV}$, составляет 0.6, а доля ζ составляет 11.3%. В итоге полученная концентрация электронов составила $n_e = 2.13 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

На рис. 4.3 приведены зависимости $n_m(t)$ (1) в послесвечении и интенсивность рекомбинационного послесвечения (2).

Как видно из рис. 4.3 поведение $n_m(t)$, обусловленное тушением электронов в условиях настоящей работы, не является линейной функцией в полулогарифмическом масштабе, (зависимость (3)). Нелинейность обусловлена падением концентрации электронов в послеимпульсном периоде вследствие их рекомбинации. Однако интенсивность рекомбинационного излучения через $\sim 13 \mu\text{s}$ после окончания импульса накачки с хорошей точностью подчиняется экспоненциальному

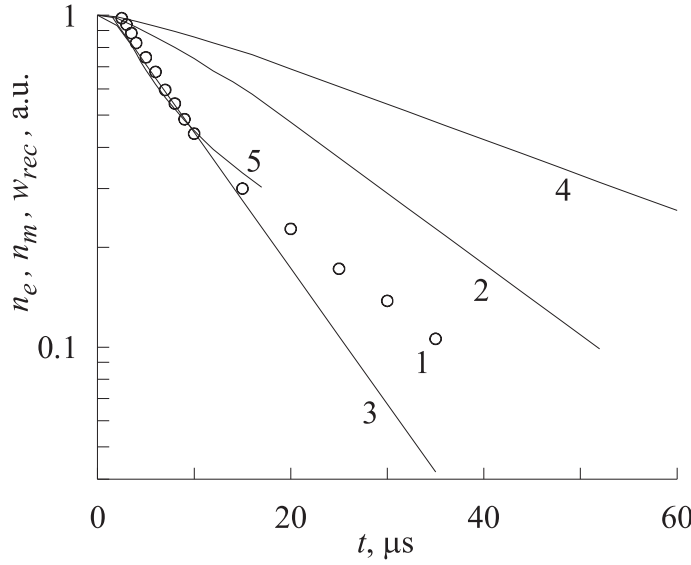


Рис. 4.3. Временные зависимости при относительной концентрации $He(2^1S_0)$ n_m (1,3), интенсивности рекомбинационного излучения w_{rec} (2) и концентрации электронов n_e (4,5). ($p_{He} = 10$ Torr) (1,2) — эксперимент; (3) — $n_m(t)$ при $n_e = const$; (4) — n_e без примеси H_2O ; (5) — $n_e = 10$ mTorr.

закону $I = I_0 \exp(-A_p t)$ с $A_p = 5.15 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Рекомбинационное излучение вызвано ударно-излучательной рекомбинацией, скорость которой определяется величиной $A_p \sim n_e^2 T_e^{-9/2}$ (T_e — электронная температура) [24], т.е. её интенсивность пропорциональна $\sim n_e^2 T_e^{-9/2}$. Тогда поведение $n_e(t)$ при условии постоянства T_e описывается в условиях рис.4.3 экспонентой (кривая (4)) с вдвое меньшим показателем, т.е.:

$$n_e = n_e^0 \exp(-2.58 \cdot 10^4 t)$$

Характерное время термализации электронов при $300 \div 350^\circ \text{K}$ составляет $\sim 3 \mu\text{s}$ при $p_{He} = 10$ Torr, так что к $t = 15 \mu\text{s}$ условия $T_e = const$ выполнены и закон (4.6) изменения $n_e(t)$ справедлив.

В условиях непостоянства величины n_e уравнение для заселенности n_m записывается в виде:

$$\frac{dn_m}{dt} = n_m n_e^0 k_e \exp(-A_e t) \quad (4.7)$$

где $A_e = 2.58 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$.

Решением уравнения (4.7) является выражение:

$$n_m = n_m^0 \exp\left(-\frac{n_e^0 k_e}{A_e} [1 - \exp(-A_e t)]\right) \quad (4.8)$$

которое при $A_e = 0$, т.е. в отсутствии заметной рекомбинации в измеряемом интервале послесвечения переходит в уравнение $n_m = n_m^0 \exp(-n_e^0 k_e t)$. Из выражения

(4.8) находим формулу для вычисления k_e :

$$k_e = \frac{A_e(\ln n_m^0 - \ln n_m)}{n_e^0[1 - \exp(-A_e t)]} \quad (4.9)$$

где разность $(\ln n_m^0 - \ln n_m)$ берется из графика (1) рис.4.3, а t есть время, за которое эта разность достигается.

Полагая, что в интервале $1 \dots 13 \mu\text{s}$ убыль n_e также определяется законом (4.7), а отступление от линейной зависимости мощности рекомбинационного излучения вызвано неполной термализацией электронов, находим из (4.9) $k_e = 4.13 \cdot 10^7 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Из набора данных для разных условий возбуждения вычисленная величина константы составила $k_e = (4.1 \pm 0.3) \cdot 10^7 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, что совпадает с данными работ [73, 79]. Если в уравнении (4.7) положить $A_e = 0$ и принимать во внимание первые $\sim 8 \mu\text{s}$ кривой (1) распада n_m , когда она линейна в полулогарифмическом масштабе, то $k_e = 4.24 \cdot 10^7 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$.

Однако статистическая ошибка этих измерений не отражает действительную точность определения k_e , так как в расчетах величины заложен ряд данных, точность которых неизвестна. В условиях настоящей работы совпадение величины k_e с известными данными выполняет обратную задачу, т.е. является доказательством правильного определения величины n_e^0 и её изменения во времени. Этот вывод используется в дальнейшем для вычисления ошибок измерения констант девозбуждения молекулами за счёт рекомбинационного заселения и тушения МС электронами.

4.2.2 Измерение констант тушения $He(2^1S_0)$ молекулами

При добавлении молекулярных примесей уже при их минимальном использовании в экспериментах давления ($\sim 5 \text{ mTorr}$) интегральная интенсивность рекомбинационного излучения гелия уменьшается более чем на порядок при резком сокращении длительности. Это происходит вследствие перезарядки ионов гелия на молекулах с последующей диссоциативной рекомбинацией молекулярных ионов, не приводящей к возбуждению МС гелия. На верхнем пределе давлений ($\sim 100 \text{ mTorr}$) рекомбинационное излучения гелия исчезает практически полностью и измеримо только в течение $2 \dots 3 \mu\text{s}$ после окончания импульса накачки. В то же время исходная населенность МС $He(2^1S_0)$, фиксируемая по измерению коэффициента поглощения, практически не зависит от рода и содержания примеси в диапазоне ее давлений $10 \dots 100 \text{ mTorr}$.

На рис.4.4 в качестве примера приведены зависимости изменений от времени задержки между возбуждающим импульсом в кювете с исследуемой смесью $He - H_2O$ и пробного излучения при различных давлениях воды.

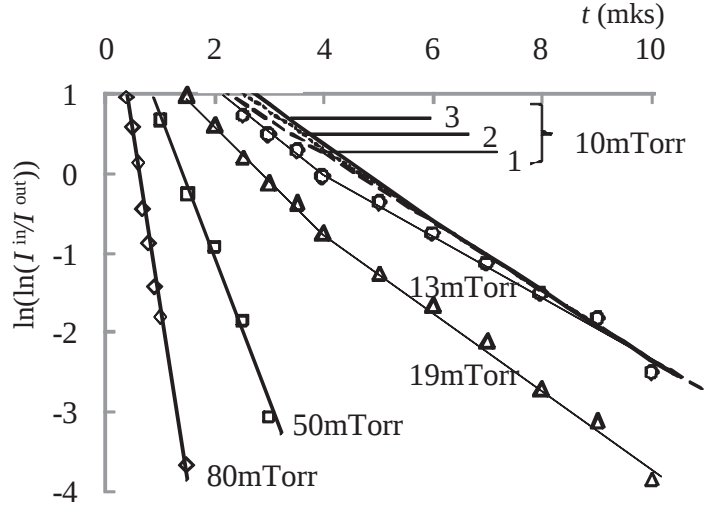


Рис. 4.4. Зависимости изменений I_{in}/I_{out} от времени задержки между возбуждающим импульсом в кювете с исследуемой смесью и пробным импульсом в смеси $He - H_2O$ при различных p_{H_2O} . Момент времени $t = 0$ соответствует окончанию возбуждения: (1) — расчётная зависимость при $k_i = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$; (2) — с участием электронного девозбуждения; (3) — с учетом электронного девозбуждения и рекомбинационного заселения ($p_{He} = 10 \text{ Torr}$).

Полученные зависимости хорошо укладываются в экспоненциальный закон (4.1) при давлении 20 mTorr, что позволяет вычислить скорость девозбуждения. При малых давлениях распад n_m можно характеризовать двумя экспонентами. Полагая, что в первоначальный период существенно электронное девозбуждение, за измеряемую скорость тушения молекулами принималась более медленная экспонента. На рис.4.5 для различных условий приведены зависимости измеренных значений скоростей тушения A_i от давления H_2O , определяющие константу тушения $k_{mol} = A_i/n_{mol}$. В экспериментах давление гелия варьировалось в диапазоне $p_{He} = 8 \dots 15 \text{ Torr}$, частота следования импульсов $f = 10 \dots 200 \text{ Hz}$ при неизменном рабочем напряжении на C_p $U_p = 4400 \text{ V}$. Вид зависимостей и полученные данные по величине k_{mol} в пределах точности измерений не зависят от p_{He} , f и w . Аналогичные зависимости получены для других молекулярных газов - NH_3 , N_2O и CO_2 (рис.4.5). В таблице (4.2) приведены величины констант тушения МС молекулами H_2O , NH_3 , N_2O и CO_2 , полученные в настоящей работе и в работе [78].

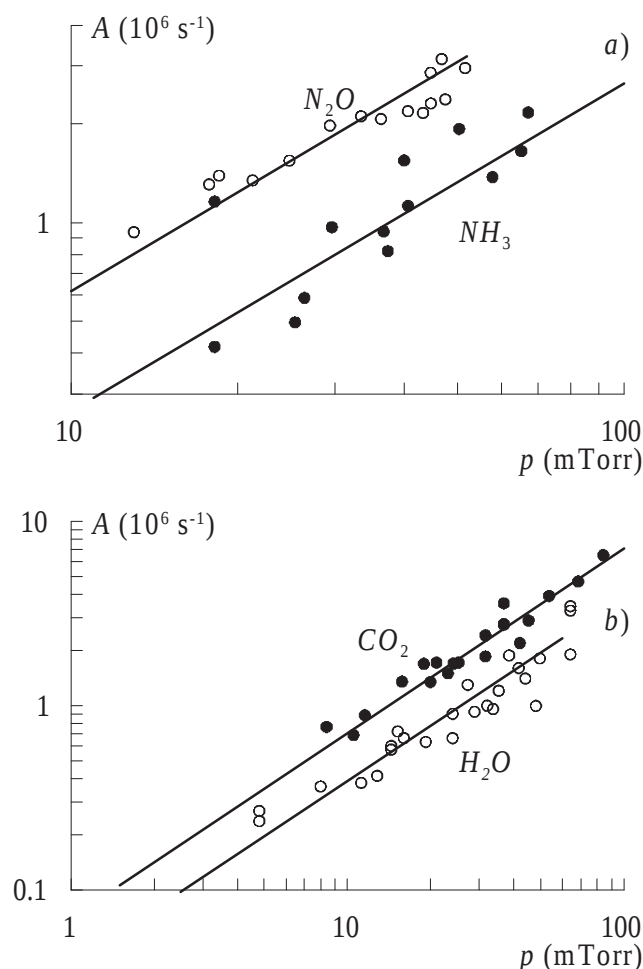


Рис. 4.5. Зависимость скорости девозбуждения от давления молекулярной примеси $He(2^1S_0)$ CO_2 и H_2O (a), NH_3 и N_2O (b). Точки - экспериментальные данные, линии построены в соответствии с вычисленными константами девозбуждения, приведенными в Табл.4.2. ($p_{He} = 8 \dots 15$ Torr).

4.3 Влияние различных процессов девозбуждения $He(2^1S_0)$ на точность измерения

Как видно из Табл.4.2, различие в данных работы [78] и настоящей работы достигает двух раз для молекул N_2O и CO_2 (в [78] k_{mol} меньше) и более чем в 1.5 раза для NH_3 (в [78] k_{mol} больше). В отличие от ожидаемого эффекта увеличения мощности генерации лазера при большой скорости релаксации с участием молекул N_2O и CO_2 произошло обратное: в присутствии менее эффективных тушителей H_2O и NH_3 мощность генерации не только выше, но и переходит в режим квазине-прерывной генерации (см. раздел 5). Поэтому следует обсудить ошибки измерений констант.

газ	$k_{mol}, 10^{-9} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ настоящая работа	$k_{mol}, 10^{-9} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ [78]
H_2O	1.2 ± 0.3	-
NH_3	0.8 ± 0.2	1.33
N_2O	1.9 ± 0.2	0.92
C_2O	2.2 ± 0.4	1.1

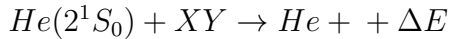
Таблица 4.2. Значения констант скоростей девозбуждения состояния $He(2^1S_0)$ в столкновениях с молекулами k_{mol} .

При измерении констант девозбуждения МС в соударениях с молекулами методом поглощения ошибки в измерениях определяются следующими факторами. Во-первых, пробное излучение имеет частотный контур конечной ширины. Во-вторых, в газовой смеси, подверженной воздействию ЭП, происходят различные виды столкновений между атомами, молекулами, их ионами, а также продуктами диссоциации и плазмохимических реакций. Поэтому возможно множество каналов девозбуждения МС, влияние которых может быть существенно [89].

Так как в экспериментах строго выдерживались параметры пробного излучения и идентичные условия возбуждения для разных смесей, то возможные ошибки следует искать на пути оценки влияния разных процессов на точность измерения k_{mol} для разных молекул.

Перечислим все существенные процессы, которые могут привести к влиянию на распад $n_m(t)$ в условиях настоящей работы, и рассмотрим их влияние на измерение констант.

1. Изучаемая реакция

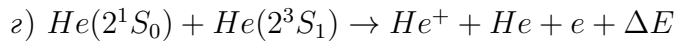
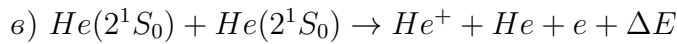
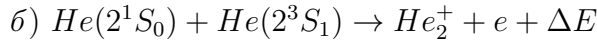
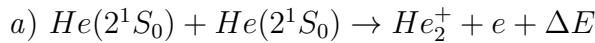


2. Дево́збужде́ние электронами



3. Заселение МС рекомбинационным потоком

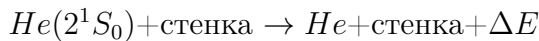
4. Столкновения возбужденных атомов между собой:



5. Тушение МС в соударениях с атомами He в основном состоянии



6. Диффузия и тушение на стенке



7. Реакция с продуктами процесса (1), которые могут накапливаться при проведении эксперимента.

Наиболее быстрой из вышеперечисленных является реакция (2), которая как раз и препятствует получению точных данных, как в стационарном, так и текущем послесвечении [89].

Для описания действительного распада n_m и вычисления связанной с девозбуждением электронов ошибкой необходима информация о поведении $n_e(t)$. В послесвечении в присутствии паров воды ионы He^+ вступают в ряд ионно-молекулярных реакций, а их продукты в процесс диссоциативной рекомбинации [94]. Наиболее важные из реакций представлены в Табл.4.3. Из неё следует, что лишь малая часть ионов гелия He^+ сразу передают заряд молекуле H_2O . Однако, ионы H^+ и OH^+ в быстрых реакциях (4) и (5) превращаются в ионы H_2O^+ и ионы H_3O^+ . Последнее в реакциях диссоциативной рекомбинации с константами соответственно (при $T_e=300^\circ K=0.0258$ eV) $\beta_1 = 5.77 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ и $\beta_2 = 1.03 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ ускоряют рекомбинацию, константа общей скорости которой, учитывая ветвление реакции (5,6), составляет $\beta_r = 6.67 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Таким образом, общая скорость перезарядки ионов He^+ в канал H_2O^+ с последующей рекомбинацией (сумма реакций 1-3) составляет $k_f = 5.5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Реакция (7) также является заметным каналом гибели ионов He^+ (при $T=300^\circ K$ и $p_{He} = 10$ Torr) со скоростью $1.52 \cdot 10^4 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, по которому уходит большая часть электронов в чистом гелии (см. уравнение 4.7). Однако в случае с примесью H_2O ионы He_2^+ также быстро превращаются в ионы H_2O^+ по реакциям (8).

№	реакция	константы реакций, cm^3s^{-1}
1	$He^+ + H_2O \rightarrow H^+ + OH + He$	$2.04 \cdot 10^{-10}$
2	$He^+ + H_2O \rightarrow OH^+ + H + He$	$2.86 \cdot 10^{-10}$
3	$He^+ + H_2O \rightarrow H_2O^+ + He$	$6.05 \cdot 10^{-11}$
4	$H^+ + H_2O \rightarrow H_2O^+ + He$	$6.9 \cdot 10^{-9}$
5	$OH^+ + H_2O \rightarrow H_2O^+ + OH$	$1.5 \cdot 10^{-9}$
6	$OH^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + O$	$1.3 \cdot 10^{-9}$
7	$He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$	$1.4 \cdot 10^{-31}(T/300)^{-0.6}$
8	$He_2^+ + H_2O \rightarrow X^+ + Y$	$\Sigma 1.18 \cdot 10^{-9}$
9	$e + H_2O^+ \rightarrow H + OH$	$5.1 \cdot 10^{-8}T_e^{-0.5}$
10	$e + H_2O^+ \rightarrow H_2 + O$	$1.86 \cdot 10^{-8}T_e^{-0.5}$
11	$e + H_2O^+ \rightarrow 2H + O$	$2.32 \cdot 10^{-8}T_e^{-0.5}$
12	$e + H_3O^+ \rightarrow H_2O + H$	$5.63 \cdot 10^{-8}T_e^{-0.5}$
13	$e + H_3O^+ \rightarrow 2H + OH$	$1.05 \cdot 10^{-7}T_e^{-0.5}$
14	$e + OH^+ \rightarrow O + H$	$6 \cdot 10^{-9}T_e^{-0.5}$

Таблица 4.3. Константы основных реакций с участием электронов, He^+ и H_2O [94].

Решая на основе данных Табл.4.3 уравнение баланса для He^+ , He_2^+ , H^+ , OH^+ ,

H_2O^+ , H_3O^+ получим зависимость $n_e(t)$, показанную кривой (5) на рис.4.3, которая в диапазоне $2 \dots 10 \mu s$ с приемлемой точностью аппроксимируется величиной $n_e = n_e^0 \exp(-A_t t)$, где $A_t = 1.06 \cdot 10^5 s^{-1}$. Из сравнения кривых 4 и 5 рис. 4.3 видно, что спад n_e осуществляется почти в 4 раза быстрее при введении уже 10 мТорр H_2O . Рекомбинационное излучение, очевидно, ослабляется ещё быстрее, как из-за закона $A_p \sim n_e^0$, так и из-за тушения высоколежащих состояний гелия в соударениях с молекулами H_2O , что согласуется с экспериментами. Уравнение баланса для n_m в диапазоне изменения $\Delta t < 10 \mu s$ запишется в виде:

$$n_m = -A_m n_m - n_m k_e \exp(-A_t t)$$

Его решением является выражение:

$$n_m = n_m^0 \exp(-A_m t - \frac{n_e^0 k_e}{A_t} (1 - e^{-A_t t})) \quad (4.10)$$

где $A_t = A_e + A_g$, A_g - скорость диссоциативной рекомбинации. При принятых выше значениях A_m (Табл.4.2) и $p_{H_2O} = 10 \text{ мТорр}$ $A_m = 3.96 \cdot 10^5 s^{-1}$ график функции (4.10) представлен на рис.4.4 кривой (1), которая также демонстрирует отступление от линейности (зависимость 2). Вычисленная из зависимости (2) время релаксации составляет $2.34 \mu s$, а по данным Табл.4.2. $\tau_r = 2.52 \mu s$, что соответствует ошибке измерений $(-7.6)\%$ или в ~ 3 раза меньше статистической ошибки измерений. Поэтому электронное девозбуждение можно не принимать в расчет. Отметим, что для кривой с $p_{H_2O} = 13 \text{ мТорр}$ $\tau_r = 2.4 \mu s$ и отличается от среднестатистического на 23%.

При большем давлении H_2O $n_e(t)$ уменьшается за счет ускорения перезарядки ионов He^+ , а скорость релаксации МС увеличивается. Поэтому при $p_{H_2O} > 20 \text{ мТорр}$ изломы на графиках рис.4.4 уже не наблюдаются, и величина k_{mol} может вычисляться с учетом всех экспериментальных точек соответствующих графиков. При $p_{H_2O} = 80 \text{ мТорр}$ даже без учета диссоциативной рекомбинации доля канала электронного девозбуждения составляет всего $\sim 2.9\%$ от общей скорости. Отметим, что если все экспериментальные точки при $< 20 \text{ мТорр}$ аппроксимировать одной экспонентой, то это не влияет на статистическую ошибку определения k_{mol} .

Далее рассмотрим влияние рекомбинационного заселения на точность определения A_m . Уравнение для n_m в этом случае записывается в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dn_m}{dt} &= -A_m n_m + A_e n_e, \\ \frac{dn_e}{dt} &= -A_t n_e = -(A_e + A_g) n_e \end{aligned} \quad (4.11)$$

где $A_e = 2.58 \cdot 10^4 s^{-1}$ согласно уравнению (4.7). Принятие такой величины A_e означает верхний предел скорости рекомбинационного заселения, так как в рекомбинацию с возбуждением гелия в МС 2^1S_0 и 2^3S_1 уходит лишь малая часть от

скорости A_e . Решением системы (4.11) является выражение:

$$n_m = (n_m^0 - \frac{A_e n_e^0}{A_m - (A_e + A_g)}) \exp(-A_m t) + \frac{A_e n_e^0}{A_m - (A_e + A_g)} \exp[-(A_e + A_g)t] \quad (4.12)$$

Решение (4.12), описывающее распад МС с учетом рекомбинационного заселения, является суммой двух экспонат, которое при $A_e + A_g = 0$, т.е. в отсутствие рекомбинации, превращается в уравнение (4.1).

Как было показано выше в разделе (4.1.1), при ЭП - возбуждении гелия к концу активной фазы импульса накачки (т.е. к моменту завершения каскадных переходов) $n_e \simeq 2n_m$. С другой стороны рекомбинационный поток согласно статистическим весам разделяется в соотношении 1:3 по синглетным и триплетным состояниям He . Следовательно, можно полагать в уравнении (4.12) $n_e^0 = 0.5n_m^0$ и оно превращается в уравнение:

$$n_m = n_m^0 \left[\left(1 - \frac{0.5A_e}{A_m - A_t}\right) \exp(-A_m t) + \frac{0.5A_e}{A_m - A_t} \exp[-A_t t] \right] \quad (4.13)$$

Рассмотрим влияние реального расчета (4.13) на точность измерения A_m . При принятом тестовом значении $p_{H_2O} = 10 \text{ Torr}$ $A_m = 3.96 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ $\tau_r = 2.52 \mu\text{s}$. По соотношению (4.12) уменьшение n_m^0 в "е" раз достигается при $t = 2.68 \mu\text{s}$, т.е. ошибка эксперимента составляет (6.3%), что в 4 раза меньше статистической ошибки измерений. При больших давлениях ошибка уменьшается. Ошибки, вызванные электронным девозбуждением и рекомбинационным заселением, суммируются, т.к. они приводят к кажущемуся увеличению скорости релаксации в первоначальный период распада $n_m(t)$. Поэтому с учётом заселения разница между экспериментальной зависимостью (1) и расчётной (2) увеличивается. H_2O (кривая (3) на рис.4.4). Интересно отметить, что ошибки, вызванные процессами 2 и 3 практически равны, но противоположны по знаку и компенсируют друг друга.

Константы тушения МС $He(2^1S_0)$ в столкновениях с собственными атомами в состояниях $He(2^1S_0)$ ($3.5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [94]) и $He(2^3S_1)$ ($3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [94]) достаточно большие. При оценке сверху, приняв концентрацию атомов в метастабильных состояниях, равной $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, скорость тушения МС в данных процессах пренебрежимо мала: $A_m < 5 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$.

В процессе 5 при константе девозбуждения $He(2^1S_0)$ в столкновениях с собственными атомами в основном состоянии $8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [95] и $p_{He} = 8 \dots 15 \text{ Torr}$ скорость девозбуждения не превышает $A \leq 3.6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, что составляет менее 1% скорости девозбуждения парами воды на нижнем пределе измерений.

Диффузия к стенке с последующим тушением МС является важным процессом, который нужно учитывать при измерении констант методом текущего послесвечения. Так, в условиях работы [78] диффузионное время равно [24]:

$$\tau_d = (r/2.4)^2 p/D$$

где r - радиус трубки, $p_{He} = 0.4$ Torr, $D = 370$ cm²/s - коэффициент диффузии МС $He(2^1S_0)$ в He [96]. В условиях [78] $r^2 = 15$ и $\tau_d = 2.8$ ms, в то время, как время пролета расстояния, на котором проводятся измерения, составляет ~ 5 ms.

Совершенно другая ситуация реализуется в настоящей работе. В ней по-прежнему $\lambda \ll r$ (λ - длина свободного пробега МС в He) и поэтому его уход на стенки носит диффузионный характер. При типичном $p_{He} = 10$ Torr, согласно [56], время диффузии составляет $\tau_d = 27$ ms и поэтому скорость спада A_m за счет диффузии пренебрежимо мала по сравнению с минимальным уходом A_m в соударениях с молекулами (~ 4 μ s).

В процессе измерений могут нарабатываться различные долгоживущие продукты как в основной реакции (1), так и под действием электронов пучка. В том случае, если они могут оказывать влияние на точность измерения констант в процессе (7), то величина k_{mol} должна зависеть от скорости наработки продуктов, т.е. от энергии и частоты следования импульсов. Поскольку такой зависимости в эксперименте не обнаружено, то можно утверждать, что в условиях настоящей работы реакция (7) не оказывает измеримого влияния на точность измерения констант.

Подводя итог, можно сделать заключение о том, что влияние процессов (2-7) находится в пределах статистических ошибок измерений и не могут влиять на точность измерения констант девозбуждения МС $He(2^1S_0)$ в условиях настоящей работы.

Более эффективное влияние H_2O , NH_3 на параметры генерации He - лазера объясняется быстрым охлаждением электронов при соударениях с молекулами этих примесей, что и приводит к возникновению квазинепрерывной лазерной генерации $He(2^1P_1^0 - 2^1S_0)$ с $\lambda = 2.056$ μ m.

Выводы к главе 4

В работе методом поглощения пробного излучения лазера с максимальной статистической погрешностью 25% измерены константы скоростей девозбуждения $He(2^1S_0)$ молекулами H_2O , NH_3 , N_2O , CO_2 , которые оказались равными соответственно $(1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$, $(0.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-9}$, $(1.9 \pm 0.2) \cdot 10^{-9}$, $(2.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-9}$ cm³s⁻¹.

Показано, что вариацией параметров можно подобрать условия, при которых преобладающим каналом девозбуждения МС гелия является столкновение с молекулярными добавками. Анализ метода поглощения продемонстрировал, что в случае использования в качестве пробного излучения излучение лазера, погрешность измерения по сравнению с монохроматическим пробным излучением не превышает 4% при изменении на два порядка отношения амплитуд энергии выходного сигнала к входному.

Глава 5

Столкновительный режим генерации на самоограниченном переходе $He(2^1P_0^1 - 2^1S_1)$

Расселение нижнего рабочего состояния в соударениях с тяжелыми частицами активно используется для создания состояния с инверсной заселенностью в атомах, молекулах и их ионов и привело к реализации наиболее мощных высокоэффективных лазеров (на молекулах CO_2 , CO , атоме иода и др.) Предложение по использованию столкновительного девозбуждения рабочих состояний для создания среды с отрицательным поглощением было впервые сформулировано в работе Бутаевой Ф.А. и Фабрикантом В.А. [97] еще до запуска первого лазера. Позднее Беннет [98] и Гоулд [99] конкретизировали требования к активным средам лазеров (иногда называемых "столкновительными"), в основе которых положена быстрая релаксация в системе групп близкорасположенных верхних и нижних уровней при энергетическом расстоянии между ними $\Delta E \leq kT_g$ (k - постоянная Больцмана, T_g - температура рабочей среды).

Как отмечалось в работе [100], примером рабочей среды, в которой удачно воплотились предложения Гулда по созданию столкновительного лазера, является лазер на смеси $CO_2 - N_2 - He$. Однако попытки реализации таких лазеров на атомных или ионных рабочих средах при традиционных методах возбуждения (газовый разряд или электронный пучок ЭП) оказались в основном безуспешными [101]. При оптическом возбуждении [102] или смешении с предварительно возбужденным носителем энергии [103] состояние инверсии и генерация достигаются, в том числе и в основное состояние, например, в атомах рубидия и цезия [102] или атоме иода [103]. И хотя в этих случаях релаксация и передача энергии при $\Delta E \leq kT_g$ осуществляется только в ансамбле верхних уровней, тем не менее, на этой основе созданы и продолжают развиваться одни из наиболее мощных и пер-

спективных лазеров [104, 105]. Другой успешной тенденцией в развитии лазеров со столкновительным девозбуждением является поиск и реализация систем с быстрой релаксацией нижних рабочих состояний в единичном акте соударения при $\Delta E \gg kT_g$. В частности, в смеси $He - Zn - Eu$ на переходе $Eu^+(z^7P_4 - a^7D_5^0)$ с $\lambda = 1.002 \mu m$ реализована наивысшая среди газовых лазеров энергия излучения на единицу массы вещества [106].

Среди большого разнообразия столкновительных процессов, ведущих к быстрой релаксации при $\Delta E \gg kT_g$ и получению генерации [1, 13, 107–117] только Пеннинг-эффект для атомов и явление квазирезонансной перезарядки для ионов носят достаточно общий характер. Как правило, девозбуждение нижних рабочих состояний в неупругих соударениях с частицами рабочей среды эффективны только для достаточно ограниченного круга сред и не носят общего характера (лазеры на переходах $n^1S_0 - n^1D_2$ группы кислорода [110], лазеры на инертных газах [115, 116], на парах европия и кальция [106] и др.). В настоящей работе сообщается об исследовании возможности и механизма получения столкновительной генерации на переходе с РС на МС при очистке нижних уровней в процессах, имеющих место при релаксации практически любых уровней. Такими процессами являются электронное девозбуждение и релаксация с передачей энергии молекуле.

5.1 Расчет длительности генерации на переходе $He (2^1P_1^0 - 2^1S_1)$ с учетом различных механизмов девозбуждения рабочих уровней

При исследованиях возможности перевода самоограниченного режима генерации в квазинепрерывный или непрерывный столкновительный принципиальное значение приобретает вопрос о максимальной длительности импульса генерации на самоограниченном переходе τ_{max} . Критерием перевода в столкновительный режим генерации является условие, что полученная длительность импульса генерации больше τ_{max} .

В работе [98] полагалось, что $\tau_{max} \leq 0.5A_{rm}^{-1}$, где A_{rm} - вероятность излучения на лазерном переходе. Позднее при предметном анализе в работе [118] было показано, что при линейном во времени нарастании мощности импульса накачки

$$\tau_{max} \leq 2A_{rm}^{-1}, \quad (5.1)$$

Анализ в приближении прямоугольного импульса накачки привел авторов [16, 119] к величине максимальной длительности импульса генерации:

$$\tau_{max} \leq 1.6A_{rm}^{-1}, \quad (5.2)$$

Соотношения (5.1, 5.2) получены для случая, когда единственным каналом девозбуждения верхнего (резонансного) состояния (РС) является его радиационный распад по рабочему переходу, а единственным каналом заселения нижнего (метастабильного) состояния (МС) является оптический переход с РС. Можно показать, что в этих условиях эффективность генерации η равна квантовой эффективности η_q . В действительности для лазеров на самоограниченных переходах $\eta \ll \eta_q$ [16, 19, 120], а $\tau_{max} \ll A_{rm}^{-1} = \tau_{sp}$ [16, 19, 118, 120, 121], где τ_{sp} - спонтанное время жизни РС относительно лазерного перехода. Поэтому критерии (5.1, 5.2) не применимы в приложении к реальным средам.

Механизмы, уменьшающие длительность генерации по сравнению с результатом (5.1), рассмотрены в работе [122]. В ней показано, что τ_{max} значительно сокращается при учете распада РС в ОС, а также подзаселения электронами нижних МС. Особенностью гелия как активной среды является то, что состояния $He(k^1P_1^0)$ с $k > 2$ также эффективно заселяются электронами [65, 123]. Поскольку они быстро распадаются в МС $He(2^1S_0)$ (рис. 5.1), то помимо прямого возбуждения МС

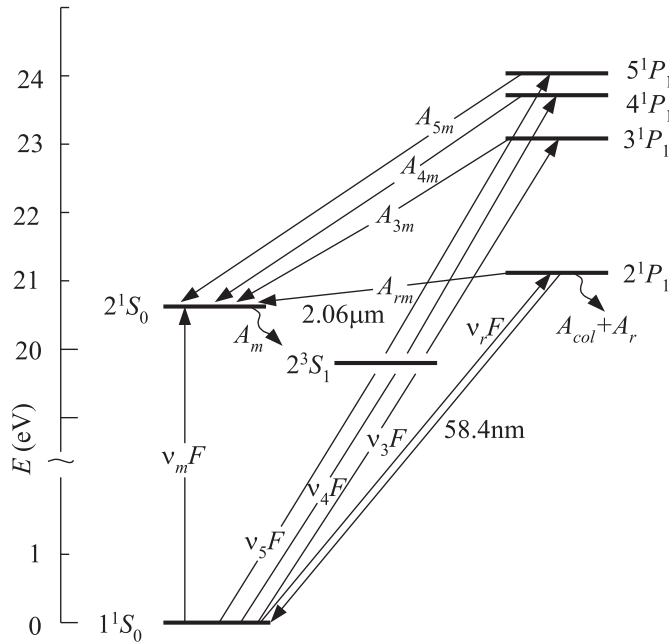


Рис. 5.1. Схема уровней гелия и процессов, участвующих в рассмотрении (ν_i - относительные частоты ионизации и возбуждения для ЭП, F - скорость накачки в актах в расчете на один атом He)

электронами от ЭП в уравнение для населенности МС необходимо включать процессы заселения $He(2^1S_0)$ через спонтанное излучение с уровней $He(k^1P_1^0)$. В результате система уравнений, описывающая заселение РС и МС на фронте импульса накачки (т.е. при условии $n_0 \gg n_r \sim n_m \sim n_k$) записывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_i &= n_0 \nu_i F, \\
 \dot{n}_k &= n_0 \nu_k F - n_k A_{km}, \\
 \dot{n}_r &= n_0 \nu_r F - n_r A_\Sigma, \\
 \dot{n}_m &= n_0 \nu_m F + n_r A_{rm} + \sum_{k=3}^5 n_k A_{km} - n_m A_m
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

где n_0 , n_r , n_m - населенности ОС, РС и МС соответственно; n_k ($k=3,4,5$) - населенности состояний $k^1P_1^0$; A_{km} - вероятности переходов $He(k^1P_1^0 - 2^1S_0)$ [91]; $A_\Sigma = A_{km} + A_r + A_{col}$; $A_r = 1.06 \cdot 10^6 \sqrt{d} = 0.58 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ - вероятность выхода резонансного излучения из центра трубки [122, 124] (здесь $d = 3.3 \text{ см}$ - диаметр кюветы); A_{col} и A_m - вероятности безизлучательных переходов с РС и МС; F - скорость накачки в актах в расчете на один атом He ; $\nu_{i,m,k,r}$ - относительные частоты ионизации и возбуждения для ЭП кэВ - энергий, взятые из [65] (таблица 5.1). Начальными условиями полагаем $n_l(t=0) = 0, l = i, m, k, r$.

l	состояние	ν_l , [65]	$A_{lm}, 10^6, \text{ s}^{-1}$ [91]
i	$He^+(^2S_{1/2})$	1	-
m	$He(2^1S)$	0.055	-
r	$He(2^1P)$	0.35	1.99
$k=3$	$He(3^1P)$	0.11	13.4
$k=4$	$He(4^1P)$	0.044	6.93
$k=5$	$He(5^1P)$	0.022	3.92

Таблица 5.1. Уровни гелия, учитываемые при расчете максимальной длительности лазерной генерации. ν_l - относительные скорости ионизации и возбуждения, A_{lm} - вероятности переходов с резонансных состояний в состояние $He(2^1S_0)$

При расчете предполагалось, что, во-первых, при накачке электронным пучком состояний с квантовым числом $3 \dots 5$ возбуждается в основном в синглетное резонансное состояние. Это позволило воспользоваться данными работы [65], где для уровней $3 \dots 5$ приведены суммарные характеристики возбуждения. Во-вторых, переходы с триплетных состояний на $He(2^1S_0)$ слабые и не заселяют его. В-третьих, предполагалось, что в разряде с чистым гелием при невысоких уровнях накачки плазменных электронов мало и электронным девозбуждением рабочих уровней можно пренебречь. Поэтому в чистом гелии в системе (5.3) полагаем $A_{col} = A_m = 0$.

При линейном во времени нарастании импульса накачки, $F = F_0 t$, и при условии, что $n_0 \gg n_r \sim n_m$, $A_{col} = A_m = 0$ (что соответствует случаю чистого гелия), населенности состояний определяются из решения системы (5.3):

$$\begin{aligned}
 n_k &= \frac{n_0 \nu_k F_0}{A_{km}} \left(t - \frac{1}{A_{km}} (1 - e^{A_{km}t}) \right), \\
 n_r &= \frac{n_0 \nu_r F_0}{A_\Sigma} \left(t - \frac{1}{A_\Sigma} (1 - e^{-A_\Sigma t}) \right), \\
 n_m &= n_0 F_0 \left\{ \nu_m \frac{t^2}{2} + \nu_r \frac{A_{rm}}{A_\Sigma} \left(\frac{1}{A_\Sigma^2} + \frac{t^2}{2} - \frac{t}{A_\Sigma} - \frac{e^{-A_\Sigma t}}{A_\Sigma^2} \right) + \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{k=3}^5 \nu_k \left(\frac{1}{A_{km}^2} + \frac{t^2}{2} - \frac{t}{A_{km}} - \frac{e^{-A_{km}t}}{A_{km}^2} \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

В приближении насыщенной мощности [125], когда длительность генерации лазера на самоограниченном переходе максимальна, она прекращается при выравнивании скоростей заселения РС и МС, т.е.

$$\frac{\dot{n}_r}{g_r} = \frac{\dot{n}_m}{g_m}, \tag{5.5}$$

Исходя из условия (5.5) и системы (5.4) находим уравнение, из которого определяется длительность генерации в чистом гелии ($A_{col} = A_m = 0$) при $F = F_0 t$:

$$\frac{g_m}{g_r} \frac{\nu_r}{A_\Sigma} (1 - e^{-A_\Sigma t}) = \nu_m t + \frac{\nu_r A_{rm}}{A_\Sigma} \left(t - \frac{1}{A_\Sigma} (1 - e^{-A_\Sigma t}) \right) + \sum_{k=3}^5 \nu_k \left(t - \frac{1}{A_{km}} (1 - e^{-A_{km}t}) \right), \tag{5.6}$$

Максимальная длительность генерации, вычисленная из уравнения (5.6), равна $\tau_{max} = 50$ ns.

При том же условии $A_{col} = A_m = 0$, но в случае постоянном во времени импульсе накачки $F = F_0$, из решения систем (5.3, 5.5) получим $\tau_{max} = 24$ ns. Отметим, что если пренебречь рекомбинационным заселением МС 2^1S_0 с уровней $k^1P_1^0$ при $k = 3 \dots 5$, т.е. не учитывать слагаемое $\sum_{k=3}^5 n_k A_{km}$ для $\dot{n}_m$ в системе (5.3), получим $\tau_{max} = 67$ ns в случае $F = F_0$ и 140 ns в случае $F = F_0 t$.

Если состояние $He(2^1S_0)$ релаксирует со скоростью A_m , сравнимой с вероятностью перехода A_{rm} , и если осуществляется столкновительное девозбуждение состояния $He(2^1P_1^0)$ с вероятностью A_{col} , то уравнение для длительности генерации принимает вид:

а) при линейном во времени нарастании импульса накачки, $F = F_0 t$:

$$\begin{aligned}
 \frac{g_m}{g_r} \frac{\nu_r}{A_\Sigma} (1 - e^{-A_\Sigma t}) &= \frac{\nu_m}{A_m} (1 - e^{-A_m t}) + \frac{\nu_r A_{rm}}{A_\Sigma} \left(\frac{1}{A_m} - \frac{e^{-A_\Sigma t}}{A_\Sigma - A_m} - \frac{A_\Sigma e^{-A_m t}}{A_m (A_\Sigma - A_m)} \right) + \\
 &+ \sum_{k=3}^5 \nu_k \left(\frac{1}{A_m} + \frac{e^{-A_{km}t} t}{A_{km} - A_m} - \frac{A_{km} e^{-A_m t}}{A_m (A_{km} - A_m)} \right),
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

b) при постоянном во времени импульсе накачки, $F = F_0$:

$$\frac{g_m}{g_r} \nu_r e^{-A_\Sigma t} = \nu_m e^{-A_m t} + \nu_r \frac{A_{rm}}{A_\Sigma - A_m} (e^{-A_m t} - e^{-A_\Sigma t}) + \sum_{k=3}^5 \nu_k \left(\frac{A_{km}}{A_{km} - A_m} + (e^{-A_m t} - e^{-A_{km} t}) \right), \quad (5.8)$$

Если вероятности безизлучательных переходов состояний $He(2_1P_1^0)$ и $He(2^1S_0)$ равны, т.е. $A_{col} = A_m$, то суммарная скорость девозбуждения $He(2_1P_1^0)$ становится равной $A_\Sigma = A_{rm} + A_r + A_{col} = A_{rm} + A_r + A_m$.

В случае электронного девозбуждения $A_m = k_e^m n_e^{pl}$, $A_{col} = k_e^r n_e^{pl}$ где n_e^{pl} - концентрация плазменных электронов. При расчете полагалось, что электроны, участвующие в девозбуждении, термализуются по Максвелловскому распределению по энергиям при электронной температуре $T_e \simeq 0.15$ eV [126]. Константа электронного девозбуждения МС $He(2^1S_0)$ в состояние $He(2^3S_1)$, полученная из данных по сечениям процессов работы [73] при $T_e = 0.15$ eV, чрезвычайно велика $k_e^m = 4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Константа девозбуждения по рабочему переходу $He(2_1P_1^0 - 2^1S_0)$, вычисленная из данных по сечению возбуждения на переходе $He(2^1S_0 - 2_1P_1^0)$ [73], на порядок меньше и составляет при $T_e = 0.15$ eV $k_e^r = 2.3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

На рис.5.2, как результат решения системы (5.3) приведены зависимости τ_{max} от n_e^{pl} и скорости релаксации МС в соударениях с молекулами для разных условий: - при возбуждении прямоугольными импульсами (зависимости 1,2); - при линейно нарастающей во времени мощностью накачки (3,4,5). Видно, что в случае $F = F_0 t$ при $n_e^{pl} = 3.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_{max} \rightarrow \infty$ (кривая 1), т.е. реализуется квазинепрерывный режим генерации. При постоянной накачке генерация переходит в этот режим при несколько большей концентрации плазменных электронов $n_e^{pl} = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (кривая 2). При тушении МС молекулами и пренебрежении тушением РС также может реализоваться режим квазинепрерывной генерации, что видно из зависимости длительности импульса генерации от величины A_m (кривые 3,4). В случае равных скоростях девозбуждения рабочих состояний $He(2_1P_1^0)$ и $He(2^1S_0)$ в столкновениях с молекулами, т.е. при $A_{col} = A_m$, максимальная длительность генерации не зависит от A_m (кривая 5) и режим столкновительной генерации не реализуется.

5.2 Реализация квазинепрерывной генерации и обсуждение ее механизма

5.2.1 Механизмы восстановления генерации во втором импульсе

Исследования He - лазера в режиме сдвоенных импульсов, описанные в разделе sec:2pulses, показали, что в смесях $He - NH_3$ и $He - H_2O$ амплитуда генерации излучения во втором импульсе не зависит от задержки между импульсами вплоть до

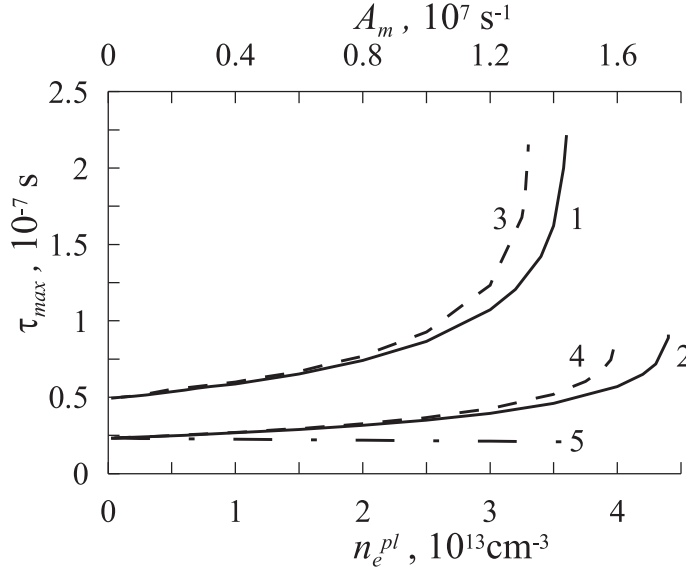


Рис. 5.2. Максимальная длительность генерации излучения τ_{max} в зависимости от концентрации плазменных электронов n_e^{pl} с учетом электронного девозбуждения лазерных уровней (кривые 1, 2) и в зависимости от скорости девозбуждения $He(2^1S_0)$ A_m (кривые 3-5) в отсутствии тушения РС (кривые 3, 4) и при $A_{col} = A_m$ (5). Кривые 1 и 3 вычислены при линейной от времени скорости нарастания накачки ($F = F_0 t$), кривые 2, 4, 5 - при прямоугольном импульсе накачки ($F = F_0$)

их слияния. Это говорит о возможности получения квазинепрерывной генерации в данных смесях, что будет показано ниже. Используя результаты моделирования (раздел 5.1) и измерения констант девозбуждения $He(2^1S_0)$ (раздел 4.2.2), можно интерпретировать результаты эксперимента в режиме сдвоенных импульсов.

Как уже упоминалось в разделе (3.3), восстановление генерации в лазерах на самоограниченных переходах при их накачке ЭП определяется скоростью релаксации МС. Наиболее быстрым процессом девозбуждения, как правило, является девозбуждение с соударениях с электронами [13]. Константа k_e^m для состояния $He(2^1S_0)$ чрезвычайно велика и превышает таковые для всех известных МС, являющихся нижним рабочим уровнем [13]. Однако восстановление генерации во втором импульсе в чистом He протекает значительно медленнее, чем, например, для лазера на парах свинца, $\lambda = 722.9 \text{ nm}$ [81], для которого $\Delta t_1 = 0.45 \mu\text{s}$ и $\Delta t_2 = 1.6 \mu\text{s}$. Особенностью He - лазера является незначительное энергетическое расстояние между состояниями $He(2^1S_0)$ и $He(2^3S_1)$ $\Delta E \sim 0.66 \text{ eV}$. Состояние 2^3S_1 сравнительно медленно девозбуждается электронами ($k_e(2^3S_1) = 4.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, [95]), что способствует накоплению атомов $He(2^3S_1)$ в послеимпульсном периоде. Скорость охлаждения плазменных электронов в упругих соударениях с атомами He $A_{eHe} = \langle \sigma_e v_e \rangle n_{He} m_e / m_{He} = 1.24 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ (для $T_e = 1 \text{ eV}$) невелика и поэтому

их эффективная температура в ближнем послесвечении $T_e > 0.1 \text{ eV}$, характерной для стационарной T_e в пучковой He плазме [127] (σ_e - сечение упругих соударений электронов с He ; v_e и m_e - скорость и масса электрона; m_{He} - масса атома He). В результате МС состояния He релаксируют в ближнем послесвечении как единое целое, что и обуславливает сравнительно медленное восстановление генерации во втором импульсе и независимость скорости ее восстановления от n_e .

Введение молекулярных примесей ускоряет все три процесса, влияющих на релаксацию $He(2^1S_0)$. Во-первых, в результате большого сечения упругих соударений электронов с молекулами [79, 128] и возбуждения колебательных состояний молекул ускоряется охлаждение электронов. Во-вторых, появляется дополнительный канал эффективного девозбуждения $He(2^3S_1)$ [33], что также снижает населенность $He(2^1S_0)$. В-третьих, состояние $He(2^1S_0)$ быстро девозбуждается непосредственно в соударениях с молекулами (табл.4.2). Однако скорости этих процессов, прежде всего первого, значительно различаются для разных сортов газов. Возбуждение колебательных состояний молекул при $T_e > 0.5 \text{ eV}$ существенно увеличивает скорость охлаждения электронов. Однако накопление молекул на колебательных уровнях при низких T_e , наоборот, замедляет скорость охлаждения электронов вследствие передачи электронам энергии при столкновениях с молекулами. В этом случае в критическом для He лазера интервале T_e скорость охлаждения электронов определяется скоростью релаксации колебательных состояний во взаимных соударениях молекул ($V - T$ релаксация), что оказывает решающее влияние на восстановление генерации во втором импульсе. Скорость VT -реакций возрастает в ряду димеры - слабополярные трехатомные молекулы - полярные молекулы [129–132], что и позволяет сблизить импульсы генерации вплоть до их слияния в смесях с H_2O .

5.2.2 Исследование параметров генерации в режиме возбуждения длинными импульсами

На рис.5.3 приведены осциллограммы импульсов накачки и генерации при возбуждении лазера на чистом He длинным импульсом. Для всех исследованных условий (давление гелия 6...50 Торг, ток ЭП от 0.16 до 2.34 кА, U от 2.4 до 6.2 кВ) наибольшая длительность генерации составила 50 ns по основанию со статистической погрешностью 3 ns. Такая же максимальная длительность генерации реализуется в смесях He с H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 и N_2O вплоть до давления примеси, при которой генерация еще существует. Совершенно по-другому ведет себя генерация в смесях He с H_2O и NH_3 . Введение примеси до 0.6 Торг для H_2O и до 1.3 Торг для NH_3 при $p_{He} = 6$ Торг приводит к увеличению мощности и энергии (в смесях с H_2O до 33 раз) и росту длительности генерации за счёт удлинения заднего фронта

(рис.5.4, осциллограммы 1-4).

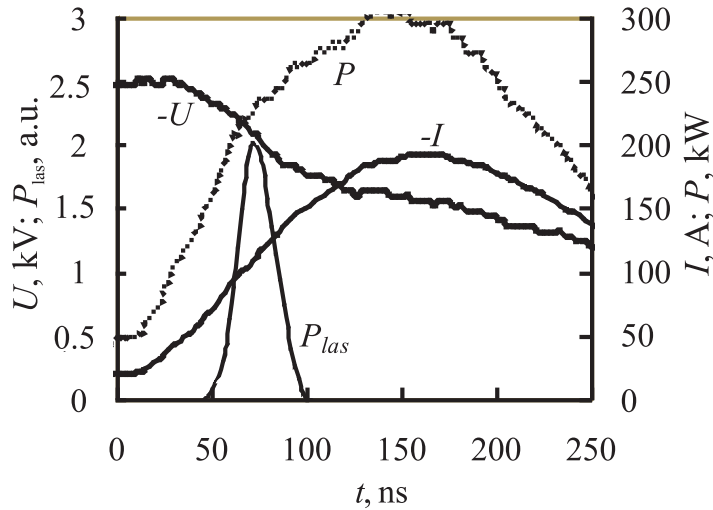


Рис. 5.3. Осциллограммы напряжения U , тока разряда I , и импульса генерации излучения P_{las} при $p_{He}=12$ Торг

При возбуждении прямоугольными импульсами характер генерации зависит не только от давления молекулярной примеси p_{mol} , но и от мощности накачки P (рис. 5.5). Максимально достигаемая мощность накачки P , в свою очередь, зависит от длительности и ограничена возникновением неустойчивости генерации ЭП выше определенной мощности. Например, в смеси $p_{He}=6$ Торг, $p_{H_2O}=1.3$ Торг при длительности мощности накачки на полувысоте $\tau = 280$ ns $P=480$ kW, при $\tau=500$ ns $P=150$ kW и при $\tau=680$ ns $P=72$ kW.

При больших давлениях p_{H_2O} и малых мощностях накачки генерация не имеет переднего пика, возникает со значительной задержкой относительно начала импульса тока. С добавками H_2O и NH_3 генерация возникает при значительно меньших мощностях накачки по сравнению с чистым гелием. Например, в смеси с $p_{He}=6$ Торг, $p_{H_2O}=1$ Торг генерация возникает при напряжении в максимуме тока, равном $U=1.08$ kV, и токе $I=100$ А, в то время, как в чистом гелии пороговые для возникновения генерации значения $U=2.4$ kV, и токе $I=180$ А. Оптимальный диапазон работы по давлению гелия с добавлением примеси смещается в сторону более низких p_{He} . Генерация на $\lambda = 2.056 \mu m$ наблюдается в смеси $p_{He}=0.7$ Торг, $p_{H_2O}=0.7$ Торг, тогда как в чистом гелии минимальное рабочее давление равно $p_{He}=6$ Торг. Получение генерации в смесях с молекулярными примесями с давлениями гелия $p_{He} > 9$ Торг ограничено возникновением неустойчивости генерации ЭП.

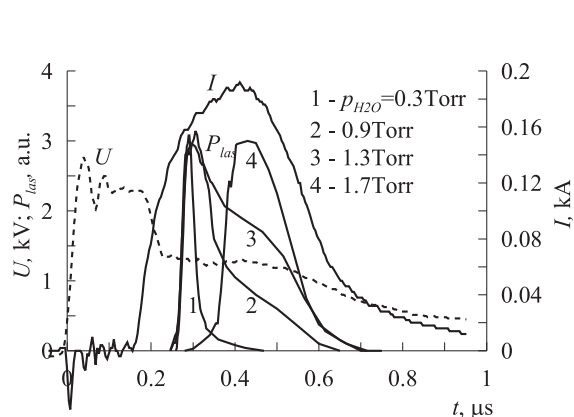


Рис. 5.4. Осциллограммы импульса генерации излучения P_{las} при различных давлениях паров воды, $p_{He} = 7$ Torr и постоянном напряжении U и токе разряда I

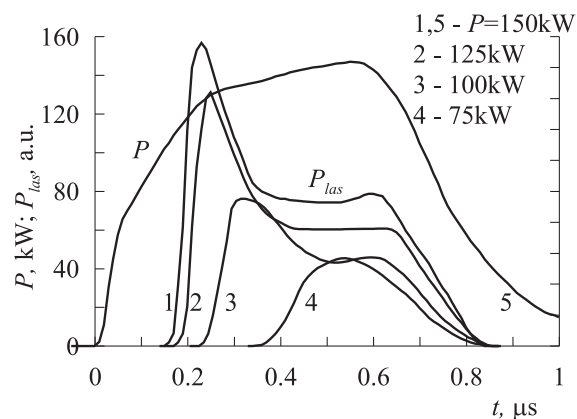


Рис. 5.5. Осциллограммы импульса генерации излучения P_{las} и мощности разряда P при $p_{He} = 6$ Torr, $p_{H_2O} = 0.9$ Torr. Осциллограммы генерации излучения приведены при различных P , амплитуды которых указаны на графике

5.2.3 Механизм квазинепрерывной столкновительной генерации

В условиях настоящей работы быстрая релаксация МС, как следует из предыдущего, реализуется в двух принципиально разных процессах: в соударениях с плазменными электронами и с тяжелыми частицами.

Однако в экспериментах в чистом He ни при каких условиях, вплоть до $n_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ не получено удлинение импульсов генерации. Две причины могут приводить к такому результату: а) - вследствие девозбуждения РС плазменными электронами; б) - вследствие медленного охлаждения плазменных электронов, приводящего к их высокой T_e и, соответственно, отсутствию состояния инверсии. Вычисленная из данных [73] скорость тушения РС электронами ($k = \langle \sigma v \rangle = 3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) и измеренная скорость восстановления генерации во втором импульсе (через $\sim 5 \mu\text{s}$, когда рекомбинационные процессы еще не привели к существенному падению n_e от предыдущего импульса) показывают, что процесс (а) не играет существенной роли. Следовательно, процесс (б), являющийся основным препятствием для быстрого восстановления генерации во втором импульсе, также ответственен за блокирование развития квазинепрерывной генерации.

С другой стороны, при накачке длинными прямоугольными импульсами в смесях с H_2O и NH_3 , генерация развивается со значительной задержкой t относительно приложения импульса мощности накачки (рис.5.5). Отсутствие генерации в период Δt_d можно объяснить тем, что скорость релаксации РС атомов в соударениях с молекулами обычно не ниже, чем скорость релаксации МС (см. на-

пример, [79, 133]). Для этого случая, т.е. когда $A_{col} \sim A_m$, состояние инверсии не может быть достигнуто [122]. В качестве примера графиком (5) на рис.5.2 показана зависимость τ_{max} как результат решения системы (5.3) при условии $A_{col} \simeq A_m$. И только подключение через время $\Delta\tau_d$ другого селективного процесса - тушение электронами - приводит к возникновению генерации. К моменту ее развития n_e , согласно решению системы (5.3), достигает величины $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что соответствует скорости девозбуждения $k_e(2^1S_0) \cdot n_e = 0.8 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. При величине $k_{H_2O} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ и концентрации $n_m = 10^{16} \text{ см}^3$ скорость $A_m = k_{H_2O} \cdot n_m \simeq 1.2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ и сопоставима со скоростью девозбуждения электронами. Таким образом, квазистационарная инверсия в *He* лазере реализуется при совместном действии двух универсальных механизмов девозбуждения нижнего рабочего состояния: плазменными электронами и молекулярными газами. Именно влияние плазменных электронов объясняет тот факт, что скорость девозбуждения МС $He(2^1S_0)$ примесями CO_2 и N_2O выше, чем NH_3 и H_2O , однако квазинепрерывная генерация в присутствии первых не возникает, и генерация во втором импульсе развивается позже вследствие сравнительно высокой температуры второго необходимого релаксанта - электронов.

Выводы к главе 5

В настоящей работе исследована генерация на переходе с $\lambda = 2.056 \mu\text{m}$ в гелии и смесях гелия с H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 , H_2O , NH_3 и N_2O при электронно-пучковом возбуждении как одиночными (с длительностью от 25...700 ns), так и сдвоенными импульсами. В чистом гелии получена типичная самоограниченная генерация, максимальная длительность которой равна 50 ns. Восстановление генерации во втором импульсе начинается при временном сдвиге более $1.25 \mu\text{s}$. Введение CO_2 , N_2O , NH_3 и H_2O увеличивает скорость релаксации населенностей метастабильного состояния $He(2^1S_0)$, уменьшает время восстановления генерации во втором импульсе вплоть до перекрытия импульсов генерации в смеси $He + H_2O$. При возбуждении импульсом длительностью $\sim 650 \text{ ns}$ в смесях гелия с NH_3 и H_2O получена генерация длительностью $\sim 600 \text{ ns}$, что свидетельствует о реализации столкновительного квазинепрерывного режима. Данный режим возможен при совокупном действии двух универсальных для состояний атомов механизмов девозбуждения нижнего рабочего состояния: плазменными электронами и молекулярными газами. Таким образом, осуществлён перевод генерации из самоограниченного в столкновительный режим новым методом, нереализованным ранее.

Глава 6

Накачка электронным пучком паро-газовых смесей с различными механизмами создания инверсии населенностей

6.1 Генерация на переходах иона таллия, накачиваемых в процессах перезарядки в смесях $Ne - Tl$ и $He - Tl$

При возбуждении электронным пучком большая часть энергии (50-60)% расходуется на ионизацию. Это свойство электронного пучка широко используется для получения генерации в УФ, видимом и ИК - диапазонах длин волн в разнообразных средах с широким кругом механизмов образования инверсии. Поэтому представляет определенный интерес исследование свойств лазеров, инверсия в которых достигается за счет явления квазирезонансной перезарядки. До настоящей работы имелось всего несколько сообщений о генерации на ионных переходах металлов, полученной в открытом разряде [9, 10, 56]. Целью настоящей работы является исследование возможности эффективного использования энергии ионов в процессах их перезарядки на атоме Tl .

Лазер на парах таллия является одним из наиболее эффективных импульсных лазеров при возбуждении ЭП, генерируемым в разряде с полым катодом [134–137]. В настоящей работе сообщается о исследовании генерации на переходах иона таллия в смесях $He - Tl$, $Ne - Tl$ при возбуждении быстрыми электронами, генерируемым в открытом разряде.

В работах [7, 135, 136] сообщается о генерации на ионных $F - D$ переходах таллия в смеси паров таллия с гелием [135], и с гораздо большей эффективностью - на $P - S$ - переходах $TlII$ - в смеси с неоном. В частности, на желтой линии $TlII$

с $\lambda = 595.95 \text{ nm}$ в импульсно-периодическом режиме в разряде с полым катодом импульсная и средняя мощность составила 27 W и 285 mW соответственно [134] и на несколько порядков превосходила мощность в непрерывном [135] и в квазинепрерывном [137] режимах.

6.1.1 Конструкция лазера

На рисунке 6.1 приведена схема кюветы высокотемпературного (до 1000°C) газового лазера, в том числе на парах металлов, с электронно-пучковым возбуждением.

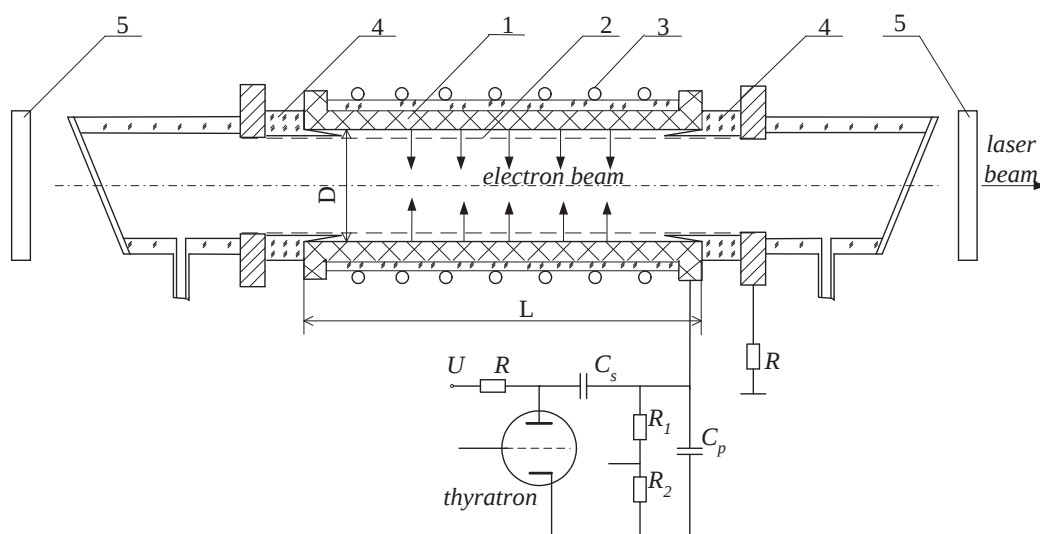


Рис. 6.1. Лазерная высокотемпературная кювета с открытым разрядом. 1 - катод, 2 - сетка - анод, 3 - внешняя печь, 4 - диэлектрик, 5 - зеркала. $L=50 \text{ cm}$, $D=5 \text{ cm}$.

Длина катода, определяющая длину рабочей зоны, высокотемпературной кюветы - 50 cm , диаметр катода равен 5 cm . Катод собран из отдельных цилиндрических элементов из карбида кремния длиной 3 cm . Элементы катода оптически притерты без склеивания и помещены в кварцевую трубу. Таким образом, температура работы кюветы ограничивается температурой 1000°C , до которой кварц остается механически прочным. Анод кюветы выполнен из молибденовой сетки диаметром 4.7 cm . Сетка высокотемпературной кюветы имеет меньшую прозрачность по сравнению с сеткой для низкотемпературной кюветы. При этом размер ячейки сохраняется малым относительно размера ускорительного зазора, что является принципиальным для реализации открытого разряда, поскольку препятствует провисанию электрического поля за сетку.

Высокотемпературная кювета перед тем, как в нее были помещены ячейки с таллием, была тщательно откачена и эксплуатировалась в разряде с благородными газами в квазинепрерывном режиме при наивысших значениях напряжения на

катоде и токах разряда как без нагрева, так и при нагреве внешним нагревателем до рабочих температур 800°C .

6.1.2 Экспериментальные данные

В смеси с гелием была получена генерация на переходе $TIII$ ($6f^3F_4^0 - 7d^3D_3$) с $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$, ранее реализованная в положительном столбе продольного разряда и в разряде с полым катодом [7].

В смеси с неоном получены генерации на следующих длинах волн: 1.922, 1.385, 0.595*, 0.695*, 0.707* μm . Знаком * отмечены известные линии генерации в смеси $Ne - Tl$ [7].

Диаграмма нижних синглетных и триплетных термов $TIII$ показана на рис. 6.2. В таблице 6.1 приведены силы осцилляторов и вероятности перехода некоторых длин волн $TIII$, вычисленные в настоящей работе в приближении Бейтса-Дамгаард [138] для одноэлектронного спектра TII .

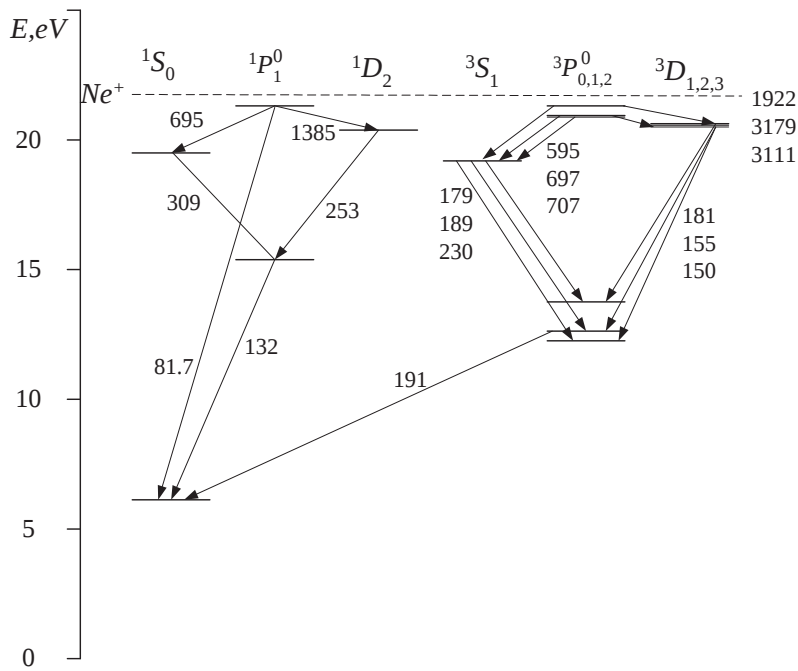


Рис. 6.2. Диаграмма нижних энергетических уровней иона таллия (цифры у стрелок - длина перехода, (nm)).

Механизмом накачки всех лазерных синглетных и триплетных $7p^{1,3}P - 7s^{1,3}S$ - переходов в смеси $Ne - Tl$ является перезарядка ионов буферного инертного газа ($Ne_0^+(^2S_{1/2})$) на атомах таллия [135]. Полное эффективное сечение перезарядки в смеси $Ne - Tl$ равно $3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$.

Условия возникновения генерации на различных ионных переходах в таллии отличаются. В частности, в смеси $Tl - Ne$ генерация с $\lambda = 595.1 \text{ nm}$ в селективном

λ nm	переходы $TlII$ ($i - k$)	$f(k - i)$	A_{ik} ($10^7 c^{-1}$)
1385	$7p^1P_1^0 - 6d^1D_2$	0.44	2.54
695.3	$7p^1P_1^0 - 7s^1S_0$	1.7	7.79
309.3	$7s^1S_0 - 6p^1P_1^0$	0.117	24.31
253.2	$6d^1D_2 - 6p^1P_1^0$	0.333	20.73
132.2	$6p^1P_1^0 - 6s^2S_0$	0.71	90.00
1922	$7p^3P_2^0 - 6d^3D_3$	0.4	1.01
595.1	$7p^3P_2^0 - 7s^3S_1$	1.6	18.01
181.5	$6d^3D_3 - 6p^3P_2^0$	0.011	1.54
189.3	$7s^3S_1 - 6p^3P_1^0$	0.008	1.48
155	$6d^3D_3 - 6p^3P_1^0$	0.017	1.97
190.9	$6p^3P_1^0 - 6s^2S_0$	1.3	79.02

Таблица 6.1. Длины волн λ , соответствующие им переходы иона таллия, сила осциллятора f , вероятность перехода A_{ik} , вычисленные в приближении Бейтса-Дамгаард для одноэлектронного спектра $TlII$.

резонаторе возникает уже при давлении таллия $p_{Tl}=0.012$ Торр. В неселективном резонаторе с зеркалами с алюминиевым покрытием генерация с $\lambda = 1.922 \mu m$ появляется при $p_{Tl}=0.12$ Торр, а с $\lambda = 1.385 \mu m$ - при еще большем давлении $p_{Tl}=0.3$ Торр. В то же время мощность генерации излучения в ИК спектре намного превышает мощность генерации в видимом диапазоне. В таблице 6.2 приведены энергии генерации в импульсе, определенные при частоте 150 Hz. Оптическая схема, в которой определялись энергетические параметры лазера, была следующей: излучение выводилось из неселективного резонатора, образованного зеркалами с алюминиевым покрытием с помощью кварцевой пластины, установленной под углом 45° к оптической оси. Регистрируемая мощность излучения, таким образом, составляла четверть от полной мощности излучения внутри резонатора.

На рис. 6.3 приведены осциллограммы напряжения на катоде, тока разряда и мощности генерации в триплетной и синглетной системе уровней иона таллия. Задержка между максимумами тока разряда и генерацией в триплетных переходах составляет $90 \dots 100$ ns, в синглетных - в два раза больше: 200 ns. Длительности импульса генерации в синглетных переходах различаются незначительно, в то время как для триплетных переходов различие в длительности существенно.

На рис. 6.4 приведены зависимости средней мощности генерации излучения P_{las} на $\lambda = 595$ nm от тока разряда и частоты следования импульсов. Из рис. 6.4 а) видно, что при реализованных токах разряда насыщения генерации лазерного излучения не происходит. Из рис. 6.4 б) видно, что зависимость мощности генерации от частоты линейная в исследуемом диапазоне частот $0.9 \dots 3.5$ kHz. На рис. пока-

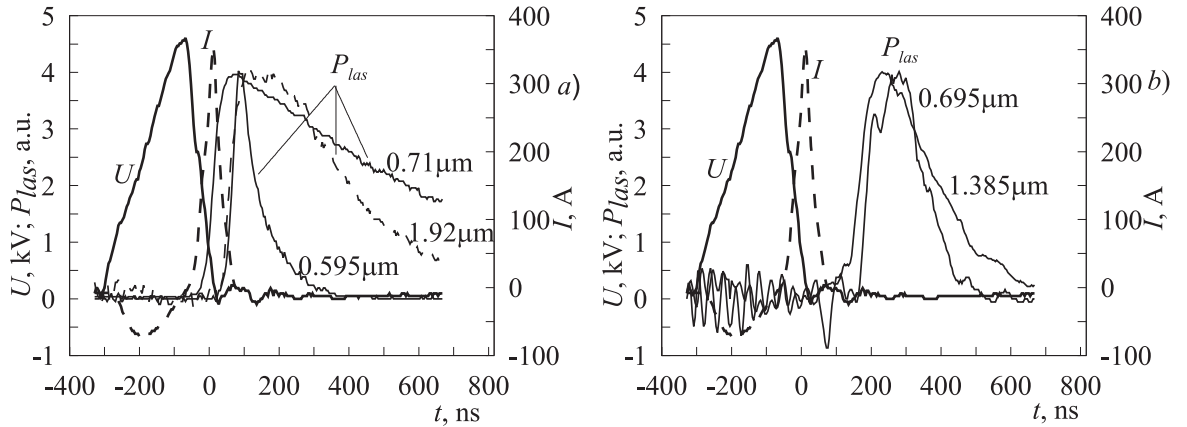


Рис. 6.3. Осциллограммы напряжения U , тока разряда I , мощности лазерной генерации P_{las} при $p_{Ne}=20$ Torr, $p_{Tl}=0.5$ Torr а) с уровнями $7p^3P_{0,2}^0$ и б) - с $7p^1P_1^0$.

заны зависимости от частоты при различных параметрах импульса возбуждения.

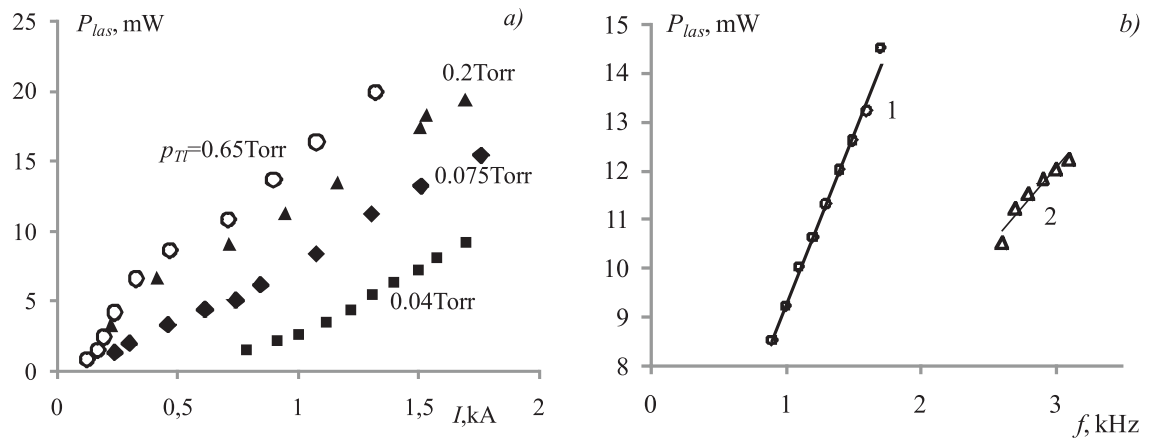


Рис. 6.4. Зависимость P_{las} на $\lambda = 595$ nm а) тока разряда. $p_{Ne} = 12$ Torr, $f=1$ kHz, б) от частоты повторения импульсов при $U=3.2$ kV, $I=0.86$ kA (1) и $U=2.64$ kV, $I=0.5$ kA (2). $p_{Ne} = 10$ Torr, $p_{Tl}=0.4$ Torr.

6.1.3 Механизмы образования инверсии населенностей и ограничения мощности генерации

Наибольшая мощность генерации получена на линии $\lambda = 1.922 \mu m$ (таблица 6.2). Оценим эффективность генерации. Число быстрых электронов, генерируемых в течение импульса:

$$n_{e-beam} = j \cdot \tau / e = 8.2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3},$$

где $j=0.34 \text{ A/cm}^3$ - плотность тока разряда (см. рис. 6.3), $\tau = 40 \text{ ns}$ - длительность импульса тока на полувывоте. При средней энергии электрона 2.5 keV , $p_{Ne} = 20 \text{ Torr}$, $T = 1000 \text{ K}$ в соответствии с данными работы [63], электрон при прохождении диаметра трубы $l = 5 \text{ cm}$ теряет энергию, равную

$$\gamma = 40 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 / g \cdot 32 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2} = 1.28 \text{ keV}.$$

Тогда число образованных ионов неона на пути движения электронов пучка, равно

$$n_{Ne} = \frac{n_{e-beam} \gamma}{\varepsilon_i(Ne)} \mu \eta \nu = 2.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

где $\varepsilon_i(Ne) = 21.5 \text{ eV}$ — энергия ионизации неона, $\mu = 0.85$ — прозрачность сетки, $\eta = 0.95$ — эффективность генерации ЭП, $\nu \simeq 0.6$ — доля ЭП, идущая на ионизацию. По данным работы [139] парциальный коэффициент перезарядки с Ne^+ уровня $TlII(7p^3P_2^0)$ равен $\xi = 0.4$. Число ионов $TlII(7p^3P_2^0)$, образованных в течение импульса накачки, составляет:

$$n_{7p^3P_2} = \xi n_{Ne} = 0.9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

Число фотонов, генерируемых в импульсе излучения на $\lambda = 1.922 \mu\text{m}$ равна

$$n_{ph} = w / (h\nu \cdot V) = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

Эффективность генерации излучения, определяемая как отношение числа фотонов к числу ионов таллия, прошедших через верхнее рабочее состояние, составит

$$\eta_{ph} = \frac{n_{ph}}{n_{7p^3P_2}} = 18\%$$

Аналогично вычисленные эффективности генерации для других длин волн сведены в таблицу 6.2. Видно, что эффективность генерации излучения в видимом диапазоне спектра намного меньше, чем на переходах в ИК диапазоне.

Оценим при какой разнице между населенностями рабочих уровней $\Delta n_{ik} = (n_i - n_k * g_i/g_k)$ для перехода $i - k \mapsto 7s^1S_0 - 6p^1P_1^0$ ($\lambda = 309.3 \text{ nm}$) вероятность этого перехода A_{309} сравняется с вероятностью A_{695} для $\lambda = 695.3 \text{ nm}$ за счет реабсорбции излучения. Изменение вероятности перехода определяет коэффициент ускользания g_{ik} : $A_{ik}^{final} = g_{ik} A_{ik}$. В цилиндрических координатах фактор ускользания имеет следующий вид [140]:

$$\begin{aligned} g_{ik} &= \frac{1.6}{k_{ik} r \sqrt{\pi \ln(k_{ik} r)}}, \\ k_{ik} &= \frac{1}{8\pi\sqrt{\pi}} \frac{A_{ik}}{v} \lambda^3 \left(n_i - \frac{g_i}{g_k} n_k \right), \end{aligned} \tag{6.1}$$

λ nm	переходы $TlII$	$w, 10^{-6} J$	ξ	$\eta_{ph}, \%$
1922	$7p^3P_2^0 - 6d^3D_3$	17.6	0.4	18
1385	$7p^1P_1^0 - 6d^1D_2$	5.2	0.28	6
595.1*	$7p^3P_2^0 - 7s^3S_1$	6.4	0.4	2
695.3*	$7p^1P_1^0 - 7s^1S_0$	1.6	0.28	1
707.4*	$7p^3P_0^0 - 7s^3S_1$	0.2	0.023	1

Таблица 6.2. Длины волн λ на которых получена генерация, соответствующие им переходы иона таллия, полная импульсная энергия излучения в резонаторе w , коэффициент перезарядки с Ne^+ верхних уровней рассмотренных переходов $TlII$ [139] ξ , вычисленные в разделе 6.1.3 эффективности генерации η_{ph} . Знаком * отмечены известные линии генерации в смеси $Ne - Tl$ [7].

где k_{ik} — коэффициент поглощения излучения при доплеровском уширении линии, $v = \sqrt{\frac{2kT_g}{m_{Tl}}} = 2.75 * 10^4$ cm/s — скорость иона таллия, $r = 2.4$ cm — радиус кюветы. Из условия $A_{309}^{final} = A_{695}$ получим $\Delta n_{309} = 2 * 10^{11}$ cm $^{-3}$. Для других переходов вычисленные Δn_{ik} сведены в таблицу 6.3.

λ nm (ik)	условие	Δn_{ik} cm $^{-3}$
309	$A_{695} = g_{309}A_{309}$	$2 * 10^{11}$
253	$A_{1385} = g_{253}A_{253}$	$8.5 * 10^{11}$
189	$A_{595} = g_{189}A_{189}$	$5.1 * 10^{12}$
155	$A_{1922} = g_{155}A_{155}$	$1.4 * 10^{13}$
132	$A_{695} = g_{132}A_{132}$	$1.8 * 10^{12}$

Таблица 6.3. Длины волн λ реабсорбированных переходов, вероятности которых становятся равными вероятностям вышерасположенных переходов при значениях Δn_{ik} .

Видно, что как для синглетных, так и для триплетных уровней для ИК линий вероятности выравниваются при больших Δn_{ik} по сравнению с линиями видимого диапазона. Таким образом, малая мощность генерации на линиях $\lambda = 595, 695$ nm по сравнению с генерацией на линиях $\lambda = 1385, 1922$ nm (табл. 6.2) объясняется тем, что реабсорбция излучения в системе нижних уровней увеличивает время жизни нижних уровней, тем самым ограничивая их время релаксации и соответственно реализуемую мощность генерации. В связи с этим для увеличения лазерной мощности на линиях видимого диапазона требуется расселение основного состояния иона таллия $6s^{21}S_0$, что может быть реализовано, например, с помощью перезарядки ионов таллия на атомах лития.

6.2 Квазинепрерывная генерация в смеси $He - Xe$ на переходе ксенона с $\lambda = 2.026 \mu m$

С целью изучения возможности получения генерации при накачке газов электронными пучками, полученными в открытом разряде с катодной полостью, были проведены эксперименты по возбуждению смеси $He - Xe$. Данная смесь была выбрана в качестве удобной тестовой среды аналогично работам [32–34, 141], где также исследовалась генерация на ксеноне с ЭП накачкой.

Схема используемой лазерной кюветы приведена на рис. 2.9. Параметры генерируемого в кювете ЭП в чистом гелии и в смеси гелий - ксенон описаны в разделе 2.3.4. Оптический резонатор образован двумя глухими алюминиевыми зеркалами. Излучение выводилось из резонатора с помощью проскопараллельной кварцевой пластины. В качестве фотодетектора использовался InSb - фотодиод (PD24-03) с максимальной спектральной чувствительностью в области $1.95 \dots 2.1 \mu m$ и быстродействием 4 ns, что позволило исследовать лазерную генерацию на линии ксенона с $\lambda = 2.026 \mu m$.

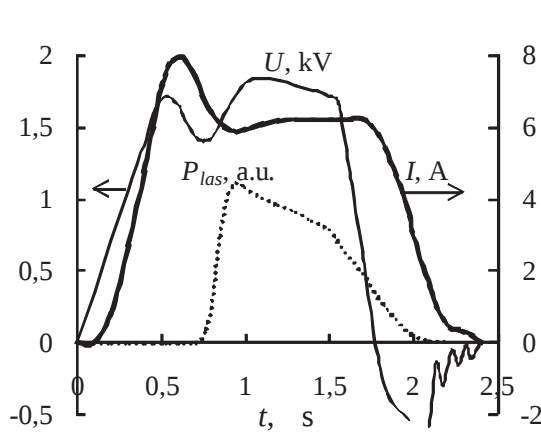


Рис. 6.5. Типичные осциллограммы напряжения на аноде U , тока разряда I и мощности лазерной генерации P_{las} . $p_{He} = 5 \text{ Torr}$; $p_{Xe} = 0.025 \text{ Torr}$.

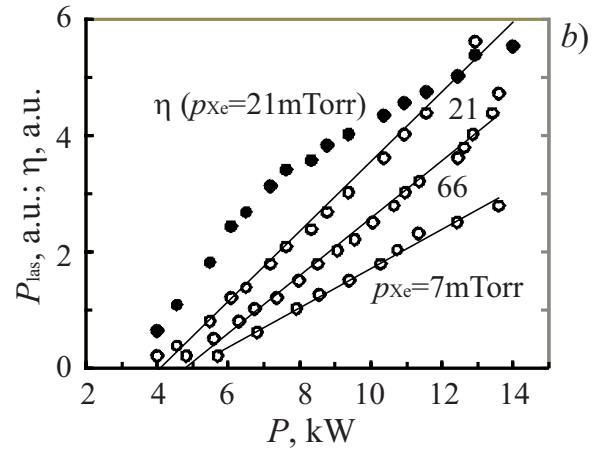


Рис. 6.6. Зависимости мощности лазерной генерации P_{las} и эффективности η от мощности разряда P в смеси $He - Xe$ при различных давлениях ксенона $p_{Xe} = 7$; 21; 66 mTorr.

В работе получена и исследована лазерная генерация на переходе ксенона $5d[3/2]_1^0 - 6p[3/2]_1$ с $\lambda = 2.026 \mu m$. Параметры генерации измерялись при давлениях гелия $p_{He} = 2 \dots 10 \text{ Torr}$ и ксенона $p_{Xe} = 3 \dots 110 \text{ mTorr}$ и напряжении на катоде до 2 kV. Типичные осциллограммы напряжения на катоде U , тока разряда I и мощности лазерного излучения на $\lambda = 2.026 \mu m$ в импульсе P_{las} показаны на рис. 6.5 ($p_{He} = 5 \text{ Torr}$, $p_{Xe} = 0.025 \text{ Torr}$, $f = 500 \text{ Hz}$). На осциллограмме напряжения и тока

первый пик длительностью $0.75 \mu s$ связан с зарядом паразитной емкости ($\sim 1 nF$) электрической цепи питания лазера, а ток и напряжение на разряде характеризует участок осциллограммы спустя $0.75 \mu s$ от начала импульса напряжения.

На рис. 6.6 представлены зависимости мощности генерации излучения P_{las} и эффективности лазерной генерации $\eta = P_{las}/P$ от мощности, вкладываемой в разряд $P = U * I$. Линейная зависимость $P_{las}(P)$ и увеличение η с ростом P во всем исследованном диапазоне указывает на то, что в экспериментах не достигнута оптимальная плотность тока ЭП, при которой реализуется максимальная мощность излучения. Соответственно, при исследуемых уровнях мощностей накачки пере-мешивание электронами уровней ксенона, ограничивающего рост генерации, не наступает. Поэтому при дальнейшем увеличении мощности разряда и тока можно ожидать возрастания КПД лазерной генерации.

На рис. 6.7 представлены зависимости $P_{las}(p_{He})$ и $I(p_{He})$ при $p_{Xe} = 20 mTorr$ и различных напряжениях. Мощность генерации зависит от тока пучка электронов. Поэтому оптимальное для лазерной генерации на переходе ксенона соотношение давлений в смеси определяется и совпадает с давлением, при котором ток разряда наибольший ($p_{Xe} = 20 mTorr$ и $p_{He} = 6 Torr$). Зависимость мощности излучения от

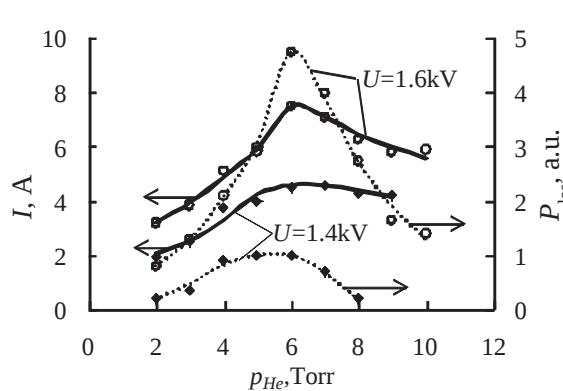


Рис. 6.7. Зависимости тока разряда I и мощности лазерной генерации в импульсе P_{las} от давления гелия в смеси $He - Xe$ при различных $U = 1.4; 1.6 kV$. $p_{Xe} = 0.02 Torr$.

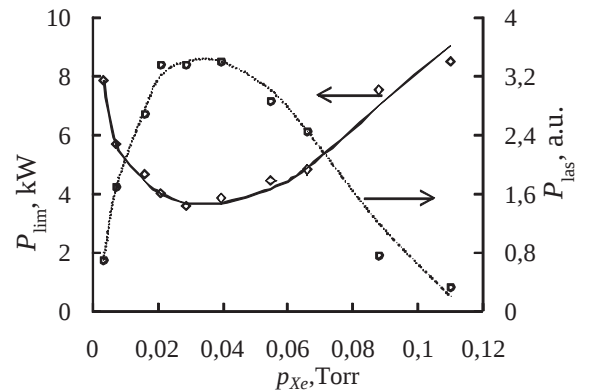


Рис. 6.8. Зависимость пороговой мощности разряда P_{lim} и мощности лазерной генерации P_{las} , при $P = 10 kW$. $p_{He} = 5 Torr$.

давления ксенона, как и от давления гелия, имеет экстремальный характер: при $p_e = 5 Torr$ оптимальное давление ксенона составляет $p_{Xe} = 20 \dots 60 mTorr$ (рис. 6.8). В этом же диапазоне значение пороговой мощности разряда, P_{lim} , при которой появляется генерация на линии ксенона $\lambda = 2.026 \mu m$, минимально. Значение пороговой мощности бралось при $P_{las} = 0.2 a.u.$ При уменьшении или увеличении p_{Xe} , пороговые напряжения и ток возрастают, а генерируемое при одинаковой мощности разряда лазерное излучение уменьшается. Для генерации оптимальным

соотношением концентраций в газовой смеси является $He : Xe = 99.5 : 0.5$.

На рис. 6.9 приведены зависимости импульсной P_{las} и средней $P_{las}^{av} = P_{las} \cdot f$ мощности генерации лазерного излучения от частоты следования импульсов накачки. При изменении частоты от $f = 100$ Hz до $f = 1250$ Hz, средняя мощность излучения увеличивается в 14 раз, достигая 95 mW. В свою очередь, зависимость импульсной мощности P_{las} от частоты носит экстремальный характер: после резкого возрастания энергии излучения при увеличении частоты до $f = 200$ Hz, при $f \geq 300$ Hz следует постепенное уменьшение значения P_{las} .

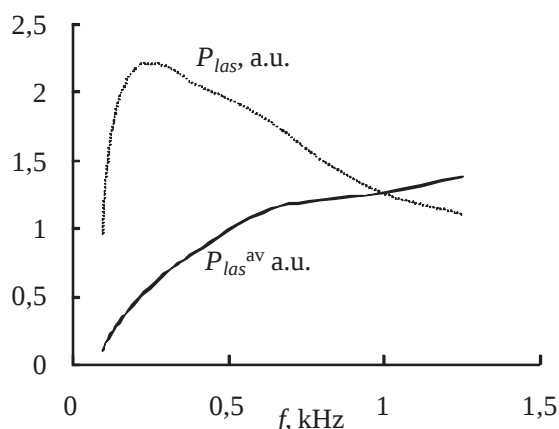


Рис. 6.9. Зависимость импульсной P_{las} и средней P_{las}^{av} мощности лазерного излучения от частоты следования импульсов накачки f .

КПД генерации, определяемый как отношение мощности излучения к мощности разряда, составляет $\sim 1\%$ при частоте $f = 1250$ Hz и $\sim 2\%$ при $f = 250$ Hz, когда энергия в импульсе максимальна (рис. 6.9).

Выводы к главе 6

Исследован механизм создания инверсии населенностей на переходах иона таллия в смесях $Tl - He$, $Tl - Ne$ при возбуждении электронным пучком, генерируемым в открытом разряде в кювете большого объема ($L = 50$ cm, $D = 5$ cm). Получены генерации на нескольких длинах волн в данных газовых смесях, в том числе на новых длинах волн в инфракрасной области спектра: $1.92 \mu\text{m}$, $1.395 \mu\text{m}$ в смеси $Ne - Tl$. Продемонстрирована линейная зависимость мощности генерации от частоты в исследуемом диапазоне $0.9 \dots 3.5$ kHz и отсутствие насыщения мощности генерации от тока разряда на длине волны $\lambda(Tl \text{ II}) = 595$ nm в смеси неон-таллий. Показано, что мощность генерации для видимого излучения намного меньше мощности для ИК-линий из-за реабсорбции излучения в системе нижних уровней. Характеристики генерации свидетельствуют о перспективности использования от-

крытого разряда в качестве источника электронного пучка для накачки лазерных переходов, возбуждаемых в процессах перезарядки.

Получена и исследована квазинепрерывная генерация на переходе атома ксенона с $\lambda = 2.026 \mu\text{m}$ при электронно-пучковом возбуждении. Наибольшая импульсная мощность излучения при одинаковой мощности накачки реализуется при соотношении концентраций в газовой смеси $p_{He}: p_{Xe}=99.5:0.5$ ($p_{He} = 4 \dots 8 \text{ Torr}$) (рис.6.8), когда пороговая мощность минимальна. Такая же величина наилучшего соотношения давлений наблюдалась и в плотных газах при давлениях буферного газа $1 \dots 3 \text{ atm.}$ [142]. Зависимость мощности излучения от мощности $P_{las}(P)$ в исследуемом диапазоне параметров линейна при напряжении до $U=2 \text{ kV}$ и токе разряда до $I=10 \text{ A}$. Наибольшая достигнутая мощность импульсной генерации при оптимальных условиях превышает 100 W при практической эффективности до 2% . По-видимому, применение более высокодобротного резонатора позволит увеличить как импульсную, так и среднюю мощность генерации.

Заклучение

Основные результаты работы

1. Реализован новый тип тлеющего разряда — широкоапертурный тлеющий разряд, генерирующий электронный пучок с эффективностью, близкой к 100%, в кювете с простой геометрией, где выполнено условие $d \gg l > l_n$ (d — диаметр катода, l — расстояние между катодом и сетчатым анодом, l_n — длина катодного падения потенциала в нормальном тлеющем разряде). Высокая эффективность генерации электронного пучка обусловлена фотоэмиссионной природой разряда. Достигнутый уровень мощности электронного пучка и диапазон рабочих давлений в квазинепрерывном тлеющем разряде позволяют применять его для накачки газовых лазеров.

2. Показано, что при использовании катодов из SiC в открытом разряде можно получать устойчивую генерацию мощных электронных пучков с высокой частотой следования. В проведенных исследованиях гелиевого лазера энергия генерации излучения не уменьшалась вплоть до частоты следования импульсов накачки 10 kHz, а достигнутая эффективность лазера составила 16% от квантовой. Эти результаты подтверждают перспективность использования электронного пучка, генерируемого в открытом разряде, для накачки лазеров на самоограниченных переходах.

3. Показано, что скорость тушения метастабильного уровня гелия $He(2^1S_0)$ при добавлении молекулярной примеси увеличивается за счет двух механизмов: во-первых, непосредственно в столкновениях $He(2^1S_0)$ с молекулами, во-вторых, за счет более эффективного электронного девозбуждения из-за охлаждения плазменных электронов в столкновениях с молекулами. Величину изменения скорости тушения определяет тип примеси. Наибольшее влияние оказывают полярные молекулы с большим дипольным моментом и высокой скоростью релаксации колебательных состояний NH_3 и H_2O .

4. Константы скоростей девозбуждения $He(2^1S_0)$ молекулами H_2O , NH_3 , N_2O , CO_2 равны соответственно $(1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$, $(0.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-9}$, $(1.9 \pm 0.2) \cdot 10^{-9}$, $(2.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$.

5. Реализована генерация лазерного излучения на нескольких линиях иона таллия в смесях $Ne - Tl$ при возбуждении электронным пучком, генерируемым в открытом разряде: $\lambda = 1.385, 1.922, 0.5951, 0.6953, 0.7074 \mu\text{m}$. Генерация с длинами волн $\lambda = 1.385 \mu\text{m}$ на переходе $TIII (7p^1P_1^0 - 6d^1D_2)$ и $\lambda = 1.922 \mu\text{m}$ на переходе $TIII (7p^3P_2^0 - 6d^3D_3)$ была получена впервые. Показано, что электронно-пучковое возбуждение эффективно для накачки лазеров на ионных переходах атомов.

6. Продемонстрирована масштабируемость открытого разряда с катодной полостью и устойчивость генерации электронного пучка в коаксиальной кювете боль-

шого объема ($V=6200\text{ см}^3$, $D=8.4\text{ см}$, $L=110\text{ см}$). Масштабируемость достигнута за счет увеличения числа ускорительных структур с катодной полостью. Результаты исследования лазерной генерации на атоме ксенона в смеси $He-Xe$ указывают на возможность использования открытого разряда с катодной полостью в качестве источника пучка электронов для возбуждения газовых лазеров.

Литература

- [1] Басов Н. Г., Александров А. Ю., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Мызников Ю. Ф., Рудой И. Г., Самарин А. Ю., Сорока А. М. *Эффективный квазинепрерывный лазер высокого давления на первой отрицательной системе азота* // Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, вып. 1, с. 39-42.
- [2] Бохан П. А. *Накачка газовых лазеров убегающими электронами, генерируемыми в открытом разряде* в Энциклопедии низкотемпературной плазмы. Под ред. В.Е.Фортова (М.: Физматлит, 2005, сер. Б, т.ХІ-4, с.316).
- [3] Батенин В.М.,Бучанов В.В.,Казарян М.А. и др. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов*, М.: Физматлит, 1998, 540с.
- [4] Бохан П.А., Закревский Дм.Э.,*Исследование механизма высокоэффективной генерации электронных пучков в пикселе плазменного дисплея на основе открытого разряда* // Физика плазмы, 2006, т. 32, № 9, с. 853-863.
- [5] Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. *Self-sustained photoelectron discharge* // Appl. Phys. Lett., 2002, v.81, No.14, p.2526-2528.
- [6] Бохан А. П., Бохан П. А., Закревский Д. Э. *Эффективная генерация электронных пучков в аномальном разряде с повышенной фотоэмиссией катода*, Письма в ЖТФ, 2003, т. 29, вып. 20, с. 81-87.
- [7] Иванов И. Г., Латуш Е. Л., Сэм М. Ф. *Ионные лазеры на парах металлов*, М.: Энергоатомиздат, 1990, 259с.
- [8] Бохан П.А., Сорокин А.Р. *Возбуждение лазера на парах свинца электронным пучком* // Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, вып. 10, с. 620-623.
- [9] Бохан П.А., Сорокин А.Р. *Сравнительное исследование частотно-энергетических характеристик лазеров на Ca^+ , Eu , Sr^+ при газоразрядном и электронно-пучковом возбуждении* // Квантовая электроника, 1990, т. 17, вып. 11, с. 1426-1427.

- [10] Bokhan P.A., Sorokin A.R. *Gas laser excitation by an electron beam formed at open discharge* // Optical and Quantum Electronics, 1991, v. 23, p. S523-S538.
- [11] Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould G. *Efficient pulsed gas discharge lasers* // IEEE J. Quantum Electronics, 1966, v. QE-2, № 9, p. 474-479.
- [12] Бохан П. А., Силантьев В. И., Соломонов В. И. *О механизме ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах меди* // Квантовая электроника, 1980, т. 7, с. 1264-1269.
- [13] Бохан П. А. *Механизм ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах бария* // Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 8, с. 1595-1602.
- [14] Бохан П. А., Закревский Д. Э. *О предельных частотах следования импульсов генерации в лазерах на парах меди* // ЖТФ, 1997, т. 67, № 5, с. 54-60.
- [15] Бохан П. А., Закревский Д. Э. *Влияние согласования генератора накачки с лазерной трубкой и условий накачки на релаксацию метастабильных состояний и частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди* // Квантовая электроника, 2002, т. 32, № 7, с. 602-608.
- [16] Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* // М.: Научная книга, 1998, 544с.
- [17] Arlantsev S. V., Borovich B. L., Buchanov V.V., Molodykh E. I., Yurchenko N. I. *On the prospects of using runaway electron beams generated in an open discharge for the pumping of metal-vapor lasers* // J. Russ. Las. Res., 1995, v. 16, № 2, p. 99-119.
- [18] Bokhan P. A., Molodykh E. I. In: *Pulsed metal vapour lasers* (Dortrecht, Kluwer Acad. Publ.) 1996, v. 5 p. 137.
- [19] Little C.E. *Metal Vapour Lasers* // Chichester: John Wiley Sons, 1999, 620p.
- [20] Dreicer. H. *Electron and ion runaway in a fully ionized gas I* // Phys. Rev., 1959, v.115, №2, p.238-249.
- [21] Королев Ю. Д., Месяц Г. А. *Физика импульсного разряда* // М.: Наука, 1991.
- [22] Гуревич А. В. *К теории убегающих электронов* // ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1296.

- [23] Hartmann P., Matsuo H., Ohtsuka Y., Fukao M., Kando M., Donko Z. *Heavy-particle hybrid simulation of a high-voltage glow discharge in helium* // Jpn. J. Appl. Phys., 2003, v. 42, № 6A, p. 3633-3640.
- [24] Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* // Долгопрудный: Интеллект, 2009, 736с.
- [25] Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Эмиссия электронов в условиях легирования поверхности катода быстрыми частицами рабочего газа* // ЖТФ, 2005, т. 75, вып. 9, с. 126-128.
- [26] Francel S., Highland V., T., Van Dyck O., Wales W. *Observation of X-rays from spark discharges in a spark chamber* // Nucl. Instr. Meth., 1966, v. 44, № 2, p. 345-348.
- [27] Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г. *Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии развития импульсного искрового разряда в воздухе* // ДАНН СССР, 1967, т.177, №1, с.72-73.
- [28] Noggle R. C., Krider E. P., Wayland J. R. *A search for X-ray from helium and air discharge at atmospheric pressure* // J. Appl. Phys., 1968, v. 39, № 10, p. 4746-4748.
- [29] Rocca J. J., Meyer J. D., Rarrel M. R., Collins G. J. *Glow-discharge-created electron beams, Cathode materials, electron beams designs and technological applications* // J. Appl. Phys., 1984, v. 56, № 3, p. 790-797.
- [30] Ульянов К. Н. *Убегание электронов и формирование пучков в тлеющих разрядах* // Теплофизика высоких температур, 2005, т. 43, № 5, с. 645
- [31] Бохан П. А., Сорокин А. Р. *Открытый разряд, генерирующий электронный пучок: механизм, свойства и использование для накачки лазеров среднего давления* // ЖТФ, 1985, т. 55, вып. 5, с. 88-95.
- [32] Бохан П. А., Сорокин А. Р. *Возбуждение газовых лазеров пучками убегających электронов* // Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, вып. 15, с. 947-950.
- [33] Колбычев Г. В., Самышкин Е. А. *Лазерная генерация в ксеноне при накачке импульсными пучками убегających электронов* // Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 2, с. 437-438.
- [34] Bokhan P.A., Sorokin A.R. *Optical and Quant. Electr.*, 23, 523 (1991)
- [35] Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н. *He-лазер с накачкой быстрыми электронами, генерируемыми в барьерном разряде* // Квантовая электроника, 2002, т. 32, № 8, с. 675-679.

- [36] Муратов Е. А., Рахимов А. Т., Суетин Н. В. *Широкоапертурный катодоллюминесцентный источник света на основе открытого разряда* // ЖТФ, 2004, т. 74, вып. 5, с. 121-124.
- [37] Ашурбеков Н. А., Иминов К. О., Кобзева В. С. и др. , Изв. ВУЗов. Физика, 4, 89 (2009)
- [38] Jiang Ch., Kuthi A., Gundersen M. A., Hartmann W. *Pseudospark electron beam as an excitation source for extreme ultraviolet generation* // Appl. Phys. Lett., 2005, v. 87, p. 131501-1-3.
- [39] Tarasenko V. F., Shunailov S. A., Shpak V. G., Kostyrua I. D. *Supershort electron beam from air filled diode at atmospheric pressure* // Laser and Particle Beams, 2005, v. 23, № 4, p. 545-551.
- [40] Тарасенко В. Ф., Костыря И. Д. *О формировании объемных наносекундных пучков убегających электронов и рентгеновского излучения в газах повышенного давления* // Изв. вузов. Физика, 2005, No. 12, p. 40-51.
- [41] Месяц Г.А., Королев Ю.Д. *Объемные разряды высокого давления в газовых лазерах* // УФН, 1986, т. 148, № 1, с. 101-122.
- [42] Бабич Л.П., Лойко Т.В. *Энергетические спектры и временные параметры убегających электронов при наносекундном пробое плотных газов* // ЖТФ, 1985, т. 55, № 5, с. 956-958.
- [43] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. *Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков* // УФН, 2004, т. 174, № 9, с. 953-971.
- [44] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. *Убегające электроны и генерация мощных субнаносекундных пучков электронов в плотных газах* // Труды Института общей физики им. А.М. Прохорова, 2007, т. 63, с. 7-63.
- [45] Janossy M., Rozsa K., Csillag L. and Bergou J. *New cw laser lines in a noble gas mixture high voltage hollow cathode discharge* // Phys. Lett. A, 1978, v. 68, is. 3-4, p. 317-318.
- [46] McClure G.W. *High-voltage glow discharges in D₂ gas. I. Diagnostic measurements* // Phys. Rev., 1961, v. 124, № 4, p. 969-982.
- [47] Яноши М., Рожа К., Чиллаг Л., Му Ле Тронг *ионные лазеры с полым катодом на смеси благородных газов* // Автометрия, 1984, №1, с. 45-50.

- [48] Schoenbach K. H., El-Habachi A., Shi W., Ciocca M. *High-pressure hollow cathode discharges* // Plasma Sources Sci. Technol., 1997, v. 6, p. 468-477.
- [49] Wenjie Fu, Yang Yan, Wenxu Li, Xiaoyun Li and Jianqiang Wu *A high current density plasma cathode electron gun* // Appl. Phys. Lett., 2010, v. 96, p. 071502-1...3.
- [50] Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J. *Electron beam pumped cw Hg ion laser* // Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, № 4, p. 300-302.
- [51] Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J. *Hollow cathode electron gun for the excitation of cw lasers* // Phys. Lett. A, 1982, v. 87, № 5 p. 237-239.
- [52] Бохан П. А., Колбычев Г. В. *Генерация интенсивных пучков убегających электронов* // Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, вып. 7, с. 418-421.
- [53] Бохан А. П., Бохан П. А. *Механизм эмиссии электронов в открытом разряде* // Письма в ЖТФ, 2001, т. 27, вып. 6, с. 7-12.
- [54] Клименко К. А., Королев Ю. Д. *Импульсный объемный разряд в коротких межэлектродных промежутках как источник ускоренных электронов* // ЖТФ, 1990, т. 60, вып. 9, с. 138-142.
- [55] Phelps A. V. *Abnormal glow discharges in Ar: experiments and models* // Plasma Sources Sci Techn., 2001, v. 10, № 2, p. 329-344.
- [56] Бохан П. А., Фадин Л. В. *Исследование процессов переноса возбуждения в ионе европия* // Опт. и спектр. 1982, т. 52, вып. 4, с. 626-629.
- [57] Бохан А. П., Бохан П. А. *Физические процессы в открытом разряде* // Оптика атмосферы и океана, 2002, т. 15, № 3, с. 216-226.
- [58] Bokhan P. A., Zakrevsky Dm. E. *Electron-beam generation in a wide-aperture open gas discharge: a comparative study for different inert gases* // Appl. Phys. Lett., 2010, v. 97, p. 091502-1...3.
- [59] Bokhan A. P., Bokhan P. A., Zacremsky D. E. // Appl. Phys. Lett., 2005, v. 86, p. 151503.
- [60] Baguer N., Bogaerts A. // J. Appl. Phys., 2005, v. 98, p. 033303.
- [61] Колбычев Г. В., Пташник И. В. *Расчет области сильного поля в открытом разряде* // Оптика атмосферы и океана, 2000, т. 13, вып. 3, с. 267-271.

- [62] Бохан П. А., Закревский Д. Э. *Условия и механизм получения высокоэффективной генерации электронных пучков в широкоапертурных источниках света на основе открытого разряда* // Физика плазмы, 2006, т. 32, № 7, с. 599-612.
- [63] La Verne Jay A., Mozumder A. *Range and range straggling of low-energy electrons in the rare gases* // J. Phys. Chem., 1985, v. 89, № 20, p. 4219-4222.
- [64] Helm H. J. *The cross section for symmetric charge exchange of He⁺ in He at energies between 0.3 and 8 eV* // J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1977, v. 10, № 18, p. 3683-3698.
- [65] Сыцко Ю. Н., Яковленко С. И. *Кинетика ионизации и возбуждения газа жестким источником* // Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 1, с. 63-71.
- [66] Бохан П. А., Закревский Д. Э. *Высокоэффективная генерация электронных пучков в открытом разряде* // Письма в ЖТФ, 2002, т. 28, вып. 2, с. 74-80.
- [67] Бохан П. А., Закревский Д. Э. *Механизм аномально высокой эффективности генерации электронного пучка в открытом разряде* // Письма в ЖТФ, 2002, т. 28, вып. 11, с. 21-27 (2002)
- [68] Bokhan A. P., Bokhan P. A., Zakrevsky D. E. *Peculiarities of electron emission from the cathode in an abnormal glow discharge* // Appl. Phys. Lett., 2005, v. 86, p. 151503-1...3.
- [69] Бохан П. А., Закревский Д. Э. *Состояние поверхности и эмиссия электронов с холодных катодов в вакууме и в тлеющем разряде в благородных газах* // ЖТФ, 2007, т. 77, вып. 1, с. 109-116.
- [70] Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. *Вторичная электронная эмиссия* // М.: Наука, 1969. 407с.
- [71] Грановский В. Л. *Электрический ток в газе* // М.: Наука, 1971, 544с.
- [72] de Heer F. J., Jansen R. H. J. *Total cross sections for electron scattering by He* // J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1977, v. 10, № 18, p. 3741-3758.
- [73] Fon W. C., Berrington K. A., Burke P. G. and Kingston A. E. *Total cross sections for electron excitation transitions between the 1¹S, 2³S, 2¹S, 2³P and 2¹P states of atomic helium* // J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1981, v. 14, № 16, p. 2921-2934.
- [74] Wang Q., Economou D. G., Donnelly V. M. *Simulation of a direct current microplasma discharge in helium at atmospheric pressure* // J. Appl. Phys., 2006, v. 100, is. 2, p. 023301-1...10.

- [75] Бохан П. А., Закревский Д. Э. *Особенности широкоапертурного тлеющего разряда в гелии* // Письма в ЖТФ, 2007, т. 33, вып. 19, с. 87-94.
- [76] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. *Механизм убегания электронов в газе и критерий зажигания самостоятельного разряда* // Письма в ЖТФ, 2003, т. 29, вып. 16, с. 54-62.
- [77] Исаев А. А., Ищенко П. И., Петраш Г. Г. *Сверхсветимость на переходах, оканчивающихся на метастабильных уровнях гелия и таллия* // Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, вып. 5, с. 619-622.
- [78] Schmeltkopf A.L., Fehsenfeld F.C. *De-excitation rate constants for helium metastable atoms with several atoms and molecules* // J. Chem. Phys., 1970, v. 53, № 8, p. 3173-3177.
- [79] *Справочник констант элементарных процессов с участием атомов, ионов, электронов, фотонов* // Под ред. А.Г. Жиглинского, С.-Пб: Изд-во С-ПБУ, 1994.
- [80] Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпухин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов - 2*. Т.2. М.: "Физматлит 2011, 616с.
- [81] Бохан П.А. *О механизме ограничения оптимальной частоты следования импульсов генерации в лазерах на самоограниченных переходах паров металлов* // Квантовая электроника, 1985, т. 12, № 5, с. 945-952.
- [82] Pouvesle J.M., Khacef A., Stevefelt J. et. al. // J. Chem. Phys., 1988, v. 88, № 5, p. 3061.
- [83] Lindinger W., Schmeltkopf A.L., Fehsenfeld F.C. *Temperature dependence of de-excitation rate constants of He(2^3S) by Ne, Ar, Xe, H₂, N₂, O₂, NH₃ and CO₂* // J. Chem. Phys., 1974, v. 61, № 7, p. 2890-2895.
- [84] Collins C.B., Lee F.W. // J. Chem. Phys., 1979, v. 70, № 3, p. 1275.
- [85] Ueno T., Yokoyama A., Takao S., Hatano Y. // J. Chem. Phys., 1980, v. 45, № 2, p. 261.
- [86] Kolzumi H., Ukai M., Tanaka Y., Shinsaka K., Hatano Y. *Temperature dependence of the deexcitation of He(2^3S) by atoms and molecules as studied by radiolysis method* // J. Chem. Phys., 1986, v. 85, № 4, p. 1931-1937.
- [87] Benton E.E., Fergusson E.E., Matsen F.A., Robertson W.W. *Cross sections for the de-excitation of helium metastable atoms by collisions with atoms* // Phys. Rev., 1962, v. 128, № 1, p. 206-209.

- [88] Sholette W.P., Muschlitz E.E. *Ionizing collisions of metastable helium atoms in gases* // J. Chem. Phys., 1962, v. 36, № 12, p. 3368-3373.
- [89] Ferguson E.E., Fersenfeld F.C., Schmeltekopf A.L. *Flowing afterglow measurements of ion-neutral reactions* // Adv. At. Mol. Phys., 1969, v. 5, p. 1-56.
- [90] Phelps A.V. *Role of molecular ions, metastable molecules, and resonance radiation in the breakdown of rare gases* // Phys. Rev., 1960, v. 117, is. 3, p. 619-632.
- [91] Wiese W.L., Fuhr J.R. *Accurate atomic transition probabilities for hydrogen, helium, and lithium* // J. Phys. Chem. Ref. Data, 2009, v. 38, № 3, p. 565-719.
- [92] Фриш С.Э. *Оптические спектры атомов* // М.: Изд-во Физ-мат лит. 1963, 640с.
- [93] Карлов Н.В. *Лекции по квантовой электронике* // М.: Наука, 1983, 320с.
- [94] Liu D.X., Bruggeman P., Iza F., and oth. // Plasma Source Sci. Technol. 2010. V.19. P.025018.
- [95] Deloche R., Monchicourt P., Cheret M. and Lambert F. *High-pressure helium afterglow at room temperature* // Phys. Rev. A., 1976, v.13, №3, p.1140-1176.
- [96] Физические величины: справочник, под редакцией И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. - М.: Энергоатомиздат, 1991 (Глава 17. Диффузия. с.375.)
- [97] Бутаева Ф.А., Фабрикант В.А. *Исследования по экспериментальной и теоретической физике. Памяти Г.С. Ландсберга* // М. : изд-во АН СССР, 1959. с. 62.
- [98] Bennett W.R. *Inversion mechanism in gas lasers* // Appl. Optics. Suppl., 1965, №1, 3-58.
- [99] Gould G. *Collisional lasers* // Appl. Optics. Suppl., 1965, №2. 59-64.
- [100] Тычинский В.П. *Мощные газовые лазеры* // УФН, 1967, т. 91, вып. 8, с. 389-424.
- [101] Петраш Г.Г. *Столкновительные лазеры на атомных переходах* // Квантовая электроника, 2009, т. 39, № 2, с. 111-124.
- [102] Eden Y..G., Readle Y.D. *Atomic alkali lasers pumped by photoexcitation of resonance line blue or red satellites and alkali-rare gas axcimer dissociation* // The 9th International Conference "Atomic and Molecular Pulsed Lasers / Abstracts, Tomsk, 2009, p. 120.

- [103] Дидюков А. И., Кулагин Ю. А., Шелепин Л. А. и Ярыгина В. Н. *Анализ скоростей процессов с участием молекул линглетного кислорода* // Квантовая электроника, 1989, т. 16, № 5, с. 892-904.
- [104] Hecht J. *PHOTONIC FRONTIERS: MILITARY LASERS: A new generation of laser weapons is born* // Laser Focus World, 2010, v. 46, is. 4, p. 36-41.
- [105] Bloembergen N., Patel C. K. N., Avizonis P., Clem R. G., Hertzberg A., Johnson T. H., Marshall T., Miller R. B., Morrow W. E., Salpeter E. E., Sessler A. M., Sullivan J. D., Wyant J. C., Yariv A., Zare R. N., Glass A. J., Hebel L. C., Pake G. E., May M. M., Panofsky W. K., Schawlow A. L., Townes C. H., and York H. (APS Study Group Participants, APS Council Review Committee) *Report to The American Physical Society of the study group on science and technology of directed energy weapons* // Rev. Mod. Phys., 1987, v. 59, is. 3, p. S1-S201.
- [106] Бохан П.А. *Столкновительные лазеры на ионах Ca^+ и Eu^+ с высокой удельной энергией излучения* // Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, вып. 3, с. 161-164.
- [107] Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е. *Газовый лазер на ионизированном европии* // Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, вып. 2, с. 80-82.
- [108] Климкин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е. *Селективная релаксация долгоживущих состояний атомов металлов в газоразрядной плазме. Стационарная генерация на переходах $^1P_1^0 - ^1D_2$ кальция и стронция* // Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, вып. 4, с. 251-253.
- [109] Husain D., Robert G.J. *Kinetic study of $\text{Mg}(3^3P_J)$, $\text{Mg}(3^1P_1)$ and $\text{Mg}(4^3S_1)$, including energy pooling, following pulsed dye-laser excitation at $\lambda = 457.1 \text{ nm}$ [$\text{Mg}(3^3P_1) \leftarrow \text{Mg}(3^1S_0)$]* // J. Chem. Soc. Faraday Trans. II, 1986, v. 82, p. 21-39.
- [110] Powell H.T., Murray J.R., and Rhodes C.K. *Laser oscillation on the green bands of XeO and KrO* // Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, № 12, p. 730-732.
- [111] Правилон А. М., Сидоров И. И., Скороходов В. А. *Исследование механизма релаксации нижних лазерных уровней фотохимического XeO -лазера* // Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 8, с. 1696-1699.
- [112] Schmieder D., Brink D.J., Salamon T.I., Jones E.G. *A high pressure 585.3 nm neon hydrogen laser* // Opt. Commun., 1981, v. 36, is. 3, p. 223-226.
- [113] Басов Н.Г., Данилычев В.А., Холин И.В. *Электроионизационные лазеры на электронных переходах атомов инертных газов* Известия АН СССР, Сер.физ., 1986, т. 50, с. 779-785.

- [114] Бункин Ф.В., Держиев В.Н., Месяц Г.А., Муравьев И.И., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И., Янчарина А.М. *Пеннинговские плазменные лазеры на переходах неона* // Известия АН СССР, Сер. Физ., 1986, т. 50, № 6, с. 1064-1074.
- [115] Basov, N. Baranov, V. Chugunov, A. Danilychev, V. Dudin, A. Kholin, I. Ustinovskii, N. Zayarnyi, D. *60 J quasistationary electroionization laser on Xe atomic metastables* // IEEE J. Quant. Electr., 1985, v. 21, is. 11, p. 1756-1760.
- [116] Ohava M., Mozatz T.J. *Excitation mechanisms of the electron-beam-pumped atomic xenon ($5d \rightarrow 6p$) laser in Ar/Xe mixtures* // J. Appl. Phys., 1989, v. 66, is. 11, p. 5131-5145.
- [117] Бохан П.А. *Аномально быстрая релаксация метастабильных состояний Ca^+ , Eu , Eu^+ и столкновительная генерация на ионах Ca^+ , Eu^+ , Sr^+* // Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, вып. 8, с. 335-337.
- [118] Солдатов А.Н., Соломонов В.И. *Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов* // Новосибирск: Наука, 1985.
- [119] Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И., Останов К.М. *О перспективах создания непрерывных газоразрядных столкновительных лазеров на самоограниченных переходах атомов* // Квантовая электроника, 1991, т. 18, № 2, с. 189-194.
- [120] Тарасенко В.Н. *Лазеры на самоограниченных переходах азота* // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, XI-4, 2005, с.721-727.
- [121] Петраш Г.Г. *Импульсные газоразрядные лазеры* // УФН, 1971, т. 105, вып. 4, с. 645-676.
- [122] Бохан П.А. *О длительности импульсов генерации лазеров на самоограниченных переходах* // Квантовая электроника, 2011, т. 41, № 2, с. 110-114.
- [123] Stone P.M., Kim Y.-K., Desclaux J.P. *Electron-impact cross sections for dipole- and spin-allowed excitations of hydrogen, helium, and lithium* // J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., 2002, v. 107, № 4, p. 327-337.
- [124] Phelps A.V. *Role of molecular ions, metastable molecules, and resonance radiation in the breakdown of rare gases* // Phys. Rev., 1960, v. 117, is. 3, p. 619-632.
- [125] Gerry E.T. *Pulsed-molecular-nitrogen laser theory* // Appl. Phys. Lett., 1965, vol. 7, is. 1, p. 6-8.

- [126] Rocca J.J., Collins G.J. *Ultraviolet ion lasers* // Optoelectron. Instrum. Data Processing, 1984, № 1, p. 17-29.
- [127] Yu Z., Rocca J.J., Collins G.J. *The energy of thermal electrons in electron beam created helium discharges* // Physics Letters A, 1983, v. 96, is. 3, p. 125-129.
- [128] Мак-Даниель М. *Процессы столкновений в ионизированных газах* // М.: Мир, 1967.
- [129] Ступоченко Е.В., Лосев С.А., Осипов А.Н. *Релаксационные процессы в ударных трубах* // М.: Наука, 1965.
- [130] Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Ступоченко Е.В., Шелепин Л.А. *Колебательная релаксация в газах и молекулярные лазеры* // УФН, 1972, т. 108, вып. 4, с. 655-699.
- [131] *Неравновесная колебательная кинетика* Под ред. Капителли // М.: Мир, 1989.
- [132] *Химические лазеры* Под ред. Р. Гросса и Д. Бегта // М.: Мир, 1980.
- [133] Окабе Х. *Фотохимия малых молекул* // М.: Мир, 1981.
- [134] Zinchenko S. P., Ivanov I.G. and Sem M. F. *Spectral and power characteristics of the pulsed He-Hg and Ne-Tl hollow cathode lasers with charge-transfer excitation* // Proc. SPIE, 1993, v. 2110, p. 150-165.
- [135] Иванов И.Г., Сэм М.Ф. *Генерация на ионных переходах таллия и галлия* // Электрон. техн., сер. 4, 1974, № 2, с. 12-16.
- [136] Вайнер В.В., Зинченко С.И., Иванов И.Г., Сэм М.Ф. *Характеристики излучения ионного лазера на парах таллия* // Ж. прикл. спектроскопии, 1974, т. 31, вып. 5, с. 905-907.
- [137] Glozeva M. G., Sabotinov N. V., Janossy M. *High current regime of the helical hollow cathode Ne-TlCl and He-Kr lasers* // Opt. and Quantum Electron, 1986, v. 18, № 2, p. 455-459.
- [138] Собельман И. И., *Введение в теорию атомных спектров* // М.: Наука, 1977, 320 с.
- [139] Иванов И. Г., Сэм М. Ф. *Кинетика активных сред He-Hg, Ne-Tl и Ne-Ga импульсных ионных лазеров с разрядом в полом катоде* // Оптика атмосферы и океана, 2001, т. 14, № 11, с. 1016-1021.

-
- [140] Holstein T. *Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. II* // Phys. Rev., 1951, v. 83, is. 6, p. 1159-1168.
- [141] Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н. *Хе-лазер с накачкой быстрыми электронами, генерируемыми в барьерном разряде* // Квантовая электроника, 2002, т. 32, № 8, с. 675-679.
- [142] Середа О.В., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И. *Мощные ИК-лазеры на переходах атома Хе I* // Квантовая электроника, 1993, т. 20, № 6, с. 535-558.

ВУФ-излучение – вакуумно-ультрофиолетовое излучение

область КПП – область катодного падения потенциала

ЭП – электронный пучок

ОР – открытый разряд

МС – метастабильное состояние

РС – резонансное состояние

ОС – основное состояние

ФРЭЭ – функция распределения электронов по энергиям

ВАХ – вольт-амперная характеристика

РП – разрядный промежуток

l_p – длина области катодного падения потенциала

l – длина ускорительного зазора между катодом и сетчатым анодом

l_n – длина катодного падения потенциала в нормальном тлеющем разряде

δ – характерный размер ячейки анодной сетки

d – диаметр плоского катода

D – диаметр катода в виде полого цилиндра

D_a – диаметр анода в виде полого цилиндра

L – длина кюветы

δ – характерный размер отверстий

E – напряженность поля на катоде

E_{Dr} – поле Драйсера

U – напряжение на катоде

U_{max} – амплитуды ускоряющего напряжения на катоде

U_a – напряжение, измеряемое на аноде относительно земли

U_c – напряжение, измеряемое на коллекторе относительно земли

I – ток разряда

I_a – анодный ток

I_c – ток коллектора электронов

I_e – ток электронного пучка

I_i – ток ионов на катод

I_{ie} – доля тока ЭП, обусловленная эмиссией под действием ионов

I_{max} – амплитуда тока разряда

I_{cf} – ток отсечки потенциала на зонде или значение тока в ускорительном зазоре, при котором потенциал на зонде принимает нулевое значение

j – плотность тока разряда

j_e – плотность тока электронного пучка

C_s – накопительная емкость

C_p – обострительной емкости

μ – эффективная прозрачность сетки - анода

μ_{geom} – геометрическая прозрачность сетки - анода

η_{eb} – эффективность генерации электронного пучка

η_{las} – практический КПД или эффективность генерации излучения по отношению к запасаемой в обострительной емкости энергии

$\varepsilon_{He^+} = 50 \text{ eV}$ - энергия, затрачиваемая на образование одного иона гелия

$\varepsilon_{He^*} = 21 \text{ eV}$ - средняя энергия возбуждения атомов гелия

ε_i — энергия ионизации

p_{He}, p_{Tl} – давление гелия, давление паров таллия

P_{las} – импульсная мощность лазерной генерации

p_{las} – плотность мощности лазерной генерации

P_{teor} – теоретически вычисленная мощность излучения

P_{sp}^{gap} – светимость из разрядного промежутка

P_{sp}^{drift} – светимость из дрейфового пространства

P_{las}^{max} – мощность излучения вычисленная в соответствии с ее измеренным радиальным распределением в режиме насыщенного усиления

P – мощность разряда

P_e – мощность электронного пучка

P_{lim} – пороговая мощность зажигания разряда

w – энергия генерации излучения

f – частота следования импульсов напряжения

τ_0 – постоянная времени нарастания тока в "е"раз

τ_U – длительность импульса напряжения на полувывсоте

τ_I – длительность импульса тока на полувывсоте

τ_{max} – максимальная длительность импульса генерации излучения

Δt_{min} – временной интервал, в течение которого в экспериментах со сдвоенным импульсом нет излучения во втором импульсе

$n_0, n_r s, n_m s$ – населенности основного, резонансного и метастабильного состояния соответственно

n_e – концентрация электронов

n_e^0 – предимпульсная концентрация электронов

n_e^{pl} – концентрация плазменных электронов

A_r – вероятность выхода резонансного излучения из центра трубки

A_0 – вероятность перехода с резонансного в основное состояние

$\nu_{i,m,k,r}$ - относительные частоты ионизации и возбуждения состояний электронным пучком

$A_{\Sigma} = A_{rm} + A_r + A_{col}$ – суммарная скорость девозбуждения резонансного состояния

A_{col} и A_m – вероятности безизлучательных переходов с РС и МС

A_{rm} – вероятность перехода $He(2^1P_1^0 - 2^1S_0)$

A_{km} – вероятности переходов $He(k^1P_1^0 - 2^1S_0)$

$g_{r,m}$ – статистический вес резонансного (метастабильного) состояния

e - заряд электрона