

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П.Н. ЛЕБЕДЕВА

На правах рукописи

СЕРГЕЕВ Павел Борисович

УДК 631.373.826

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ KrF -, ArF - и $HeCl$ -ЛАЗЕРОВ С
ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧКОВЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ В РЕЖИМАХ
ВЫСОКИХ УДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ НАКАЧКИ

Д и с с е р т а ц и я

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Специальность 01.04.03 -- радиофизика, включая
квантовую радиофизику

Научный руководитель
кандидат физико-
математических наук
Клементов А.Д.

Москва - 1989 г.

А Н Н О Т А Ц И Я

В диссертации представлены результаты экспериментального исследования особенностей работы электронно-пучковых лазеров (ЭПЛ) на галогенидах благородных газов (ГБГ) в режиме высоких удельных мощностей (W) и энергий (E_n) возбуждения. Для этих целей была создана экспериментальная лазерная установка с накачкой газовых смесей электронным пучком с длительностью импульса 80 нс. На ней проведены исследования КгF-, AgF- и ХеCl-лазеров.

В исследованных лазерах осуществлена оптимизация компонентного состава рабочей газовой смеси (РГС) по КПД среды. Построена зависимость оптимального содержания F₂ и HCl от удельного энерговклада в соответствующие РГС. Одним из результатов исследований стало достижение рекордных удельных энергосъёмов соответственно 60, 10 и 20 Дж/л.

Обнаружено падение КПД среды лазеров с ростом удельной мощности накачки выше некоторого значения, различного в каждом лазере и РГС. Частично это может быть связано с электродинамическими эффектами взаимодействия электронного пучка с создаваемой им плазмой. Падение КПД среды ЭПЛ на ГБГ можно объяснить также участием электронов плазмы в процессах внутримолекулярной релаксации энергии в эксимерных молекулах галогенидов благородных газов.

В электронно-пучковом КгF-лазере изучено влияние крупномасштабных неоднородностей удельной мощности накачки на расходимость излучения. В процессе этого была найдена зависимость показателя преломления активной среды (n) на длине волны генерации 248,4 нм от W . Данная величина наряду с коэффициентом усиления и поглощения даёт полную информацию

о комплексной диэлектрической проницаемости активной среды, а значит, можно рассчитать не только энергетические характеристики излучения, но и его направленность. Это и было сделано для некоторых типичных случаев распределения W . Результаты проведённых экспериментов по работе электронно-пучкового КгF-лазера с неустойчивым телескопическим резонатором подтверждают сделанные выводы.

Полученные в данной работе результаты будут полезны как при создании оптимальных конструкций специализированных электронно-пучковых лазерных установок, так и при совершенствовании теории лазеров на галогенидах благородных газов.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	6
ГЛАВА I. ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ГАЛОГЕНИДАХ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ	15
§ I.1. Физика электронно-пучковых лазеров на гало- генидах благородных газов	15
§ I.2. Теория ЭПМ на ГБГ	22
I.2.1. Методы расчёта параметров накачки	22
I.2.2. Модели кинетики плазмохимических реакций образования и тушения молекул RX^*	26
I.2.3. Модели внутримолекулярной релаксации энергии	31
I.2.4. Расчёт основных лазерных параметров	36
§ I.3. Заключение к главе I	40
ГЛАВА 2. ЛАЗЕРНАЯ УСТАНОВКА ЭЛ-1 С ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКО- ВЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ГАЗОВЫХ СРЕД	42
§ 2.1. Конструктивное исполнение установки ЭЛ-1 ..	43
§ 2.2. Методики измерения характеристик электронно- го пучка и других параметров лазерной уста- новки ЭЛ-1	51
§ 2.3. Основные результаты и выводы главы 2	63
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОГО КгF- ЛАЗЕРА ПРИ ВЫСОКИХ УДЕЛЬНЫХ УРОВНЯХ НАКАЧКИ	65
§ 3.1. Электронно-пучковый КгF-лазер	65
§ 3.2. Оптимальное содержание F_2 в газовой смеси КгF-ЭПМ	70
§ 3.3. Рабочий диапазон давлений газовой смеси КгF- ЭПМ	75
§ 3.4. Влияние технических факторов на КПД среды КгF-ЭПМ	82

	Стр.
§ 3.5. Особенности кинетики активной среды КгF-ЭПШ при высоких уровнях накачки	88
3.5.1. Особенности кинетики среды при высоких E_H	88
3.5.2. Особенности кинетики среды при высоких W	91
§ 3.6. Основные результаты главы	97
ГЛАВА 4. РАСХОДИМОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОГО КгF-ЛАЗЕРА	98
§ 4.1. Экспериментальное определение зависимости $n(W)$	99
§ 4.2. О природе зависимости $n(W)$ в КгF-лазере .	103
§ 4.3. Неоднородность накачки и расходимость из- лучения КгF-ЭПШ	110
§ 4.4. Расходимость излучения КгF-лазера при рабо- те с неустойчивым телескопическим резонато- ром	114
§ 4.5. Основные результаты главы	119
ГЛАВА 5. РАБОТА ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВЫХ АгF- и ХеСІ-ЛА- ЗЕРОВ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ НАКАЧКИ	121
§ 5.1. Электронно-пучковый АгF-лазер	121
5.1.1. Результаты экспериментального излучения АгF-ЭПШ	122
5.1.2. Обсуждение результатов по АгF-ЭПШ	134
5.1.3. Основные результаты исследования АгF-ЭПШ.	137
§ 5.2. Исследование работы ХеСІ-ЭПШ при высоких удельных параметрах накачки	138
5.2.1. Оптимальный состав РТС ХеСІ-ЭПШ	139
5.2.2. Обсуждение результатов по ХеСІ-ЭПШ	147
5.2.3. Основные результаты исследования ХеСІ-ЭПШ	150
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	152
ЛИТЕРАТУРА	156

В В Е Д Е Н И Е

Использование электронного пучка в качестве источника накачки позволило группе сотрудников во главе с Н.Г. Басовым получить генерацию на первом эксимерном квантовом генераторе /1/. Развитие этой работы привело к созданию большого класса газовых лазеров, объединяемых названием "эксимерные". В процессе их изучения была многократно продемонстрирована универсальность и эффективность электронно-пучкового способа возбуждения, что вызвало интенсивное развитие соответствующей лазерной техники. Решая насущные задачи сегодняшнего дня, эта техника будет служить базой для получения мощного когерентного излучения во всё более коротковолновой области спектра /2, с. 228/.

Среди эксимерных, лазеры на галогенидах благородных газов (ГБГ) занимают ведущее положение. Обусловлено это их высоким КПД, возможностью получения больших мощностей и энергий генерации в УФ области спектра, где имеются ещё относительно дешёвые материалы для оптики и прозрачна атмосфера.

Сформировалась и расширяется область применения лазеров на ГБГ. Они могут использоваться в технологических процессах при обработке полупроводниковых материалов, фотохимии, при разделении изотопов, в связи, в медицине и так далее /3/. Наиболее эффективные из лазеров на ГБГ являются кандидатами для использования в лазерном термоядерном синтезе /4-5/.

На основе лазеров на ГБГ возможно, в частности, при накачке лазеров на красителях, получение когерентного излучения с плавной перестройкой частоты по всей видимой области спектра /6/. Возможно преобразования их излучения в область вакуумного ультрафиолета /7-9/. Всё это предопределяет их бурное развитие.

Использование электронного пучка для накачки лазеров на ГБГ выгодно в крупных установках с энергиями излучения в импульсе более 10–100 Дж. Для создания оптимальных конструкций таких установок требуется знание зависимости характеристик излучения от состава рабочей газовой смеси (РГС) и параметров накачки в максимально широком диапазоне их изменения.

В конце 70-х годов, к началу этой работы, имелись публикации по изучению электронно-пучковых лазеров (ЭПЛ) на ГБГ. Однако результаты в них носили противоречивый характер и были получены при удельных мощностях $W \leq 1 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$ и энергозкладах $E_H < 0,1 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм} / 2, 10/$. Возникла необходимость в уточнении данных по ХеСІ-, КгF- и AgF-ЭПЛ, а также в изучении особенностей их работы при более высоких уровнях накачки. Это и стало целью диссертационной работы.

Как будет показано, закрепление за $W \geq 1 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$ и $E_H \geq 0,1 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм}$ понятия "высокие" имеет и более глубокую основу. Связано это с необходимостью отражения качественного изменения при таких W и E_H кинетики активной среды, когда заметную роль в ней начинают играть нелинейные процессы. Под ними подразумеваются взаимодействия нарабатываемых при воздействии электронного пучка на газ компонент друг с другом. Это и тушение рабочих молекул ГБГ электронами плазмы, а также и нагрев РГС в течение импульса накачки.

В связи с этим, "высокими" будем считать такие W , при которых скорость тушения электронами плазмы рабочих молекул соизмерима или выше скорости их радиационного распада. "Высокие" E_H – это когда нагрев РГС за импульс накачки в энергетических единицах соизмерим или превышает энергию колебательного кванта рабочей молекулы ГБГ.

Поставленная задача решалась на основе эксперименталь-

ного исследования работы ХеСІ-, КгF- и AgF-ЭПШ в режимах высоких удельных мощностей и энергий накачки.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

В первой главе по литературным источникам рассмотрены основные физические процессы, происходящие в ЭПШ на ГБГ. Проанализировано состояние теории этих лазеров, базирующейся на совокупности имеющихся результатов. Показано, что существующие численные модели лазеров пока далеки от совершенства. Для нахождения оптимальных условий работы лазеров требуется дальнейшее их изучение, в частности в режимах высоких удельных мощностей и энергий возбуждения.

Во второй главе описывается созданная экспериментальная лазерная установка ЭЛ-І с электронно-пучковым возбуждением газовых сред и методики определения лазерных характеристик и параметров накачки. На установке возможно достижение удельного энерговклада до $0,3 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм (Аг)}$ при длительности накачки 80 нс. Энерговклад в другие газы пропорционален плотности газа по отношению к плотности Ag. На практике показано, что конструктивное исполнение установки ЭЛ-І обеспечивает проведение разнообразных опытов, требующих не только высоких удельных энерговкладов в газовые среды, но и статистического накопления результатов.

В третьей главе приводятся результаты экспериментального изучения энергетических характеристик КгF-ЭПШ при высоких удельных уровнях накачки. Полученные результаты наряду с литературными данными дают полное представление об оптимальных составах рабочей газовой смеси из Ag-Кг-F₂ в широком диапазоне давлений и энерговкладов.

Анализируются особенности работы КгF-ЭПШ при высоких уровнях возбуждения. Показано, что высокие E_H приводят к не-

стационарности кинетических процессов в активной среде из-за нагрева газа и выгорания молекулярного фтора. С ростом W возрастает роль электронов плазмы как в процессах формирования и тушения молекул KrF^* , так и в процессах внутримолекулярной релаксации энергии. Анализируются также различные технические причины, которые могут уменьшать КПД среды лазера.

В четвёртой главе рассмотрены вопросы формирования направленности излучения KrF -ЭПЛ. Экспериментально найдена зависимость показателя преломления активной среды лазера на длине волны генерации 248,4 нм от W . Знание этой зависимости позволяет определять предельную направленность излучения, достижимую на активной среде с известной неоднородностью W . Результаты по расходимости излучения в экспериментах с неустойчивым телескопическим резонатором подтверждают выводы, сделанные на основе измерения зависимости $n(W)$. Рассмотрена её природа.

В пятой главе приводятся результаты экспериментального излучения ArF - и $XeCl$ -ЭПЛ. В каждом из них осуществлена оптимизация компонентного состава РГС. Найдены зависимости оптимальной концентрации донора галогена — F_2 и NSI от удельного энерговклада. Анализ полученных результатов показывает, что привлечение гипотезы о участии электронов плазмы в колебательной релаксации рабочих молекул, как и в случае KrF -ЭПЛ, позволяет объяснить многие особенности их работы в режимах высоких удельных мощностей возбуждения.

В заключении представлена сводка основных результатов и выводов диссертации. Из них на защиту выносятся следующие положения.

I. Создана и функционирует экспериментальная лазерная установка ЭЛ-I с электронно-пучковым возбуждением газовых

сред при удельных энерговкладах до $0,3 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм (Ag)}$ и длительности импульсов 80 нс .

2. Экспериментально доказано, что электронно-пучковые KгF- , XeCl- и AgF- лазеры могут работать с удельными энергосъемами более 60 , 20 и 10 Дж/л соответственно.

3. С неселективным резонатором генерация в KгF- лазере идет одновременно на двух линиях с максимумами на $248,4$ и $249,1 \text{ нм}$ и соотношением интенсивностей в режиме насыщения примерно $70/1$.

4. Коэффициент связи между добавкой в показатель преломления активной среды KгF-ЭП на длине волны генерации $248,4 \text{ нм}$ и W для смеси Ag/Kг/F_2 ($\text{Ag/Kг} = 10/1$) при 3 атм и Kг/F_2 при $1,6 \text{ атм}$ равен $(4 \pm 2) \cdot 10^{-7}$ и $(2 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{МВт}$ соответственно. Эта добавка в основном определяется вкладами от эксимерных молекул галогенидов благородных газов, включая и KгF^* .

5. Использование Ne в качестве разбавителя в РГС AgF-ЭП приводит к повышению его удельных энергетических характеристик и снижает требования к параметрам накачки, необходимым для достижения генерации, по сравнению со смесью из Ag/F_2 .

6. Оптимальное содержание F_2 и HCl в РГС KгF- , AgF- и XeCl-ЭП зависит от E_H . В смесях Ag/Kг/F_2 и Ne/Ag/F_2 $P_0(\text{F}_2)$ вначале линейно растет с E_H , а затем выходит на стационар в области 11 и 5 мм.рт.ст. , соответственно при E_H более $0,4$ и $0,2 \text{ Дж/см}^3$. В смеси Ag(Kг)/Xe/HCl $P_0(\text{HCl}) = (20 \div 15) \cdot E_H$ при увеличении E_H вплоть до $1,5 \text{ Дж/см}^3$.

Работа была выполнена в отделе Квантовой радиофизики Физического института АН СССР им. П.Н. Лебедева.

Материалы диссертации были опубликованы в следующих

работах:

1. Бучнев В.М., Васильев Л.А., Зарудин В.Г., Клементов А.Д., Нестеров В.М., Пендор С.А., Подсосонный А.С., Рязанский В.М., Сергеев П.Б. Лазер на КгF с высоким удельным энерго-съемом. Тезисы докладов X всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Киев, 1980, ч. I, с. 218-219.
2. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Сергеев П.Б. КгF-лазер с электронно-пучковым возбуждением при удельной мощности накачки 1,6 ГВт/л.атм. Квантовая электроника, 1981, 8, № 6, с. 1235-1240.
3. Клементов А.Д., Сергеев П.Б. Кинетика КгF-лазера с накачкой мощным электронным пучком. В сборнике "Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных газах". Издательство Московского университета, 1982, с. 24.
4. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Сергеев П.Б. Высокоэффективный КгF-лазер с электронно-пучковым возбуждением. Тезисы докладов XI всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Ереван, 1982, ч. I, с. 52-53.
5. Клементов А.Д., Сергеев П.Б. О предельных удельных характеристиках электронно-пучкового КгF-лазера. Тезисы докладов III всесоюзного симпозиума по лазерной химии. Звенигород, 1982, с. 87-88.
6. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Нестеров В.М., Сергеев П.Б. К вопросу о ресурсе работы КгF-лазера с накачкой электронным пучком. Там же. с. 92-93.
7. Клементов А.Д. и др. Исследование эксимерных лазеров видимого и ультрафиолетового диапазона. Отчёт ФИАН за 1980-1981 г. Троицк, 1981 г.
8. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый КгF-лазер с энергией излучения 14 Дж. Краткие сообщ-

- щения по физике ФИАН. 1982, № II, с. 42-45.
9. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Сергеев П.Б. Высокоэффективный эксимерный KrF-лазер с электронно-пучковым возбуждением. Квантовая электроника, 1983, 10, № 10, с. 2048-2053.
 10. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Оптимизация компонентного состава газовой смеси электронно-пучкового ArF-лазера. Краткие сообщения по физике ФИАН. 1984, № 12, с. 28-31.
 11. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый XeCl-лазер с удельным энергосъёмом 20 Дж/л. Квантовая электроника, 1985, 12, № 8, с. 1607-1611.
 12. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый ArF-лазер. Тезисы докладов XII всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Москва, 1985, ч. I, с. 333.
 13. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый ArF-лазер. Квантовая электроника, 1986, 13, № 8, с. 1730-1733.
 14. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сагитов С.И., Сергеев П.Б. Лучевая прочность поверхности оптических материалов и зеркал на длинах волн 248 и 193 нм. Квантовая электроника, 1986, 13, № 10, с. 2141-2144.
 15. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Работа KrF-ЭПЛ в режиме высоких удельных мощностей и энергий возбуждения. Тезисы всесоюзного совещания "Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах", Томск, 1986, ч. I, с. 63.
 16. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый KrF-лазер с удельным энергосъёмом до 60 Дж/л.

- Краткие сообщения по физике ФИАН, 1986, № 12, с. 51-53.
17. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сагитов С.И., Сергеев П.Б. Лучевая прочность поверхности оптических материалов и зеркал на длинах волн 248 и 193 нм. Тезисы докладов У всесоюзной конференции "Оптика лазеров 1987", Ленинград, 1987, с. 288.
18. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Влияние неоднородности накачки на расходимость излучения электронно-пучкового КгF-лазера. Там же, с. 138.
19. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Влияние неоднородности накачки на расходимость излучения электронно-пучкового КгF-лазера. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1987, № 5, с. 49-51.
20. Антипов Н.Н., Логунов О.А., Морозов Н.В., Сагитов С.И., Сергеев П.Б. Лучевая прочность алюминиевых зеркал на длинах волн УФ-лазеров. Тезисы докладов УП всесоюзной конференции по взаимодействию оптического излучения с веществом. Ленинград, 1988, с. 107.
21. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Работа электронно-пучкового КгF-лазера в режиме высоких удельных мощностей и энергий возбуждения. Квантовая электроника, 1988, 15, № 2, с. 276-282.
22. Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Спектры люминесценции, генерации и расходимость излучения КгF-лазера. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1988, № 3, с. 3-5.
23. Сергеев П.Б. Электроны плазмы и колебательная релаксация аксимерных молекул галогенидов благородных газов. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1988, № 5, с. 7-9.
24. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Рейтеров В.М., Сергеев П.Б. Оптический пробой фтористых кристаллов излучением экс-

мерного (KrF) лазера. Тезисы докладов УП всесоюзной конференции по взаимодействию оптического излучения с веществом, Ленинград, 1988, с. 117.

25. Buchnev V.M., Klementov A.D., Sergeev P.B. Electron-beam KrF-laser with high specific energy output. Proceedings of the international conference on LASERS'80, December 15-19, 1980, P.841-843.

Основные результаты диссертации докладывались на X, XI и XII всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике (соответственно Киев 1980, Ереван 1982 и Москва 1985); на III всесоюзном симпозиуме по лазерной химии (Звенигород, 1982); на всесоюзном совещании "Инверсная заселённость и генерация на переходах в атомах и молекулах" (Томск, 1986); на У всесоюзной конференции ОПТИКА ЛАЗЕРОВ (Ленинград, 1987); на УП всесоюзной конференции по взаимодействию оптического излучения с веществом (Ленинград, 1988); на международной конференции "ЛАЗЕРЫ 80" (Новый Орлеан, 1980); на всесоюзном семинаре "Спектроскопия активных сред газоразрядных лазеров" (Таллин-Лохусалу, 1988).

ГЛАВА I

ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ГАЛОГЕНИДАХ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ

§ I.1. Физика электронно-пучковых лазеров
на галогенидах благородных газов

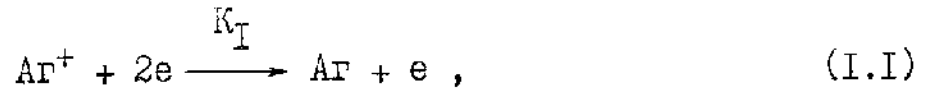
Проходя через газовую среду, электроны пучка (ЭП) теряют свою энергию, производя ионизацию и возбуждение атомов газа. Большинство выбитых вторичных электронов, обладая достаточной энергией, в свою очередь производят ионизацию и возбуждение. Этот ионизационный каскад /II, с. II0/ обрывается, когда энергии выбиваемых электронов становится недостаточно для возбуждения атомов. Для инертных газов ($R = \text{He}, \text{Ne}, \text{Ar}, \text{Kr}, \text{Xe}$), составляющих основу РГС лазеров на ГБГ, эта энергия равна примерно 10 эВ.

Электроны с меньшей энергией, подпороговые /II, с. III/, остывают в результате упругих и неупругих столкновений с атомами и молекулами РГС. "Холодные" электроны – электроны плазмы – в столкновениях друг с другом формируют ядро функции распределения, близкую к максвелловской с некоторой эффективной температурой T_e . Время установления T_e близко к времени межэлектронных столкновений τ_{ee} , которое при концентрации электронов $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^3$ составляет примерно 10^{-10} с /II, с. 216/. Концентрация электронов ионизационного каскада значительно меньше концентрации электронов плазмы /II, с. 123/, которые играют важную роль в формировании релаксационного потока.

При прямоугольной форме импульса мощности накачки концентрация плазменных электронов, ионов и возбужденных атомов – первичных продуктов облучения (ППО) – выходит на стационарный уровень за время 1 – 10 нс при давлении РГС более 1 атм.

При этом рост концентрации ИЮ компенсируется их рекомбинацией, под которой понимается совокупность процессов, возвращающих ионы и возбужденные атомы в основное состояние.

Роль электронов плазмы в этом процессе незначительна. Действительно, если бы, к примеру, в аргоне рекомбинация ионов происходила только за счет процессов с электронами

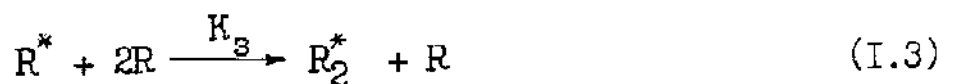
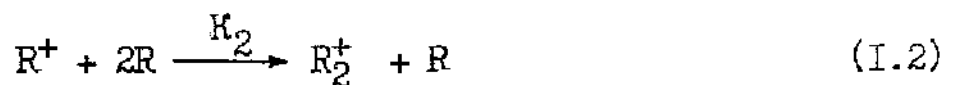


то при $P = 1$ атм, $T_e = 1$ эВ, $n_e = 10^{14}$ см⁻³ характерное время $\tau_1 = (K_1 \cdot n_e^2)^{-1}$ составляло около 1 с /12, с. 167/.

Обусловлено это тем, что скорость рекомбинации есть скорость термализации энергии, выделяемой при рекомбинации иона (за вычетом небольшой доли, уносимой излучением). В процессах (I.I) эта энергия, около 10 эВ, термализуется за счет упругих электрон-атомных столкновений. Из-за малости соотношения масс электронов и атомов этот процесс протекает медленно.

Существуют и другие пути термализации потенциальной энергии продуктов ИЮ. Это ступенчатые процессы, протекающие при взаимодействии возбужденных атомов и ионов с окружающими их атомами. Совокупность таких процессов схематически представлена на рис. I.I набором линий со стрелками. Рассмотрим кратко основные из них.

Первый — процесс колебательно-вращательной релаксации с образованием молекулярных комплексов типа R_2^+ или R_2^* на наимизших колебательных уровнях. Упрощенно данные процессы представляются как трехчастичные столкновения:



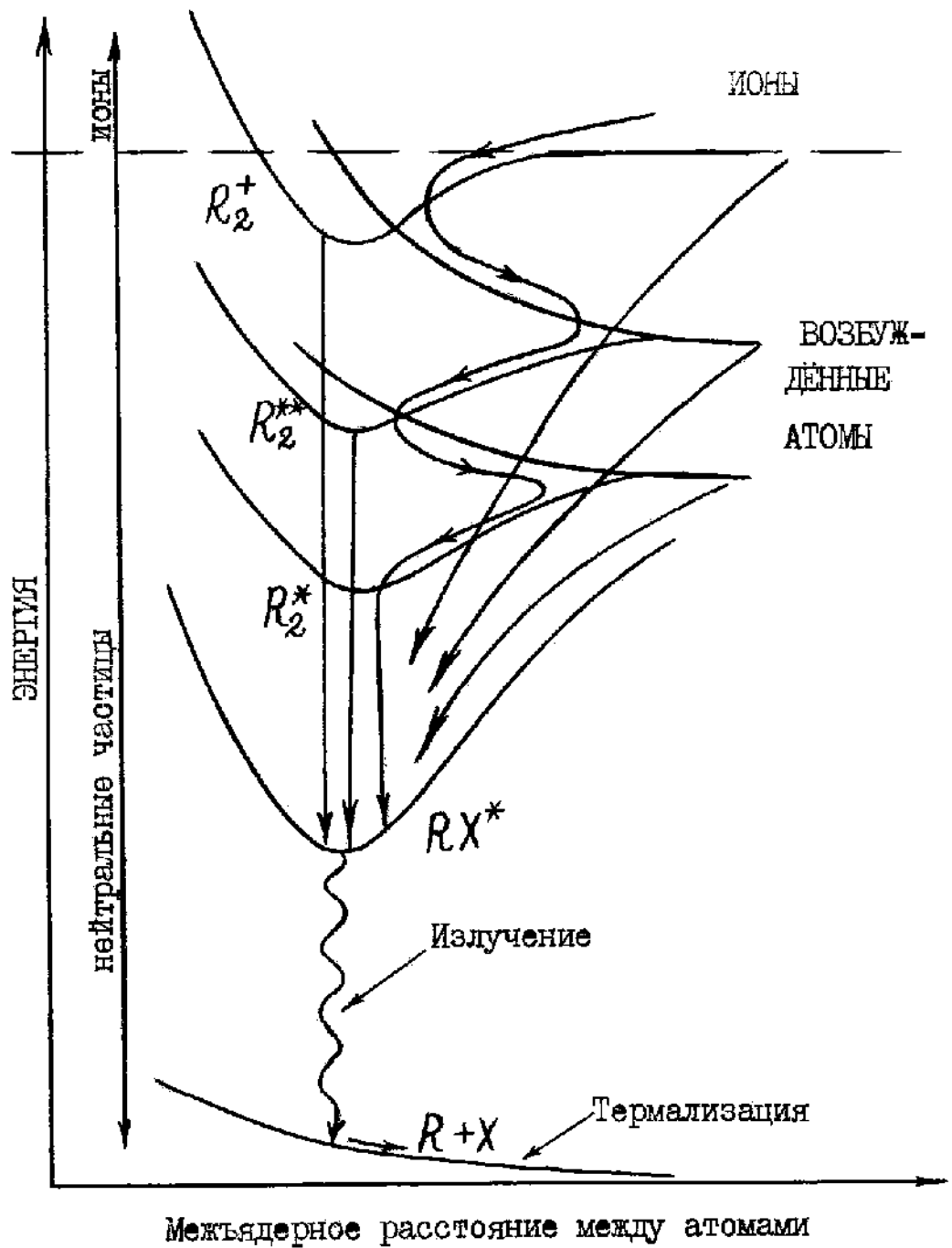
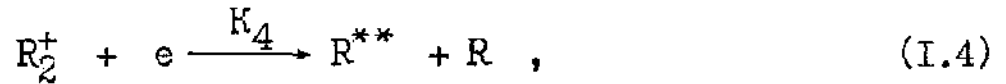


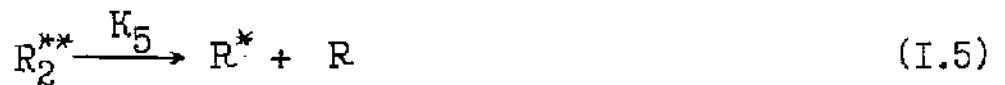
Рис. 1.1. Цепь реакций образования и распада эксимерных молекул галогенидов благородных газов RX^* . Построена по аналогии с /2, с.18/.

На диаграмме рис. 1 эти процессы обуславливают движение рекомбинационного потока справа налево по извилистой линии. При $P(R) \geq 1$ атм, $\tau_2 = (K_2 \cdot N_R^2)^{-1} \leq 10^{-8}$ с, а $\tau_3 = (K_3 \cdot N_R^2)^{-1} \leq 10^{-7}$ с /2, с. 73/.

Вторая – диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов

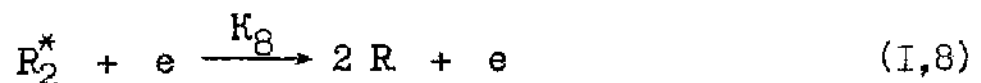


а также диссоциация высоковозбужденных димеров R_2^{**} при попадании на расталкивательный терм:



В результате этих процессов значительная энергия термализуется за время нескольких столкновений между атомами: $\tau_4 \sim \tau_5 \leq 10^{-9}$ с.

Третья группа процессов – радиационный и столкновительный распад димеров R_2^* :



Полное время жизни R_2^* при этом составляет около 1 нс.

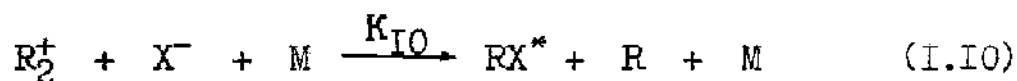
Совокупность процессов (I.2 – I.8) приводит к тому, что характерное время рекомбинации плазмы, образованной при прохождении ЭП через инертный газ, составляет около 10 нс при атмосферном давлении и уменьшается с его ростом. Скорость рекомбинации, как видно, определяется кинетикой взаимодействия "тяжелых", атомарных частиц, но электроны плазмы, участвуя в ключевой реакции (I.4), также играют заметную роль.

Если РСС состоит из нескольких инертных газов, то наря-

ду с вышеперечисленными "вертикальными" каналами релаксации по состояниям каждого сорта газа появляются "горизонтальные" — процессы передачи энергии с уровней легкого на соответствующие уровни более тяжелого атома /2, с. 139/. Образуются также смешанные эксимерные комплексы и молекулярные ионы. Это приводит к некоторому перераспределению релаксационных потоков между компонентами РГС, а в остальном всё протекает по-прежнему.

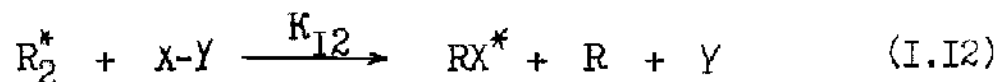
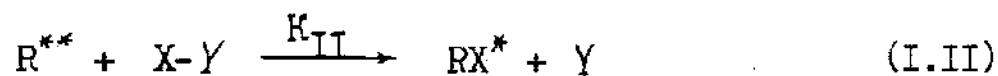
При добавлении в смесь инертных газов небольшого количества молекулярного — γ — X , содержащего атом галогена X ($X = F, Cl, Br$), набор плазмохимических реакций обогащается /2, с.129; 13, с. 336/. Обусловлено это появлением новых эксимерных комплексов-галогенидов благородных газов типа RX^* и R_2X^* . Их энергетические уровни лежат ниже, чем у димеров R_2^* , и рекомбинационный поток начинает протекать по ним.

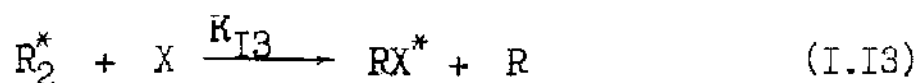
Сокращается и время рекомбинации, что связано с появлением новых эффективных каналов термализации потенциальной энергии ИЮ. Это ион-ионная рекомбинация /2, с. 131; 13, с.336/:



В этих реакциях термализуется более 10 эВ на молекулу RX^* и очень быстро, так как они происходят в результате ионно-атомных столкновений, обладающих большими сечениями /14/.

С большой скоростью идут и гарпунные реакции /13, с.337; 15/:





В них значительная доля потенциальной энергии возбужденных атомов идет на диссоциацию $X - Y$, а также уносится молекулярным остатком Y или атомом, содержавшимся в димере.

При определенных условиях можно значительную часть рекомбинационного потока пропустить через RX^* или R_2X^* . В результате у этих молекул создается инверсная заселенность практически на всех электронных переходах в основное, невозбужденное состояние.

Наиболее сильными у молекул RX^* являются переходы $B \rightarrow X$ /2, с. 122; 15/, где сечение индуцированного излучения составляет $(2-4) \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$. Рядом с B находится состояние C /13, с. 319/. Сечение перехода $C \rightarrow A$ порядка 10^{-18} см^{-2} , что затрудняет получение генерации на нём.

Разлётный вид терма состояния X у AgF^* и KrF^* приводит к тому, что его время жизни оказывается менее 100 фс. Это практически полностью исключает самопоглощение на лазерном переходе и обеспечивает относительную простоту получения инверсной заселенности.

У $XeCl$ и XeF состояние X из-за эффектов переноса заряда и вандерваальсовских сил взаимодействия является слабо связанным в области лазерного перехода. Это сказывается на виде спектра люминесценции и генерации /13, с. 321/. Однако из-за слабости связи время жизни рабочих молекул в состоянии X при давлении РГС более 1 атм оказывается менее 0,1 нс /16/, что вполне достаточно для получения эффективной генерации на $B \rightarrow X$ переходе.

Так как усиление на переходе $B \rightarrow X$ эксимерных молекул RX^* оказывается существенно выше, чем на других переходах,

на нём и была впервые получена генерация /17-21/. В дальнейшем заработали лазеры и на $C \rightarrow A$ -переходах RX^* /22-23/, а также на переходах трёхатомных эксимеров R_2X^* /24-25/. Однако название "лазеры на галогенидах благородных газов" закрепилось за лазерами, работающими на переходе $B \rightarrow X$ молекул RX^* . В этом смысле оно будет использовано и в данной работе.

Из-за малого времени жизни верхнего лазерного уровня для создания инверсии, достаточной для эффективной генерации, требуются достаточно высокие удельные мощности накачки. При $W = 1 \text{ МВт/см}^3$ коэффициент усиления слабого сигнала (g_0) на лазерном $B \rightarrow X$ -переходе составляет около $0,1 \text{ см}^{-1}$.

Хотя самопоглощение на лазерном переходе мало, в активной среде лазеров на ГБГ наблюдается значительное поглощение на рабочих длинах волн. Оно обусловлено поглощением различных компонентов активной среды: X^- , R_2^+ , R_2X^* , R^{**} и других /13, с. 417/. Они являются неотъемлемой частью активной среды, а определяемый ими коэффициент поглощения (α) принципиально не устраним. Однако выбором соответствующих режимов работы и состава рабочей газовой смеси он может быть минимизирован по отношению к коэффициенту усиления.

Параметры g_0 и α наряду с длительностью их существования, временем спонтанного распада и временем жизни лазерного уровня позволяют полностью описать динамику различных режимов работы лазера. Поэтому специфика физики лазеров на ГБГ с электронно-пучковым возбуждением по сравнению с другими лазерами в первую очередь сводится к специфике процессов, определяющих перечисленные параметры.

§ 1.2. Теория ЭПД на ГБГ

Теория ЭПД на ГБГ, как и любая другая, базируется на имеющейся совокупности экспериментальных данных. Поэтому здесь будет кратко представлено лишь состояние теории КгF-, AgF- и ХеСI -ЭПД без обзора экспериментов. Тем более, что последние в том или ином виде будут рассмотрены при сопоставлении с полученными результатами.

Из-за большого количества разнообразных взаимосвязанных процессов, протекающих в ЭПД на ГБГ, их количественное описание возможно лишь на основе численного моделирования. Существующие модели различаются методами решения конкретных задач и, естественно, рамками применимости используемых приближений. На эти вопросы здесь и будет обращено наибольшее внимание.

1.2.1. Методы расчёта параметров накачки

Исходным пунктом в теории ЭПД на ГБГ является определение связи параметров электронного пучка и его воздействия на конкретную газовую смесь. Для начала рассмотрим простейший случай.

Пусть монохроматичный электронный пучок с плотностью тока j и энергией электронов E_0 вводится в газ с удельной плотностью ρ . Тогда W при давлении P будет следующим образом связана с приведёнными параметрами /26/:

$$W = (j/e) \cdot (dE_0/dx) \cdot \rho \cdot P \quad (1.14)$$

Здесь e - заряд электрона, dE_0/dx - тормозная способность ГТС, зависящая от её состава, а также энергии электронов E_0 /27/.

При прохождении по среде электроны пучка теряют энергию,

изменяется их спектральный состав, а значит и dE_3/dx

Кроме этого происходит рассеяние электронов пучка, что приводит к зависимости $f(x)$, где x — координата, параллельная первоначальному движению электронов. Из этого следует, что (I.14) применимо лишь при

$$(dE_3/dx) \cdot \rho \cdot p \cdot \Delta x \ll E_3 .$$

В реальных условиях на входе в активную область существует некое распределение $f(0, y, z)$. Кроме этого ЭП после прохождения фольги, разделяющей вакуумный объём электронной пушки от лазерной камеры с газом, имеет некоторое спектральное распределение, деформирующееся с x . Есть ещё и зависимость перечисленных параметров от времени. В результате для нахождения $W(x, y, z, t)$ в конкретных условиях требуется решение сложной математической задачи /28/.

Трудоёмкость таких расчётов высока, но не позволяет определить, на что же пошла выделяющаяся энергия. Для этого требуется моделирование процессов взаимодействия электронов пучка и плазмы друг с другом, а также с атомами и молекулами газовой смеси.

Основные моменты таких расчётов с кратким обзором литературы представлены в /II, Гл. 4/. Более детально особенности моделирования энерговыделения от ЭП в газ представлены также в /29–33/. Такие расчёты на основе линейной теории переноса и диссипации энергии ЭП в газах позволяют определять и $W(\vec{r})$ и выход ППО /31/.

Эти работы показали, что для $500 \text{ эВ} \leq E_3 \leq 1 \text{ МэВ}$ и фиксированной РГС соотношение выходов ППО не зависит от E_3 /30–31/. Это позволяет связать скорость наработки компонент (q_s) с энергией их образования (E_s) и W через постоянные коэффициенты F_s :

$$q_s = (F_s/\varepsilon_s) \cdot W(\vec{r}, t) = (G_s/100) \cdot W(\vec{r}, t) \quad (I.15)$$

У всех благородных газов от гелия до ксенона на ионизацию идет до 60% вводимой энергии (G_s). Около 15% содержится в электронах плазмы, а остальная затрачивается на возбуждение атомов /31/.

Добавление в смесь благородных газов малых количеств молекулярного, типа F_2 , не приводит к изменению выхода ИПО, производных от основных компонент ГТС, но уменьшает долю энергии, содержащейся в электронах плазмы. Это происходит из-за потери энергии ими при возбуждении колебаний молекул и их диссоциации /29/.

Вывод о независимости G_s от E_p является важным результатом, позволяющим использовать (I.15) для расчётов выхода ИПО по определённым, в частности экспериментально, значениям $W(\vec{r}, t)$.

В /29-31/ представлены модели расчёта энерговыделения в приближении парных столкновений электронов с атомами и молекулами ГТС. Такое приближение справедливо при малых j . С ростом плотности тока пучка возрастает концентрация ИПО и становится важным взаимодействие нарабатываемых продуктов друг с другом, а также с электронным пучком. В первую очередь это приводит к росту температуры электронов плазмы, хотя и незначительной /34/.

С ростом j пучка нарастают электродинамические эффекты его взаимодействия с создаваемой плазмой. Возникающие при этом электрические поля и плазменные токи могут сказываться на распределении $W(\vec{r})$ /28, 32-33, 35-36/. Как и во всех задачах электродинамики, важную роль здесь играют граничные условия на поверхности области распространения ЭП. Для демонст-

рации этого рассмотрим следующий пример.

Пусть ЭП сечением несколько см^2 с $j = 200 \text{ А/см}^2$ и $E_0 = 300 \text{ кэВ}$ вводится в газ, для конкретности аргон, с давлением 1 атм. В первом случае ограничим область дрейфа ЭП проводящим экраном кубической формы с размером 1 см. Мощность энерговыклада в кубике при отсутствии отражения электронов от стенок составит около 1 МВт/см³.

Во втором случае будем вводить электронный пучок в объём, размеры которого значительно больше поперечных размеров сечения ЭП и длины его пробега в газе. В данном случае в плазме будет протекать ещё так называемый обратный ток ($j_{пл}$), равный току ЭП /35–36/. Выделяемая им мощность равна $j_{пл}^2 / \sigma_{пл}$, где $\sigma_{пл}$ – проводимость плазмы. С учётом значений скорости дрейфа электронов в Аг /37/ получим для рассмотренного случая $W_{пл} = 1 \text{ МВт/см}^3$, которая добавляется к энерговыкладу от электронов пучка. В результате полная мощность накачки будет вдвое выше, чем в первом случае.

О разработке численной модели энерговыделения с учётом электродинамических эффектов взаимодействия ЭП с плазмой применительно к лазерам сообщалось в /38/. В ней также экспериментально продемонстрировано их влияние на генерационные характеристики КгF –ЭП.

Таким образом, существующие численные модели позволяют, исходя из параметров ЭП и РТС рассчитать в линейном приближении скорости образования ИПО для стационарных режимов с $j \leq 100 \text{ А/см}^2$. Ясна физика процессов, протекающих при более высоких плотностях тока пучка и при быстром его изменении, но численное их описание применительно к лазерам находится на стадии разработок.

1.2.2. Модели кинетики плазмохимических реакций образования и тушения молекул

Моделирование процессов релаксации энергии, вводимой от ЭП в рабочие газовые смеси лазеров на ГБГ, ведётся на основе приближения преимущественного стока энергии по совокупности атомных и молекулярных термов. При этом из всего многообразия тяжелых компонентов плазмы, энергетические уровни которых практически непрерывно перекрывают диапазон более 10 эВ, выбирается небольшое число, уровни которых дискретно расположены на энергетической шкале. Выбор учитываемых компонент определяется, с одной стороны, требуемой точностью описания реальных процессов, а с другой — минимумом затрат на это.

Принципиальные моменты моделирования рассмотрим на примере КгF —ЭПЛ, работающего на смеси Ag/Кг/F₂. Расположение и обозначение уровней, учитываемых в моделях кинетики этого лазера /39-47/, а также совокупность переходов между ними показаны на рис. 1.2.

В таких моделях накачка учитывается введением скоростей образования ИПО. При этом считается, что из тяжёлых компонент образуются лишь положительные ионы в основном состоянии и возбуждённые атомы. Всё разнообразие последних описывается двумя совокупными уровнями, обозначаемыми R* и R**. В /12, с. 347/ можно найти группы реальных состояний благородных газов скрывающихся под этими обозначениями.

Взаимодействие ИПО с другими компонентами активной среды приводит к образованию молекулярных комплексов. Место уровней Ag₂⁺, Кг₂⁺, Ag₂^{*}, Кг₂^{*}, КгF^{*} и других на энергетической шкале соответствует положению наинизших минимумов термов этих молекул.

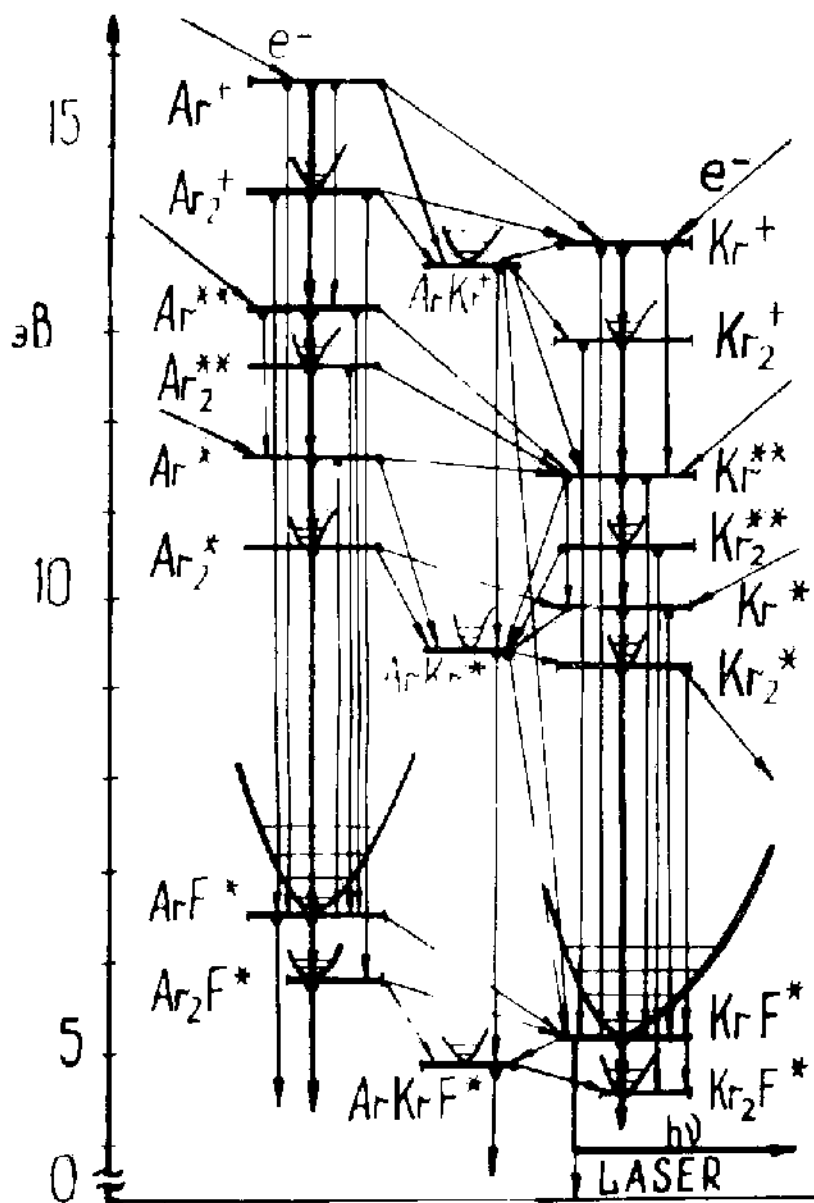


Рис. I.2. Схема плазмохимических процессов в активной среде KrF-ЭЛД при работе на газовой смеси из Ar-Kr-F₂.

Кроме представленных на рис. 1.2 компонент в моделях кинетики активной среды КгF-ЭПМ учитывается ещё изменение концентрации F_2 , наработка F, образование и гибель F^- и электронов плазмы.

В современных моделях производится расчёт не только концентрации плазменных электронов, но и их температуры T_e или распределения по энергиям на основе решения уравнения Больцмана с учётом взаимодействия с компонентами активной среды /39-44/. Это значительно усложняет расчёты, но повышает точность определения населённости учитываемых состояний и скоростей рекомбинации. Учёт взаимодействия электронов плазмы с компонентами активной среды особенно важен для режимов высоких удельных мощностей накачки и при наличии в активной области электрических полей.

Уравнение Больцмана для электронов плазмы добавляется к системе уравнений баланса, описывающих взаимосвязь концентраций учитываемых тяжёлых компонент. Уравнения баланса представляют из себя обыкновенные существенно нелинейные дифференциальные уравнения первого порядка. Описание деталей расчётов кинетики активной среды ЭПМ на ГБГ можно найти во многих оригинальных работах, в частности /36, 39-47/, а также в монографиях /II-III, 48-49/.

Рассмотрим вкратце основные цели такого моделирования. Первая из них заключается в определении доли мощности рекомбинационного потока, проходящего по уровням рабочей эксимерной молекулы, или, другими словами, эффективности её формирования ζ_0 .

Для КгF-ЭПМ, работающего на смеси Ag/Kg/F₂, в рамках показанной на рис. 1.2 модели эффективность формирования КгF^{*} будет:

$$\begin{aligned}
\mathcal{Z}_0 = & (h\nu/W) \cdot \{ [F^-] \cdot (K_{34}[Kr^+] + K_{44}[ArKr^+] + K_{62}[Kr_2^+]) + \\
& + [F_2] \cdot (K_{94}[Kr^{**}] + K_{103}[Kr_2^{**}] + K_{132}[ArKr^*] + K_{124}[Kr^*] + \\
& + K_{141}[Kr_2^*]) + [F] \cdot (K_{95}[Kr_2^{**}] + K_{133}[ArKr^*] + K_{142}[Kr_2^*]) + \\
& + [Kr] \cdot (K_{152}[ArF^*] + K_{161}[Ar_2F^*]) \} . \quad (I.16)
\end{aligned}$$

Здесь $h\nu$ – энергия кванта лазерного излучения. Квадратные скобки обозначают концентрацию соответствующей компоненты, а K_{ij} – константы скоростей реакций. Их значения приводятся в /39–47, 50/.

При расчёте эффективности формирования эксимерных молекул важным моментом является учёт всех релаксационных каналов в обход RX^* . В КгF–ЭИЛ таковыми являются потери с Kr_2^* , $ArKr^*$, Ar_2^* , ArF^* , Ar_2F^* за счёт излучения и различных тушащих процессов. К значительным потерям может приводить рекомбинационный поток по каналу $\rightarrow ArF^* \rightarrow Ar_2F^* \rightarrow ArKrF^* \rightarrow Kr_2F^*$.

Примеси в РТС также приводят к падению \mathcal{Z}_0 . Особенно она чувствительна к наличию более тяжёлого благородного газа, чем рабочий. Так 0,13% Xe в смеси Ar/Kr/F₂ приводит к снижению \mathcal{Z}_0 в 1,3 раза /50/. Обусловлено это тем, что соответствующие уровни ксенона лежат ниже уровней Ar и Kr. Из-за этого происходит быстрая передача энергии с них на ксенон и его комплексы. Поэтому для эффективной работы лазера примесей в РТС не должно быть более 0,01%.

Другим важным параметром в кинетике активной среды лазера является время жизни рабочей молекулы – τ , рассчитываемое для KrF^* в состоянии В следующим образом:

$$\tau^{-1} = (\tau_s^{-1} + K_{171}[Ar] + K_{172}[Kr] + K_{173}[F_2] + K_{174}[F] + K_{175} \cdot n_e + K_{176}[Ar]^2 + K_{177}[Ar][Kr] + K_{178}[Kr]^2) \quad (I.17)$$

Время спонтанного распада $KrF^*(B)$ $\tau_s = 7$ нс /15, 44/.

Если в выражении (I.17) малы по сравнению с другими членами, зависящие от накачки — $K_{174}[F]$ и $K_{175} \cdot n_e$, то, переходя от концентрации компонент к давлению РГС, (I.17) можно представить в виде:

$$\tau^{-1} = \tau_s^{-1} \cdot (1 + K_1 \cdot P \cdot \tau_s + K_2 \cdot P^2 \cdot \tau_s) \quad (I.17a)$$

Здесь K_1 и K_2 — полные константы тушения KrF^* при, соответственно, двухчастичных и трёхчастичных столкновениях с компонентами РГС.

Знание β_0 , τ и W позволяет определять концентрацию KrF^* из уравнения баланса:

$$\frac{d[KrF^*]}{dt} = R - [KrF^*] \cdot \tau^{-1}; \quad R = \beta_0 \cdot W / h\nu \quad (I.18)$$

В квазистационарном приближении из (I.18) получается:

$$[KrF^*] = R \cdot \tau = \beta_0 \cdot \tau \cdot W / h\nu \quad (I.19)$$

Если $W = W_1 \cdot P$, то (I.19) с учётом (I.17a) можно записать в следующем виде:

$$[KrF^*] = \beta_0 \cdot \frac{\tau_s \cdot W_1}{h\nu} \cdot \frac{P}{(1 + K_1 \cdot P \cdot \tau_s + K_2 \cdot P^2 \cdot \tau_s)} \quad (I.20)$$

Из (I.20) видно, что при слабой зависимости $\beta_0(P)$ концентрация KrF^* с ростом давления сначала возрастает, достигая максимума при

$$P_{m} = (K_2 \cdot \tau_s)^{-1/2}, \quad (I.21)$$

а затем падает. Отсюда следует, что константы двухчастичного тушения молекул RX^* в значительной степени определяют оптимальный диапазон рабочих давлений газовой смеси лазеров на ГБГ.

Теория процессов формирования и тушения молекул KrF^* в газовых смесях с электронно-пучковым возбуждением является, по-видимому, наиболее развитой. Описаны модели для смесей Kr/F_2 , $Ar/Kr/F_2$, $He/Kr/F_2$ /39-47/. Но они обладают одним недостатком - большой неопределенностью значений констант скоростей плазмохимических реакций. Последние, как правило, подбираются при численном моделировании путём подгонки теории к экспериментальным результатам /40-47/.

Из-за такого положения дел с каждым новым шагом на пути совершенствования описания физики активной среды лазеров на ГБГ требуется перепроверка интерпретации всей совокупности относящихся к этой области экспериментов /44/, что значительно затрудняет развитие теории. С другой стороны, это же придаёт особый вес каждому принципиально новому экспериментальному результату.

По кинетике формирования и тушения $XeCl^*$ и XeF^* в смесях с He , Ne , Ar и Kr также созданы модели, позволяющие описывать и работу лазера в целом /51-54/. Хуже обстоят дела с теорией ArF -ЭПЛ. Имеющиеся работы /26, 55-56/ могут помочь лишь при оценках эффективности формирования ArF^* и времени его жизни в смеси Ar/F_2 .

1.2.3. Модели внутримолекулярной релаксации энергии

В первых моделях лазеров на ГБГ предполагалось, что все образующиеся молекулы RX^* вносят вклад в усиление /26, 39-43, 45, 50-51/. Однако эксперименты, в частности /23, 57/, пока-

зали, что это не так.

У молекулы RX^* имеется ряд электронных состояний, из которых минимальной энергией обладают термы состояний $B^2\Sigma_{1/2}$ и $C^2\Pi_{1/2}$ /58-59/. Примерно на 1 эВ выше них расположен минимум потенциальной кривой состояния $D^2\Pi_{1/2}$. Эти связанные состояния обладают колебательно-вращательной структурой уровней. В генерации же участвует один или, в лучшем случае, несколько наимизших колебательных уровней состояния В или С. Поэтому для описания кинетики генерации в лазерах на ГБГ требуется учет процессов внутримолекулярной релаксации энергии в RX^* .

Первые экспериментальные работы по изучению этих процессов /23, 57, 60/ показали, что около 10% молекул RX^* образуются в состоянии D и практически теряются, не успевая срелаксировать до лазерного уровня. Основная доля молекул находится в состояниях В и С, между которыми существует обмен энергией. Из-за столкновений с окружающим газом на каждом из состояний устанавливается некая эффективная колебательная температура T_K /44, 46, 57-58, 60-66/.

Развитие различных подходов к описанию внутримолекулярной релаксации энергии в RX^* привело к созданию часто используемой сейчас четырёхуровневой модели /44, 52/. Следуя /44/, запишем уравнения баланса для рассматриваемых уровней следующим образом:

$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{N_0 - \theta N}{\tau_{VT}} - \frac{N_0 - \theta(N_0 + N_{C0})}{\tau_{BC}} - \frac{N_0}{\tau} - \frac{N_0}{\tau_I} \quad (I.22a)$$

$$\frac{dN_{C0}}{dt} = -\frac{N_{C0} - \theta N_C}{\tau_{VT}} - \frac{N_{C0} - \theta_C(N_{C0} + N_0)}{\tau_{BC}} - \frac{N_{C0}}{\tau} \quad (I.22б)$$

$$\frac{dN}{dt} = R_B - \frac{N - \theta(N + N_C)}{\tau_{BC}} - \frac{N}{\tau} - \frac{N_0}{\tau_I} \quad (I.22в)$$

$$\frac{dN_c}{dt} = R_c - \frac{N_c - \theta_c(N_c + N)}{\tau_{bc}} - \frac{N_c}{\tau} \quad (I.22г)$$

Здесь N_0 – населённость верхнего лазерного уровня, в который входит ряд нижних колебательных уровней состояния В, участвующих в генерации. В КгF –лазере как минимум 5 нижних колебательных уровней вносят вклад в усиление на 248,4 нм /68/. В ХеСI –лазере генерация происходит с одного нижнего колебательного уровня.

N и N_c – полные населённости состояний В и С. N_{c0} – населённость колебательных уровней С-состояния с которых возможен прямой обмен энергией с лазерным уровнем. θ и θ_c – Больцмановские факторы, показывающие, какая доля молекул в состоянии В и С находилась бы на N_0 и N_{c0} при колебательной температуре равной газовой – Т.

τ_{vt} и τ_{bc} – времена релаксации по колебательным уровням и между состояниями, τ – полное время жизни состояний. Оно практически одинаково для обоих состояний, так как в основном определяется столкновительным тушением. $\tau_I = h\nu/\sigma I$ – время жизни лазерного уровня обусловленное стимулированными переходами с сечением σ . I – интенсивность излучения.

R_v и R_c – скорости образования молекул в состояниях В и С. Пренебрегая частью молекул, образующихся в состоянии D, принимают, что

$$R = R_v + R_c = z_0 \cdot W/h\nu \quad (I.23)$$

Здесь также предполагается, что основная доля молекул КгF* расположена на колебательных уровнях, перекрывающих небольшой интервал энергии по сравнению с $h\nu$.

Для более наглядной демонстрации необходимости учёта

процессов внутримолекулярной релаксации при расчёте эффективности лазеров на ГБГ рассмотрим такой пример. Пусть минимум С-терма лежит выше колебательных уровней состояния В, с которых происходит генерация. Согласно /59/ в КгF* реализуется именно эта ситуация, а $\Delta E_{BC} \approx 0,1$ эВ. Тогда $\mathcal{N}_{CO} = 0$, и можно упростить систему (I.22), сведя к виду /46, 63-64/:

$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{N_0 - \theta N}{\tau_{VT}} - \frac{N_0}{\tau} - \frac{N_0}{\tau_I} \quad (\text{I.24a})$$

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \frac{N_0}{\tau_I} \quad (\text{I.24б})$$

Эта система описывает колебательную релаксацию молекул в состоянии В. Для КгF-лазера её решение в стационарном приближении с учётом того, что $g = \beta N_0$, даёт /46, 69/:

$$g = \frac{g_0}{1 + I/I_s}; \quad g_0 = \beta \cdot \tau \cdot R \cdot \gamma_m = \beta \tau R \cdot \theta / (1 + \tau_{VT}/\tau) \quad (\text{I.25a})$$

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma\tau} \cdot \frac{1 + \tau/\tau_{VT}}{1 + \theta\tau/\tau_{VT}}; \quad \theta = 1 - \exp(-m\hbar\omega/kT). \quad (\text{I.25б})$$

Здесь $\hbar\omega$ – колебательный квант В-состояния, $m = 4$ /40/.

Введём теперь понятие "эффективность формирования верхнего лазерного уровня" (γ_{φ}), определяемую как отношение мощности рекомбинационного потока, протекающего через N_0 , к мощности накачки. Тогда из (I.16, I.19, I.23, I.25a) получаем:

$$\gamma_{\varphi} = \gamma_0 \cdot \gamma_m = \gamma_0 \cdot \theta / (1 + \tau_{VT}/\tau) \quad (\text{I.26})$$

Таким образом, эффективность формирования верхнего лазерного уровня является произведением эффективности формирования молекул КгF* на внутримолекулярную эффективность формирования населённости на верхнем лазерном уровне – γ_m .

При учёте наличия состояния С в выражении для $\zeta_{ли}$ появится член $\zeta_{вс}$, значение которого в стационарном случае примерно составит:

$$\zeta_{вс} = [1 + (g_c/g_v) \cdot \exp(-\Delta E_{вс}/kT_k)]^{-1}, \quad (I.27)$$

где g_c и g_v - статистические веса состояний. При $\Delta E_{вс} > kT_k$ получается, что $\zeta_{вс} \approx 1$, и наличием состояния С можно пренебречь. В противном случае необходимо решение системы (I.22).

Оценим $\zeta_{ли}$ из (I.26). Для $KrF(B)$ $h\nu = 310 \text{ см}^{-1} /59/$. Тогда при $T = 300 \text{ К}$ и $m = 4$ получаем, что $\theta = 1$. Для смеси $Ar/Kr/F_2$ с давлением 1-3 атм $\tau_{vT}/t \approx 0,2$. В результате $\zeta_{ли} \approx 0,8$. Это значение является оценкой по минимуму. Учёт нагрева смеси, наличия состояний С и D приведут к дальнейшему понижению значения $\zeta_{ли}$. Отсюда видно, что процессы внутримолекулярной релаксации в KrF^* оказывают значительное влияние на населённость верхнего лазерного уровня.

Ещё сильнее данные процессы скажутся в лазере на $XeCl^*$. Генерация в нём происходит с одного нижнего колебательного уровня состояния В, который, в придачу, лежит несколько выше состояния С /60-62/, т.е. $\Delta E_{вс} < 0$. В результате фактор $\zeta_{вс}$ здесь будет играть уже значительную роль. Аналогичная ситуация наблюдается и в XeF -лазере /22-23, 54, 65-67/.

Рассмотренная четырёхуровневая модель описания колебательной релаксации и обмена энергией между состояниями В и С молекул RX^* является лишь первым, простейшим способом описания этого сложного процесса /68/.

При связанном виде терма состояния X, являющегося нижним лазерным уровнем, необходим учёт динамики колебательной релаксации и на нем. Такие модели сейчас разрабатываются /16, 51-54, 64-67/.

Таким образом, теория внутримолекулярной релаксации энергии в RX^* и RX делает пока первые шаги. Однако она уже позволяет объяснять многие экспериментальные результаты /22-23, 44, 46, 51-54, 57, 60-68/. Отметим также, что одно включение в рассмотрение кинетики активной среды KrF -ЭПД состояния С привело к переоценке значений скоростей тушения этой молекулы компонентами РГС почти в два раза /44/, так как до этого они рассчитывались из экспериментальных результатов на основе более простых моделей.

1.2.4. Расчёт основных лазерных параметров

Знание населённости верхнего лазерного уровня, получаемое в результате моделирования плазмохимических процессов в активной среде совместно с внутримолекулярной релаксацией, позволяет рассчитать g_0 .

В KrF - и ArF -лазерах коэффициент усиления на лазерной частоте ν можно представить в виде /46/

$$g_0(\nu) = \sum_i \sigma_i \cdot N_i \quad (I.28)$$

Здесь σ_i - усреднённое с учётом распределения молекул по вращательным подуровням сечение индуцированного перехода с i -го колебательного уровня состояния В, а N_i - его населённость.

В KrF -лазере σ_i почти одинаково для четырёх нижних колебательных уровней /68/. Отсюда и получается соотношение:

$$g_0 = \sum_{i=0}^3 \sigma_i \cdot N_i = \sigma \cdot \sum_{i=0}^3 N_i = \sigma \cdot N_0 \quad (I.29)$$

Аналогичная ситуация должна наблюдаться и в ArF -лазере, но детального анализа этого вопроса в литературе пока не было.

Сложнее обстоит дело с расчётом g_0 в случае связанного термина состояния X, что наблюдается в XeCl. Здесь необходимо знание населённости нижнего уровня /48, с. 459/, что затрудняет расчёт коэффициента усиления и динамики генерации. Пока в теории XeCl-лазера применяют приближение быстрой очистки нижнего уровня /51, 52/, а g_0 вычисляется на основе выражения (I.29). Но здесь N_0 – населённость всего лишь одного нижнего колебательного уровня.

Возможность использования приближения быстрого рассеяния нижнего лазерного уровня базируется на том, что коэффициент поглощения активной среды рассматриваемых лазеров на ГБГ – α , обусловлен не столько поглощением с состояния X, сколько поглощением компонентами среды $[K_i]$ /13/:

$$\alpha = \sum_i \sigma_i^n \cdot [K_i] \quad (I.30)$$

Здесь σ_i^n – сечение поглощения соответствующей i -ой компоненты активной среды на длине волны генерации.

Как правило α разделяют на два слагаемых /46, 50/:

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 \quad (I.30a)$$

В α_1 относят вклады от компонент, на концентрации которых практически не влияет наличие лазерного излучения в среде, а α_2 – часть поглощения, зависящая от I . В KrF-лазере в неё входит поглощение эксимерами Kr_2F^* , фотодиссоционное поглощение рабочими молекулами KrF^* , а также поглощение с нижнего лазерного уровня /40–46/.

Отсюда видно, что моделирование плазмохимических процессов в активной среде лазеров на ГБГ необходимо не только для определения коэффициентов усиления, но и для расчёта её коэффициента поглощения на лазерной частоте.

Знание g_0 и α позволяет находить интенсивность лазерного излучения на основе решения классического уравнения квантовой электроники, описывающего динамику поведения индуцированного излучения /39, 44, 46, 48-49/:

$$\pm \frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial I}{\partial t} = I_{\pm} [g(I) - \alpha(I)] + \delta \Omega_{\pm} \cdot \frac{h\nu \cdot N_0}{\tau_s} \quad (I.31)$$

Оно замыкает систему уравнений кинетики активной среды ЭИЛ на ГБГ. Для решения (I.31) необходимо задать ещё геометрические размеры активной среды и лазера в целом, а также граничные условия по отражению излучения на зеркалах и стенках лазерной камеры. В таком общем виде решение (I.31) даже при слабом изменении g и α во времени и пространстве представляет сложную математическую задачу /5, 46/.

При малых объёмах активной области, когда можно пренебречь усилением спонтанной люминесценции и отсутствует рассеяние лазерного излучения на стенках лазерной камеры, возможно и упрощенное решение (I.31). Так в квазистационарном приближении для КгF-ЭИЛ с однородной активной средой длиной L на резонаторе из плоских зеркал с коэффициентами отражения R_1 и R_2 из (I.31) получается /70/:

$$I_1 = \frac{1 - R_1}{\sqrt{R_1}} \cdot \delta \cdot I_s \quad (I.32a)$$

$$I_2 = \frac{1 - R_2}{\sqrt{R_2}} \cdot \delta \cdot I_s \quad (I.32b)$$

Здесь I_1 и I_2 - интенсивности лазерного излучения со стороны первого и второго зеркала резонатора. Величина δ есть корень следующего трансцендентного уравнения:

$$\ln \sqrt{R_1 \cdot R_2} - d \cdot L = \frac{\gamma}{P_+ - P_-} \cdot \ln \left\{ \frac{(\sqrt{\delta/R_2} - P_+) \cdot (\sqrt{\delta R_1} - P_-)}{(\sqrt{\delta/R_2} - P_-) \cdot (\sqrt{\delta R_1} - P_+)} \right\} \quad (I.33)$$

где $\gamma = g_0/d$, а $P_{\pm} = \frac{1}{2} \cdot \{(\gamma-1) \pm \sqrt{(\gamma-1)^2 - 4\delta}\}$.

Эти выражения позволяют найти эффективность съёма энергии с верхнего лазерного уровня, или, иными словами, эффективность резонатора ζ_p . Она определяется как отношение интенсивности выходного лазерного излучения к мощности релаксационного потока, протекающего через верхний лазерный уровень и вычисляется из выражения:

$$\zeta_p = [(1-R_1)/\sqrt{R_1} + (1-R_2)/\sqrt{R_2}] \cdot \delta/g_0 L \quad (I.34)$$

Численное решение (I.33 - I.34), проведённое в /50/ для серии различных g_0 и d , показало, что для оптимального по прозрачности резонатора $T_{opt} = 1 - R_{opt}$, где $R_{opt} = (R_1 \cdot R_2)_{opt}$, выполняются хорошо известные соотношения /71, с. 69-71/:

$$\ln R_{opt} = 2dL (\sqrt{g_0/d} - 1) \quad (I.35)$$

$$\zeta_{pm} = (1 - \sqrt{d/g_0})^2 \quad (I.36)$$

Здесь ζ_{pm} - максимальное значение ζ_p , достигаемое на оптимальном резонаторе.

Таким образом, с учётом (I.26) и (I.34), приходим к следующему утверждению, справедливому в квазистационарном случае: эффективность активной среды лазера, или КДС среды - ζ , определяемая как отношение мощности генерации к мощности накачки, есть произведение эффективности формирования рабочих молекул ζ_0 на внутримолекулярную эффективность формирования верхнего лазерного уровня ζ_m и на эффективность съёма энергии с него в виде лазерного излучения ζ_p :

$$\zeta = \zeta_0 \cdot \zeta_m \cdot \zeta_p \quad (I.37)$$

Если условие квазистационарности генерации выполняется большую часть импульса, то (I.37) будет справедливо и по отношению к энергиям накачки и генерации за импульс. Это часто используют при предварительном анализе экспериментальных результатов. В общем же случае для импульсного режима задача рассмотренной выше теории в конечном счёте сводится к интегрированию (I.37) по времени с учётом всей совокупности взаимосвязанных процессов кинетики активной среды лазера.

Наиболее совершенные на сегодня модели КгF-ЭПМ /44, 46/ достаточно хорошо описывают существующие экспериментальные результаты при $W \leq 1 \text{ МВт/см}^2 \cdot \text{атм}$ и $E_H \leq 0,1 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$. При более высоких W и E_H нарастают несоответствия между выводами теорий и экспериментом. Это свидетельствует о необходимости дальнейших исследований КгF-ЭПМ, особенно при высоких параметрах накачки. Такова же ситуация и с ХеСI-ЭПМ /52, 64/. Теории АгF-ЭПМ в виде какой-либо численной модели в литературе пока нет. Поэтому здесь представляет интерес любая новая информация о особенностях работы данного лазера.

§ I.3. Заключение к главе I

Теория электронно-пучковых лазеров на галогенидах благородных газов для количественного описания их работы в широком диапазоне параметров накачки, составов газовой смеси и геометрических размеров активной области должна включать следующие взаимосвязанные подразделы. Первый – описание энерговыделения от электронного пучка в газ с учётом электродинамических эффектов взаимодействия пучка и плазмы. Далее – модель кинетики активной среды, включающую формирование и гибель рабочих молекул RX^* , а также процессы внутримолекулярной релаксации энергии до верхнего лазерного уровня и рассе-

ление нижнего. И, наконец, модель расчёта параметров лазерного излучения с учётом геометрических размеров активной области, граничных условий на отражение излучения от зеркал, окон и стенок лазерной камеры.

В таком законченном виде теории для конкретных ЭШ на ГБГ пока нет. Обусловлено это, отчасти, незавершённостью разработок её отдельных подразделов, а также чрезвычайно большой математической громоздкостью задачи.

В связи с этим для определения оптимальных условий работы ЭШ на ГБГ требуется дальнейшее совершенствование теории, а также всестороннее экспериментальное их изучение, в частности, в режимах высоких удельных мощностей и энергий возбуждения.

ГЛАВА 2

ЛАЗЕРНАЯ УСТАНОВКА ЭЛ-1 С ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВЫМ
ВОЗБУЖДЕНИЕМ ГАЗОВЫХ СРЕД

Для исследований эксимерных лазеров в режимах высоких удельных мощностей и энергий возбуждения электронным пучком была спроектирована и изготовлена экспериментальная лазерная установка ЭЛ-1. Кроме этого, она предназначалась и для экспериментов по воздействию лазерного излучения с энергией 1 – 10 Дж на различные вещества. Это и определило ее конструктивные особенности.

Генераторы электронных пучков с энергиями более 100 Дж, длительностью менее 100 нс и энергией электронов выше 200 кэВ требуют специальных мощных систем формирования высоковольтных импульсов. Наиболее простыми являются системы с использованием коаксиальных формирующих линий (ФЛ) или двойных ФЛ (ДФЛ) /74/. В качестве диэлектриков в таких линиях применяется конденсаторное, трансформаторное, касторовое масла, глицерин и дистиллированная вода. Возможности, преимущества и недостатки конкретных систем формирования высоковольтных импульсов и используемых диэлектриков подробно рассмотрены в литературе /74–76/ и останавливаться здесь на этом не будем.

Отметим только одно важное требование, возникающее в связи с предназначенностью данных систем для лазерных устройств. Здесь используются катоды с большой площадью, при этом необходима максимально высокая однородность плотности тока. В генераторах электронных пучков со взрывоэмиссионными катодами однородность j пропорциональна, при прочих равных условиях, скорости нарастания напряжения на катоде (dU/dt) . Коаксиальные ФЛ имеют зарядное напряжение, при их подклю-

нии к катоду вдвое превышающее рабочее напряжение на катоде. Поэтому на переднем фронте импульса обеспечивается большая скорость нарастания напряжения и тока по сравнению с ДФЛ, а значит и в лазере будет большая однородность.

В качестве основного элемента системы энергообеспечения установки ЭЛ-1 была выбрана коаксиальная формирующая линия. Перспективность ФЛ для использования в ЭЛ по сравнению с другими системами формирования подтвердилась позднее их успешным использованием в таких современных лазерах, как "Спрайт" /77/ и "Аврора" /78/.

Системы энергообеспечения с ДФЛ также используются в электронно-пучковых лазерах /79/. Их положительное качество заключается в возможности применения более простых и надежных средств управления моментом срабатывания, что важно при необходимости жесткой синхронизации работы нескольких устройств.

§ 2.1. Конструктивное исполнение установки ЭЛ-1

Принципиальная электрическая схема установки ЭЛ-1 представлена на рис. 2.1. Генератор импульсных напряжений (ГИН), представленный на схеме емкостью C_T , при срабатывании разрядника P_1 заряжает малоиндуктивную емкость $C_{ФЛ}$. После срабатывания P_2 она подключается к вакуумному диоду $R_{эл}$.

Конструктивное исполнение установки ЭЛ-1 без ГИНа представлено на рис. 2.2. Формирующая линия состоит из двух коаксиальных цилиндров-электродов из нержавеющей стали. Внутренний диаметром 104 мм, внешний - 280 мм. Длина ФЛ $l = 1600$ мм. Изоляторы ФЛ выполнены из оргстекла.

Пространство между электродами заполнено дисциплированным

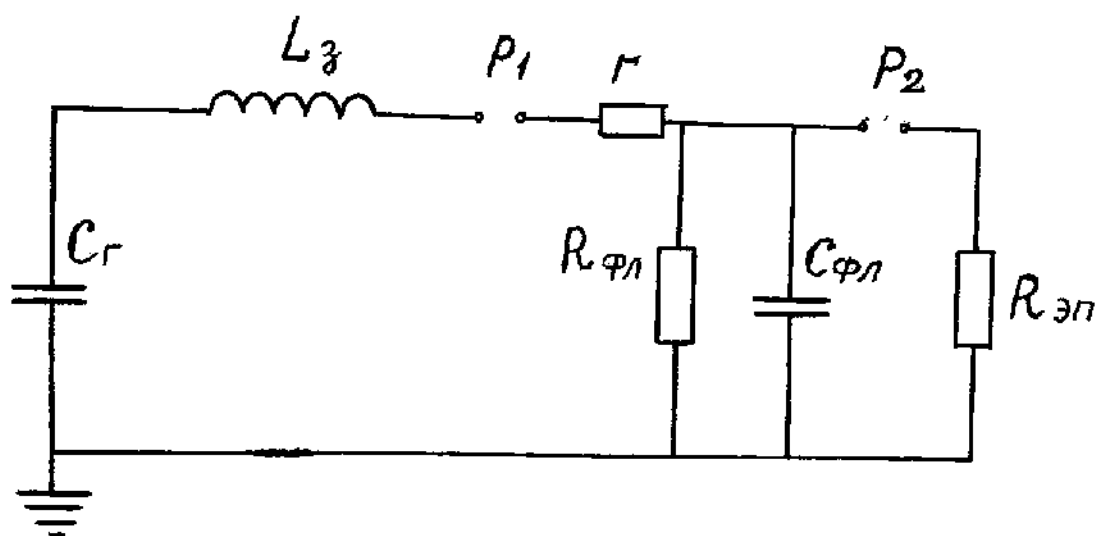


Рис.2.1. Принципиальная электрическая схема установки ЭЛ-1.

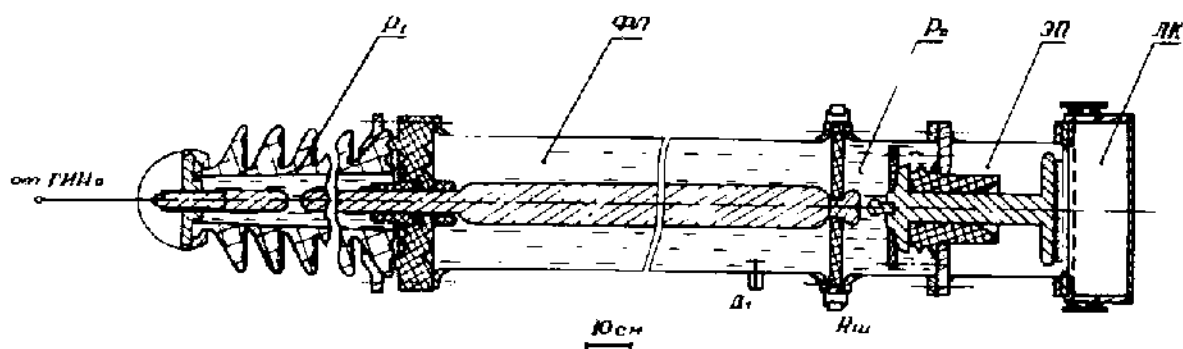


Рис.2.2. Конструктивное исполнение установки ЭЛ-1.

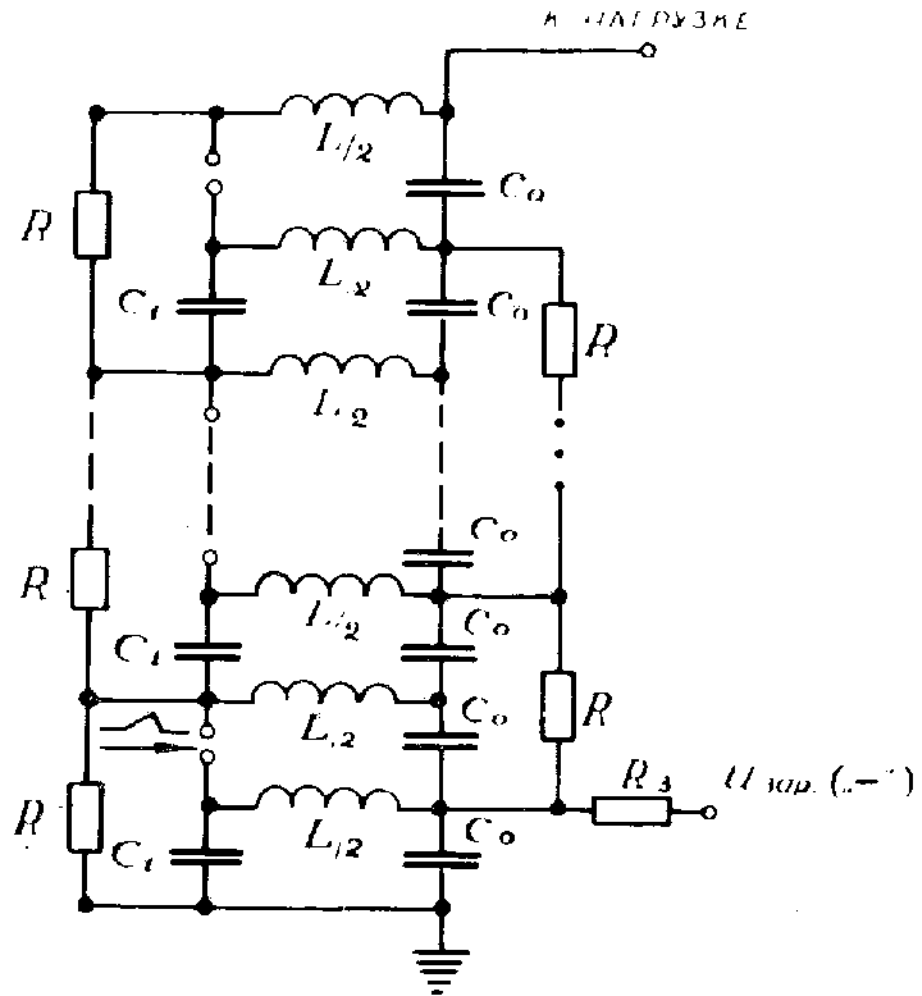


Рис.2.3. Схема генератора импульсов напряжения, ГИНа, установки ЭЛ-1.

ной деионизованной водой, диэлектрическая проницаемость которой при комнатной температуре равна 80. Очистка дистиллированной воды в ионообменных смолах позволяет на установке достигать ее удельного сопротивления $\rho = 4 \cdot 10^6$ Ом·см. Конструктивные материалы ФЛ обеспечивают уменьшение ρ воды до 10^6 Ом·см за месячный срок эксплуатации, после чего проводится повторная ее очистка в системе деионизации.

За счет конечного значения проводимости воды существует сопротивление утечки $R_{\text{фл}}$ (рис. 2.1). На установке $R_{\text{фл}} = 10^{-3} \cdot \rho = 1 - 4$ кОм. Емкость ФЛ равна 7 нФ, а волновое сопротивление 6,7 Ом. Формирующая линия была испытана на зарядное напряжение до 800 кВ. При этом напряжении в ней запасается электрическая энергия 2,2 кДж.

Из-за сопротивления утечки $R_{\text{фл}}$, шунтирующего $C_{\text{фл}}$, а также для повышения надежности работы ФЛ, её заряд необходимо осуществлять за время менее 1 мкс. Для обеспечения этого был изготовлен ГИИ по схеме с переворотом фазы, рис. 2.3. Такой ГИИ имеет ряд преимуществ по сравнению с широко используемыми схемами Аркадьева-Маркса. Во-первых, вдвое уменьшено число разрядников на ГИИ и эти разрядники слаботочные, что обеспечивает надежность их работы при простой конструкции. Во-вторых, при работе на нагрузку конденсаторы ГИИ оказываются включенными последовательно не через разрядники, а шинами. Это обеспечивает минимальное значение индуктивности и активного сопротивления ГИИ, достижимого на выбранном типе конденсаторов C_0 . В качестве C_0 использованы конденсаторы ИК - 100/0,4 или ИК - 100/0,25. Количество каскадов ГИИ - 10, поэтому ударная емкость (C_r) составляет 40 или 25 нФ.

Первый разрядник ГИИ тригатронного типа запускается внешним сигналом. Быстрое срабатывание остальных неуправляе-

ных разрядников обеспечивается перенапряжением, возникающим на них после пробоя первого разрядника за счет емкостей связи C_I . В качестве последних использовалась гирлянда из 3-4 соединенных последовательно конденсаторов К 15-10. Такая схема управления ГИном обеспечивает его стабильное срабатывание в диапазоне 0,85-1,0 от напряжения самопробоя разрядников. *Из* устанавливается путем подбора зазора между электродами. ГИН был испытан на напряжение до 600 кВ.

При использовании данного ГИНа в качестве зарядного устройства $C_{ФЛ}$ требуется высоковольтный обостряющий разрядник Р-1 (рис. 2.1). Сначала для этих целей использовался жидкостный разрядник на трансформаторном масле, собранный в проходном фарфоровом изоляторе, служившем одновременно входным изолятором ФЛ (рис. 2.2).

Напряжение самопробоя разрядника подбирается длиной разрядного зазора. Для напряжений 400-600 кВ и использовавшихся электродов с радиусами 20 мм она равна 12-18 мм. Как показали эксперименты, стабильность срабатывания данного разрядника по напряжению находится в пределах 10% от напряжения самопробоя. Аналогичный масляный неуправляемый разрядник Р-2 подключает ФЛ к вакуумному диоду электронной пушки.

Масляные разрядники на напряжения порядка 500 кВ просты по конструкции и удобны при работе в режиме редко повторяющихся импульсов. На установке ЭЛ-1 они позволяют получать стабильные параметры электронного пучка при скважности следования импульсов 2-3 минуты.

Существенным недостатком жидкостных разрядников является сильный гидродинамический удар, который может приводить к разрушению механически слабых элементов разрядника. Из-за этого вместо масляного разрядника Р-1 пришлось установить га-

зовый, который сейчас и используется.

Электронная пушка (ЭП) установки ЭЛ-1 конструктивно проста. Изолятор ЭП выточен из оргстекла. Высоковольтный ввод имеет диаметр 87 мм. Проходной диаметр изолятора — 150 мм. Снаружи ЭП изолятор и высоковольтный ввод расположен в объеме с трансформаторным маслом, где собран также разрядник Р-2, рис. 2.2.

Катоды ЭП имели различную конструкцию. В последнее время используется острый катод с размерами $4 \times 22 \text{ см}^2$. В нем с шагом в 2 мм расположены ряды лезвий из медной фольги с небольшими зубцами. Применение медных фольг позволило получить максимальную долговечность как катода, так и разделительной фольги ЭП.

Электронная пушка без пробоев работает при вакууме менее 10^{-4} мм.рт.ст. Электронный пучок из ЭП попадает в объем лазерной камеры (ЛК) с газовой смесью через тонкую разделительную фольгу. Она лежит на стальной пластине с отверстиями — протекторе. Геометрическая прозрачность протектора составляет 50–60%. Используются два типа протекторов. Один — с круглыми, плотно прилегающими друг к другу отверстиями диаметром 4 мм. Другой — с отверстиями в виде щелей с размерами 3×50 мм, расположенных с шагом 5 мм.

На установке испытывались различные фольги: из титана толщиной $13 \div 50$ мкм, алюминиевые, алюмобериллиевые, лавсановые, полиэтиленовые, полиимидные, тефлоновые. Однослойные фольги из всех перечисленных материалов при давлении газов в ЛК 1–3 атм выдерживали до прорыва от 1 до 10–20 импульсов. Наибольшие цифры достигались с титановыми и алюмобериллиевыми фольгами толщиной 20–50 мкм.

Отметим, что максимальная плотность тока пучка в импуль-

се длительностью 80 нс на протекторе составляет 400 А/см^2 при энергии электронов около 300 кэВ. Плотность энергии пучка, падающего на фольгу за основной импульс, равна $8-10 \text{ Дж/см}^2$. Наличие слабого электронного пучка после основного импульса, обусловленного разрядом ГИНа на ЭП, повышает энергетическую нагрузку на фольгу до $20-30 \text{ Дж/см}^2$.

При такой нагрузке повышения ресурса фольги примерно до 600 импульсов удалось достичь при использовании трехслойной комбинации фольг: двух титановых толщиной 14 мкм, между которыми находится полиимидная пленка толщиной 20-25 мкм. Фольги проклеивались по контуру, и прорыв одной или двух не приводит к выходу установки из строя. Как показал опыт эксплуатации, к моменту прорыва последней фольги (со стороны ЛК) в фольге, обращенной к катоду ЭП, существует ряд отверстий различных размеров. Это показывает, что прорыв фольги в ЭП, в основном, обуславливается ее бомбардировкой микрочастицами, ускоренными в промежутке катод - анод.

Достигнутый ресурс работы фольги позволил обеспечить достаточно быстрое проведение большого ряда разнообразных экспериментов, требующих высоких удельных параметров накачки газовых сред, а также статистического накопления результатов.

Электронный пучок после протектора с разделительной фольгой попадает в лазерную камеру, изготовленную из нержавеющей стали. Конструкция ЛК и протектора с фольгой обеспечивает надежную их работу при давлении газа до 6 атм. Зеркала резонатора могут крепиться непосредственно на лазерной камере. В этом случае расстояние между ними 35 см. Световой диаметр выходного лазерного пучка - 50 мм. При длине активной области 23 см активный объем составляет 450 см^3 .

Установка ЭЛ-1 включает в себя также высоковольтные вып-

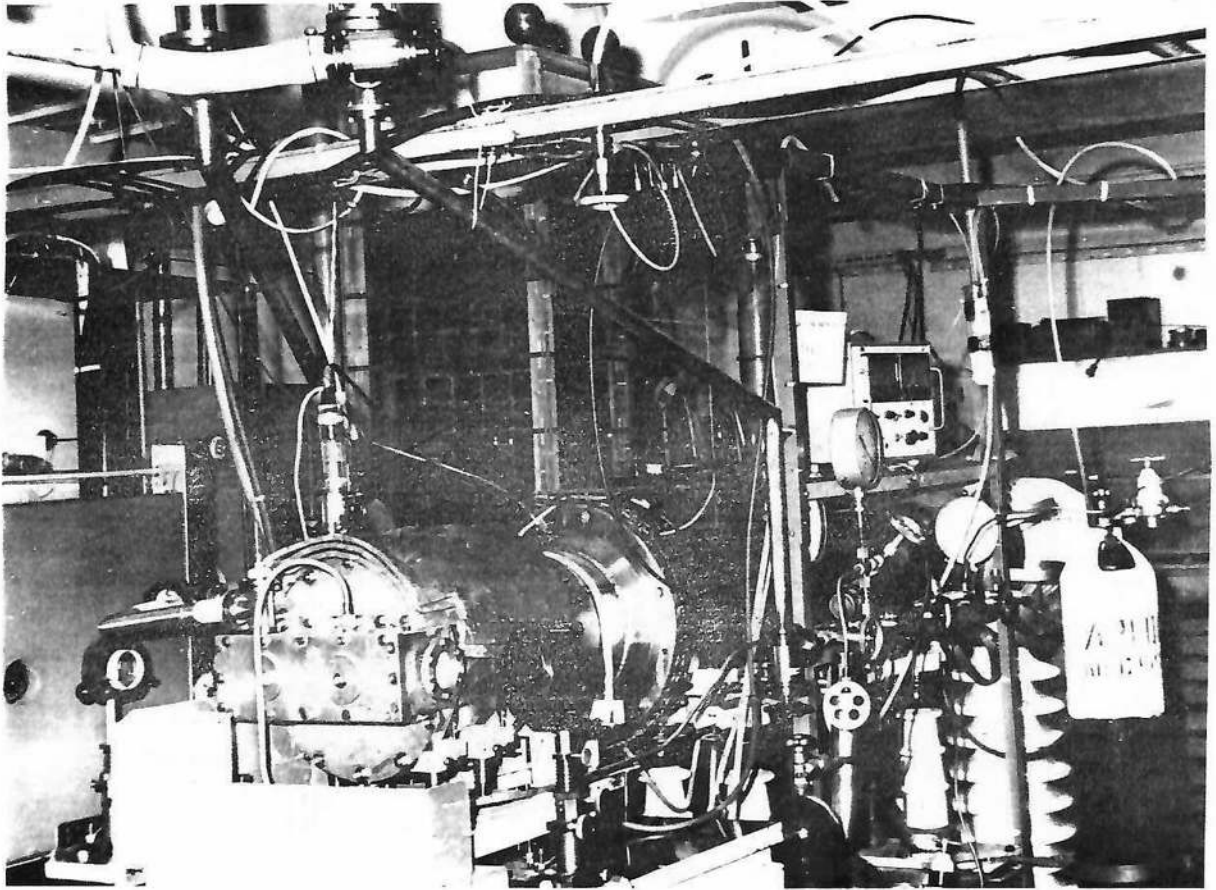


Рис. 2.4. Фотография установки ЭЛ-1. Вид со стороны лазерной камеры.

рямители, систему коммутации и блокировок, пульт управления. Имеется газовакуумная система для приготовления различных газовых смесей и вакуумирования соответствующих узлов установки, система приготовления и деионизации дистиллированной воды для ФЛ. Регистрационно-измерительный комплекс обеспечивает дистанционный контроль и регистрацию необходимых параметров при проведении экспериментов. Внешний вид части установки со стороны ЛК показан на рис. 2.4.

Конструкция установки ЭЛ-1, представленная на рис. 2.2, и система её энергообеспечения была разработана и доведена до существующего состояния автором.

§ 2.2. Методики измерения характеристик электронного пучка и других параметров лазерной установки ЭЛ-1

Характеристики электронного пучка определяют основные параметры накачки. Поэтому необходимо знать их зависимость от основных контролируемых параметров установки. Для того, чтобы показать эти зависимости, обратимся снова к принципиальной электрической схеме установки на рис. 2.1.

Разрядник Р-1 настраивается так, чтобы он срабатывал при максимальном напряжении на ГИНа — U_r . Разброс срабатываний по напряжению у этого разрядника не превышает 10%. Напряжение U_r с точностью менее 2% определяется соотношением

$$U_r = 10 \cdot U_3 \quad (2.1)$$

где U_3 — зарядное напряжение конденсаторов ГИНа.

При отсутствии активного сопротивления Γ , складывающегося из сопротивления разрядника, ошиновки и конденсаторов ГИНа, а также при отсутствии $R_{\text{фл}}$, формирующая линия заря-

жалась бы до напряжения $U_{\text{ФЛ}}$:

$$U_{\text{ФЛ}} = 2C_r / (C_r + C_{\text{ФЛ}}) = 1,7U_r \text{ при } C_r = 40 \text{ нФ}$$

$$U_{\text{ФЛ}} = 1,56U_r \text{ при } C_r = 25 \text{ нФ} . \quad (2.2)$$

Но из-за того, что $R_{\text{ФЛ}} = 1,4 \text{ кОм}$, а $r = 2,3 \text{ Ом}$, величина $U_{\text{ФЛ}}$ оказывается меньше предельного значения в $1,1 \div 1,15$ раза:

$$U_{\text{ФЛ}} = 15 \cdot U_3 \quad \text{при } C_r = 40 \text{ нФ}$$

$$U_{\text{ФЛ}} = 13,5 \cdot U_3 \quad \text{при } C_r = 25 \text{ нФ} .$$

(2.3)

Характерные осциллограммы электрических сигналов, отражающих работу различных элементов системы энергообеспечения установки ЭЛ-1, представлены на рис. 2.5. Напряжение на выходе ГИНа контролируется с помощью делителя напряжения $1 : 10000$, собранного из сопротивлений ТВО. Время инвертирования фазы напряжения на конденсаторах ГИНа определяется величинами L и C_0 , составляя $5,5 \text{ мкс}$ при $C_0 = 0,4 \text{ мкФ}$ и $4,3 \text{ мкс}$ при $C_0 = 0,25 \text{ мкФ}$.

Время заряда $C_{\text{ФЛ}}$ задаётся величиной L_3 , которая складывается из индуктивностей ГИНа и дополнительной катушки. Величина последней выбиралась такой, чтобы заряд ФЛ осуществлялся примерно за 600 нс , рис. 2.5 в, г. При этом, как показал опыт, обеспечивается и достаточно высокая стабильность выходных характеристик ЭП и большая надёжность работы установки в целом. Напряжение на ФЛ контролируется с помощью ёмкостного делителя напряжения Д-1, рис. 2.2.

Разрядный ток установки измеряется с помощью токового шунта $R_{\text{ш}}$. Характерная осциллограмма импульса тока представлена на рис. 2.5д. Как видно, кроме основного импульса тока, связанного с разрядом ФЛ, имеется ещё длинный послеимпульс, обусловленный разрядом C_r . Энергия электронного пучка в пос-

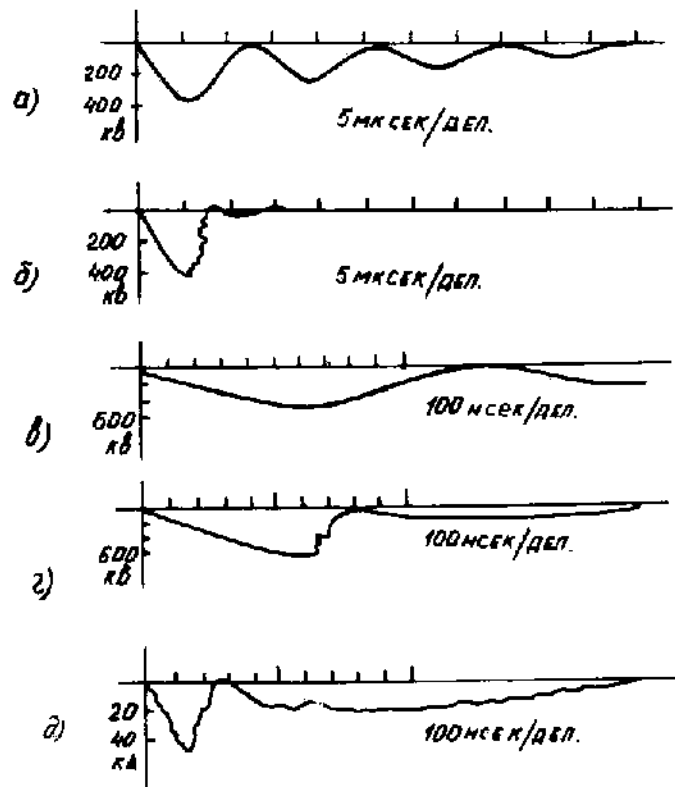


Рис.2.5. Осциллограммы сигналов напряжения и тока установки ЭЛ-1:

- а - напряжение на выходе ГИНа без пробоя в Р-1 ;
- б - напряжение на выходе ГИНа с пробоем Р-1 ;
- в - напряжение на ФЛ без пробоя Р-2 ;
- г - напряжение на ФЛ при срабатывании Р-2 ;
- д - характерный импульс тока ФЛ при её заряде от ГИНа с ударной ёмкостью 40 нф.

леимпульсе из-за малой энергии электронов почти полностью поглощается в разделительной фольге, что снижает её работоспособность. Уменьшение ударной ёмкости ГИНа с 40 до 25 нФ привело почти к полному устранению послеимпульса, а ресурс трёхслойной фольги при этом возрос с $200 \div 300$ до примерно 600 импульсов.

Вывод установки на определённый режим работы осуществляется последовательным подбором межэлектродных промежутков в разрядниках P1 и P2 так, чтобы они срабатывали при максимуме напряжения на ГИНе и ФЛ. Подбором промежутка катод-анод электронной пушки достигается наилучшее согласование её сопротивления с волновым сопротивлением ФЛ. Однако из-за нелинейности сопротивлений разрядника и электронной пушки идеального согласования достичь не удаётся, что видно и по форме импульса тока. Это рассогласование является существенным каналом потерь мощности в тракте ФЛ-ЭП, добавляясь к потерям на активном сопротивлении разрядника и проводников.

После вывода установки на требуемый режим работы производилось измерение параметров электронного пучка за разделительной фольгой электронной пушки. Это необходимо для определения распределения удельной мощности накачки по объёму активной области с учётом состава и давления РГС.

Для упрощения дальнейшего рассмотрения введём прямоугольную систему координат по отношению к активной области следующим образом. Пусть направление оси X совпадает с направлением распространения ЭП. Плоскость $X = 0$ совпадает с расположением разделительной фольги. Ось Z параллельна оптической оси резонатора, а плоскость $Y = 0$ есть плоскость симметрии активной области. При такой системе координат плотность тока электронного пучка на установке ЭЛ-1 будет отли-

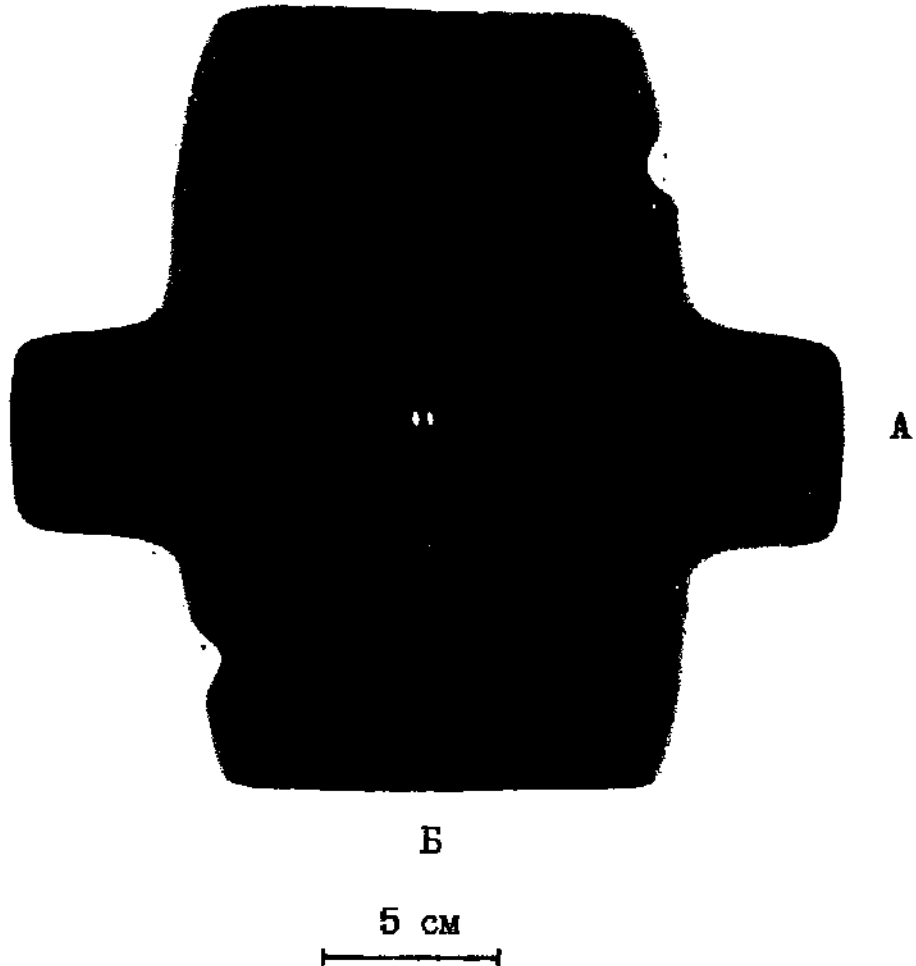


Рис. 2.6. Фотография отпечатков на винилпластовой пластине от электронного пучка установки ЭЛ-1. А - пластина располагалась вплотную к фольге ЭП, Б - данная пластина была развернута на 90° и стояла на расстоянии 5 см от фольги.

чатся от нуля в плоскости $X = 0$ при $0 \leq Z \leq L = 23$ см, и $-Y_0 \leq Y \leq Y_0 = 2,5$ см, что определяется поперечным сечением ЭП на входе в лазерную камеру.

При распространении ЭП в газе его сечение увеличивается. На рис. 2.6 представлена фотография отпечатка, оставленного электронным пучком на винилпластовой пластине, помещавшейся непосредственно за фольгой (А) и на расстоянии 5 см от неё (Б). В последнем случае пластина была развёрнута на 90° .

В линейном приближении расплывание сечения ЭП при его распространении вдоль X можно описать так:

$$Y_{0X} = Y_0 (1 + X/X_0). \quad (2.4)$$

Здесь X_0 есть расстояние, на котором сечение ЭП удваивается. Изменением размеров сечения ЭП вдоль Z можно пренебречь, так как $\Delta Z \ll L$.

Плотность энергии $E_{ЭП}$, переносимой ЭП за импульс длительностью T по основанию и τ на полувысоте, определяется выражением:

$$E_{ЭП}(\vec{r}) = \int_0^T j(\vec{r}, t) \cdot \mathcal{E}(t) \cdot dt = \overline{j(\vec{r})} \cdot \overline{\mathcal{E}(\vec{r})} \cdot \tau \quad (2.5)$$

Здесь $\overline{j(\vec{r})}$ и $\overline{\mathcal{E}(\vec{r})}$ – средние за импульс значения плотности тока и энергии электронов пучка в точке \vec{r} . Величина средней энергии электронов практически постоянна по сечению пучка, так как зависит только от длины пробега и сорта вещества, через который пучок проходит. Следовательно $\overline{\mathcal{E}(\vec{r})} \approx \overline{\mathcal{E}(X)}$. При фиксированном X распределение $E_{ЭП}$ пропорционально $\overline{j(\vec{r})}$. Производная от $E_{ЭП}$ по X определяет распределение удельного энерговклада в данной среде.

Измерение распределения $E_{ЭП}$ по сечению пучка на различных расстояниях X проводилось с помощью калориметров БКДМ, из-

готовленных в ОКБ ФИАН. Приёмной площадкой у этих калориметров является анодированная алюминиевая пластина толщиной 0,8 мм. Одновременно с этим проводилось измерение временного поведения мощности ЭП по мощности люминесценции пластикового сцинтиллятора марки СПС-БИО. Он специально предназначен для таких целей /80, с. 72/. Время высвечивания у него составляет 2 нс.

Люминесценция сцинтиллятора с помощью коаксиального фотоэлемента регистрировалась на различных скоростных осциллографах: И2-7, 6ЛОР, СУР1. Временное разрешение формы сигнала мощности ЭП при регистрации по данной схеме не превышает 5 нс.

Характерная осциллограмма импульса мощности ЭП совместно с импульсом тока, сигнал которого был задержан, приведена на рис. 3.1а. Длительность импульса мощности ЭП на полувысоте составляет 80 нс. Привязка значений энергии и формы импульса мощности ЭП к сигналу тока позволяла в дальнейших экспериментах контролировать параметры ЭП в каждом импульсе.

Распределение $E_{\text{ЭП}}$ по сечению определялось путём её измерения за диафрагмами различного сечения. В результате выяснилось, что вдоль Z на входе в ЛК крупномасштабные неоднородности плотности $E_{\text{ЭП}}$ (с размером более 1 см) не превышают 20% на длине $L = 23$ см. Спад $E_{\text{ЭП}}$ до 0 происходит на расстоянии $\Delta Z = 1$ см. С удалением от фольги степень неоднородности плотности электронного пучка вдоль Z быстро уменьшается. Поэтому распределение $E_{\text{ЭП}}$ вдоль Z можно считать практически однородным.

Распределение $E_{\text{ЭП}}$ по оси Y измерялось с диафрагмой размерами $0,5 \times 12$ см². Полученное распределение в плоскости $X = 0$ и $X = 5$ см представлено на рис. 2.7 А и Б. Крестиками

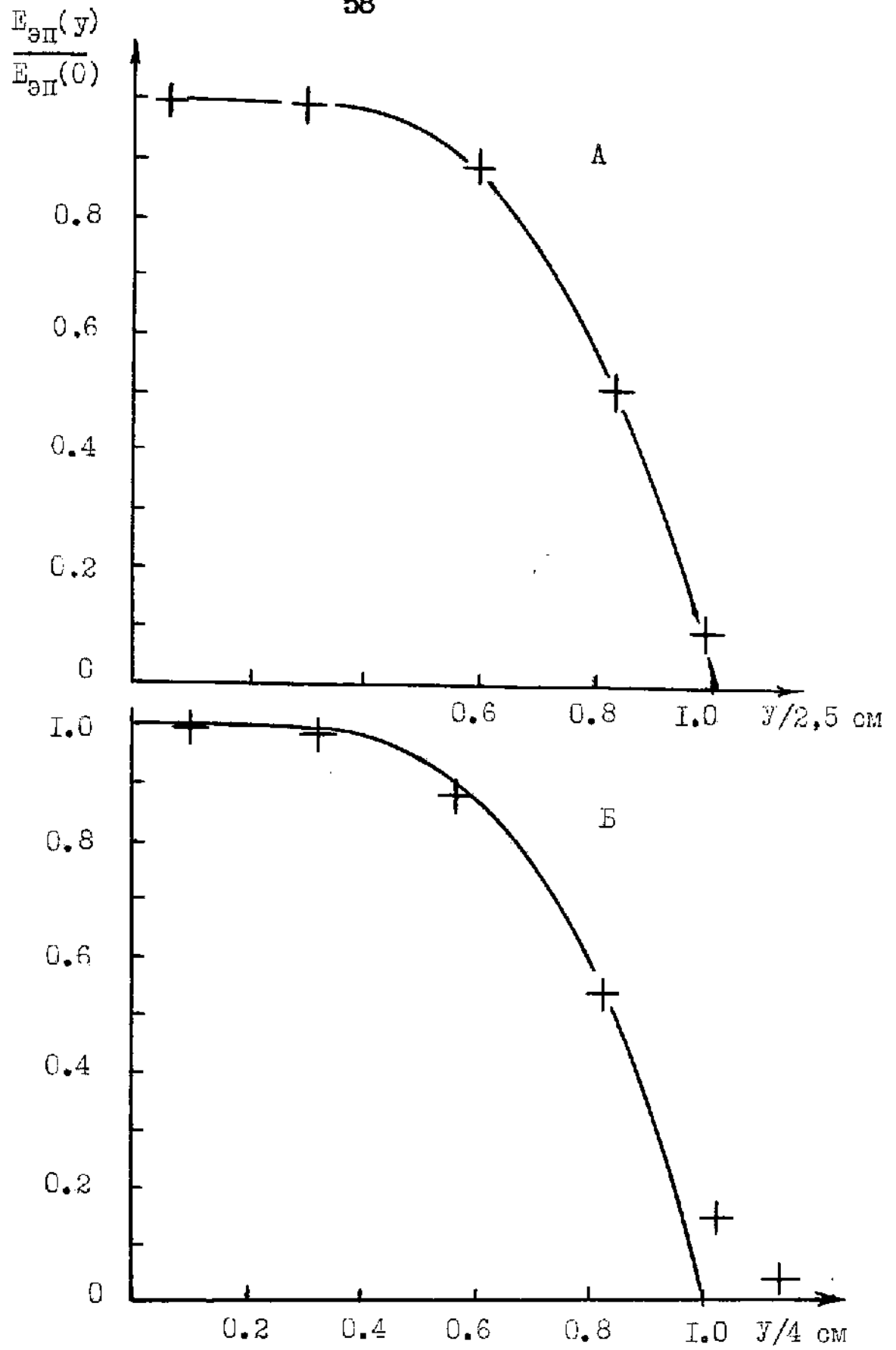


Рис. 2.7. Распределение $E_{ЭП}$ по оси Y на входе в ЛК (А) и на расстоянии 5 см от фольги (Б).

обозначены экспериментальные результаты, а сплошная линия есть функция вида

$$E_{эп} \sim [1 - (y/y_{0x})^4], \quad (2.6)$$

причем $y_{00} = 2,5$ см, а $y_{05} = 4$ см. Отсюда следует, что X_0 в выражении (2.4) равен примерно 8 см.

Для определения функции $E_{эп}(X)$ использовалось следующее свойство электронного пучка. Тормозная способность любого вещества следующим образом связана с его характеристиками и энергией электронов E_e /27/:

$$\frac{dE_e}{dx} = const \cdot \rho \cdot (Z/A) \cdot F(E_e, Z). \quad (2.7)$$

Здесь Z и A – заряд и массовое число атомов вещества мишени, ρ – его плотность. Зависимость $F(Z)$ очень слабая, и ею иногда пренебрегают /81/. Тогда для двух веществ, условно 1 и 2, будет справедливо следующее соотношение:

$$\Delta E_{e1} / \Delta E_{e2} = (Z_1 / Z_2) (A_2 / A_1) \cdot (\rho_1 \cdot \Delta X_1 / \rho_2 \cdot \Delta X_2). \quad (2.8)$$

Значит знание энерговыделения в одном веществе позволяет рассчитать энерговыделение и в другом. На этом и основывалась методика определения удельной мощности и энергии накачки конкретных РТС.

На рис. 2.8 представлена полученная экспериментально зависимость полной энергии электронного пучка, прошедшего через различное число титановых фольг толщиной 14 мкм. Эта зависимость с учётом (2.7) позволяет определять распределение E_H и W по объёму активной области, исходя из состава и давления РТС. С учётом /82/ представленная зависимость позволяет найти среднюю энергию электронов пучка, которая составляет примерно 250 кэВ.

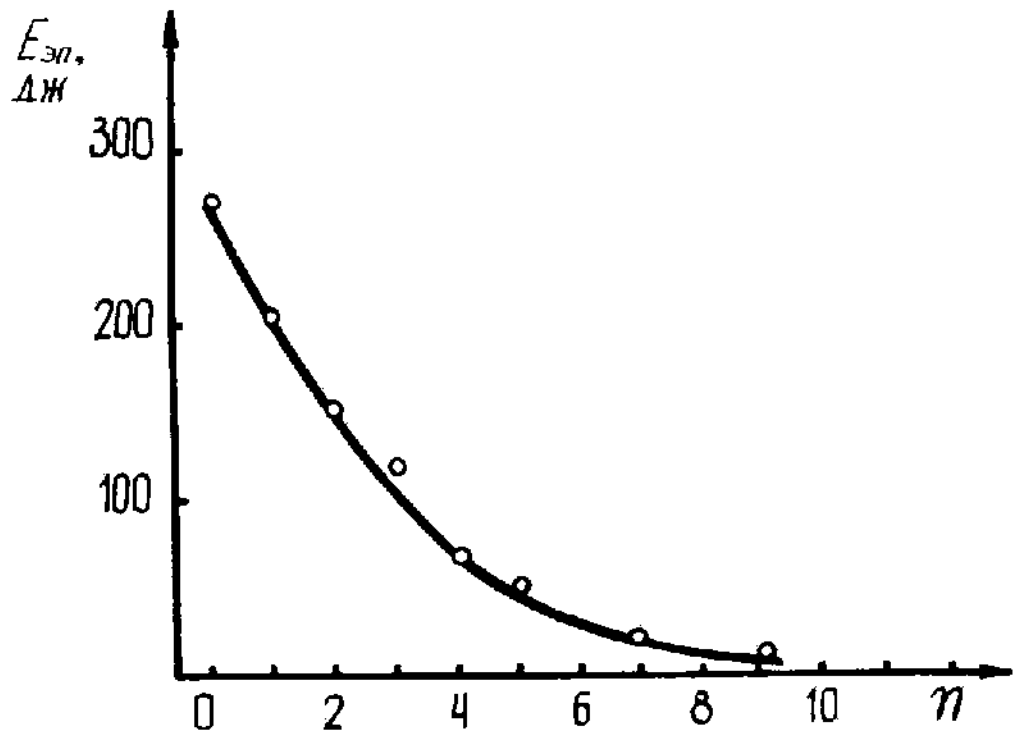
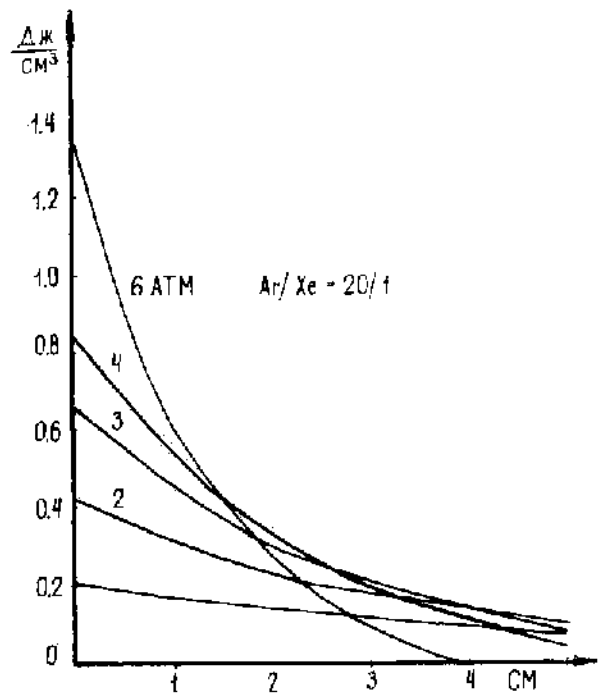


Рис.2.8. Характерная экспериментальная зависимость энергии электронного пучка прошедшего сквозь n титановых фольг толщиной 14 мкм.

Рис.2.9. Распределение удельного энерговклада вдоль оси X в газовую смесь из Ar/Xe = 20/1 при различных давлениях.



Аналитическое описание представленной на рис. 2.8 зависимости с её пересчётом на основе (2.8) для PГС из Ag/Kr = 9/1, а также учёт расходимости электронного пучка позволили получить следующее выражение для распределения энерговыделения $E_{эл}(X, Y)$ /83/:

$$E_{эл} = 0,2 \cdot P \cdot (1 + X/8)^{-1} \cdot \left\{ 1 - [Y/2,5(1 + X/8)]^4 \right\} \times \\ \times \exp\left\{ -P \cdot X/12 [(10 - PX) \cdot 0,01 + 1] \right\}. \quad (2.9)$$

Здесь P – давление PГС в атм. Усреднённая за время импульса удельная мощность накачки рассчитывается из выражения:

$$W(X, Y) = E_{эл}(X, Y) / \tau. \quad (2.10)$$

На рис. 2.9 представлена рассчитанная по (2.9) зависимость удельного энерговклада по сечению активной области вдоль X для ряда значений давления PГС из Ag/Xe = 20/1. Аналогичное распределение будет и в смеси Ag/Kr = 10/1. Отметим нарастание перепада в значениях удельного энерговклада на границах активной зоны с ростом давления.

Для частичного уменьшения неоднородности возбуждения по контуру активной области в ряде случаев устанавливалась танталовая фольга. Она отражает часть долетающих до неё быстрых электронов обратно в активную область /50, 72–73/. Кроме того, данная фольга служит токопроводом для обратного тока ЭП, что также улучшает однородность накачки и сводит к минимуму влияние на энерговклад различных электродинамических эффектов взаимодействия электронов пучка с создаваемой им плазмой.

Анализ распределения удельного энерговклада от давления по активному объёму 450 см³ показывает, что среднее по объёму значение $E_H = 0,1$ Дж/см³·атм (Ag) при $P \leq 3 \div 3,5$ атм.

Дальнейший рост давления приводит лишь к перераспределению энерговклада по объёму, когда основная зона энерговделения прижимается к фольге. В прифольговой области толщиной около 1 см энерговклад от пучка составляет около $0,2 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}(\text{Аг})$ и линеен с давлением до 5 – 6 атм.

В связи с этим были проведены исследования работы ЭПД на ГБГ с ограниченным активным объёмом, расположенным в прифольговой зоне. Для этого в ЛК устанавливалась стальная пластина, ограничивавшая толщину активной области до 13 мм. При ширине 4 и длине 23 см её объём составлял 120 см^3 . Из-за отражения части электронов пучка от стальной пластины удельный энерговклад на атмосферу в этом случае несколько увеличивается, составляя около $0,3 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}(\text{Аг})$ при $P \approx 1 \div 2$ атм с последующим спадом до $0,2 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}(\text{Аг})$ при 5 – 6 атм. Представленные значения E_H варьировались в пределах примерно 20% в зависимости от режима работы установки. Поэтому значения E_H будут приводиться при описании конкретных экспериментов.

Достигнутые на установке ЭЛ-1 значения энерговклада $0,2 - 0,3 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}(\text{Аг})$ при длительности 80 нс как минимум в 2–3 раза превышают значения E_H , применявшиеся на других установках такого класса и назначения /10, 20–22, 70, 79, 98, 100–103, 109, 113–114, 118, 138–141, 143–147/.

Регистрационно-измерительный комплекс установки ЭЛ-1 наряду с измерениями рабочих параметров системы энергообеспечения позволяет проводить изучение энергетических и спектральных характеристик лазерного излучения и люминесценции активной среды. Энергия лазерного излучения измерялась калориметрами марки КДМ, БКДМ, ВЦД-2 и ВЦД-5, изготовленных и паспортризованных в ОКБ ФИАН. Для проверки их калибровки при-

менялись приборы ИМО-2 и ИМО-2Н. Расхождение в показаниях перечисленных приборов при измерении энергии ХеСІ-лазера не превышало 5%.

Погрешность измерения энергии лазерного излучения калориметрами КДМ и БКДМ на длинах волн 248 и 193 нм по оценкам изготовителей не превышает 20%. Воспроизводимость показаний данных приборов согласно паспортным данным составляет 3%. Отсутствие гостированных поверочных средств для калибровки использовавшихся калориметров на 250 нм и более коротких длинах волн определило абсолютную ошибку при измерении лазерной энергии и КПД среды у КгF- и АгF-лазера.

Временное поведение мощности лазерного излучения и люминесценции активной среды регистрировалось с помощью различных коаксиальных фотозащитных элементов: ФЭК I I, ФЭК I 4, ФЭК I 5, ФЭК 22 -СПМ-У. Сигналы с них подавались на осциллографы, как правило, одновременно с сигналом тока ФЛ. Временное разрешение системы регистрации было не хуже 5 нс.

При проведении спектральных исследований использовались спектрографы СТЭ-1 или ИСП-30. Другие детали спектральных измерений будут описаны одновременно с представлением результатов.

§ 2.3. Основные результаты и выводы главы 2.

Создана и функционирует экспериментальная лазерная установка ЭЛ-1 с электронно-пучковым возбуждением газовых сред. На существующем варианте лазерной камеры возможно проведение исследований при давлении РТС до 6 атм. Электронный пучок на входе в ЛК имеет следующие усреднённые за импульс параметры:

- плотность тока - до 200 А/см^2 ;
- энергия электронов - до 250 кэВ ;

- площадь сечения - $5 \times 23 \text{ см}^2$;
- длительность импульса мощности на полувысоте - 80 нс;
- полная энергия - до 300 Дж.

Активный объём лазерной камеры равен 450 см^3 при световом диаметре 5 см и длине 23 см. Средний по этому объёму удельный энерговклад за импульс составляет около $0,1 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$ (Аг) и линеен с давлением до 3 атм. В прифольговой зоне толщиной 1,3 см энерговклад достигает $0,2 \div 0,3 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$ (Аг) и возрастает с давлением как минимум до 6 атм. Энерговклад в другие газы для соответствующих областей пропорционален отношению плотности газа к плотности аргона.

Установка ЭЛ-1 радиационноопасна. При существующей системе защиты персонала от рентгеновского излучения на ней за рабочий день согласно действующему санитарному паспорту можно проводить до 50 импульсов. Эта возможность обеспечивается её конструктивным исполнением. Ресурсные возможности установки до отказа определяются ресурсом фольги и составляют около 600 импульсов. Для замены повреждённой фольги и приведения установки в рабочее состояние необходимо 3-4 часа.

Представленные характеристики установки обеспечивают достаточно быстрое проведение разнообразных экспериментов, требующих не только высоких удельных параметров накачки газовых сред, но и статистического накопления результатов.

За восьмилетний срок эксплуатации на установке ЭЛ-1 проведено исследование работы AgF-, KгF- и ХеСІ-ЭПЛ. Полученные результаты и вошли в данную диссертацию. Кроме этого на установке выполнялись и другие исследования как по физике газовых сред с возбуждением электронным пучком, так и по вопросам взаимодействия лазерного излучения с веществом. По результатам проведенных на установке исследований опубликовано 35 работ.

ГЛАВА 3

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОГО КгF-
-ЛАЗЕРА ПРИ ВЫСОКИХ УДЕЛЬНЫХ УРОВНЯХ НАКАЧКИ

Электронно-пучковые лазеры на галогенидах благородных газов имеют большой набор параметров, определяющих выходные энергетические характеристики. В данной главе представлены результаты экспериментального изучения взаимосвязи таких параметров, как состав, давление РГС, КПД среды КгF-ЭПД при высоких уровнях возбуждения. Затрагиваются и некоторые другие вопросы. Представляемые в главе результаты были опубликованы в /50, 72-73, 83-96/.

§ 3.1. Электронно-пучковый КгF-лазер

Рабочая смесь газов КгF-ЭПД состоит, как правило, из трёх компонент: Аг, Кг и фтороносителя, в качестве которого можно использовать $\mathcal{N}F_3$, F_2 и другие молекулы. Уже в первых экспериментах с этим лазером было выяснено, что при прочих равных условиях на F_2 получается бóльшая лазерная энергия, чем с другими фтороносителями. Поэтому вся дальнейшая работа проводилась с использованием фтора, в котором было до 0,5% O_2 , 0,5% HF и не более 1% других примесей.

Благородные газы, использовавшиеся для приготовления РГС, имели чистоту 99,99%. В первых работах с КгF-ЭПД на установке ЭЛ-1 /50, 72-73/ применялся Кг с примесью Хе до 1,5%, но оказалось, что использование более чистого криптона приводит к существенному повышению КПД лазера. Оценка влияния примеси Хе на эффективность формирования KgF^{*k} показала, что в смеси Аг/Кг/ F_2 = 300/30/1 при 3 атм наличие 0,15% Хе приводит к падению η_0 более чем на 20%, а η

уменьшается в 1,4 раза, что и наблюдалось в экспериментах /85-86/.

Проведение спектральных измерений одновременно с энергетическими позволило обнаружить ещё одну примесь, присутствие которой снижает КПД лазера. Ею оказался кислород /86/. В области линии генерации на 248 нм попадает несколько линий поглощения O_2 , которые принадлежат переходам полосы 2-7 системы Шумана-Рунге /97/. Содержание 0,2% O_2 в смеси при давлении 3 атм снижает энергию генерации почти вдвое. Аналогичные результаты наблюдались и в электроразрядном КгF-лазере /97/.

Сильная зависимость эффективности КгF-ЭШ от примесей в РГС накладывает жёсткие требования на качество используемых газов и свойства конструкционных материалов лазерной камеры. Для эффективной работы лазера необходимо, чтобы примеси Хе, O_2 , HF, CO_2 и других газов в РГС было не более 0,01% /86, 91, 97/.

Большое влияние на энергетические характеристики лазера оказывают параметры резонатора. Во всех рассматриваемых в этой главе экспериментах использовался плоскопараллельный резонатор с зеркалами, крепившимися на ЛК. Это обеспечивало минимальное расстояние между зеркалами, а, значит, и минимальное время развития генерации, что важно для получения максимальной энергии. Но расходимость излучения (θ) при этом получается относительно высокой. По оси X $\theta = 3-5$ мрад и зависела от кастировки и давления РГС. В перпендикулярном направлении $\theta = 7-8$ мрад. В таком ассиметричном телесном угле содержится до 90% полной энергии.

При экспериментальном определении предельных энергетических возможностей активной среды лазера необходима оптими-

зация резонатора по прозрачности $T = 1 - R_1 R_2$, где $R_{1,2}$ - коэффициенты отражения зеркал. После того, как было выяснено, что на установке ЭЛ-1 максимальная энергия генерации в КгF-ЭШ достигается на смеси $Ag/Kg/F_2 = 380/30/1$ при 3 атм /72-73/, на ней и была проведена оптимизация прозрачности резонатора /84/.

Удельная мощность накачки в этих экспериментах составляла 4 МВт/см^3 . Форма импульса мощности ЭП и импульса тока ФЛ, задержанного относительно импульса мощности, представлена на рис. 3.1а. Резонатор состоял из плоских диэлектрических зеркал с коэффициентами отражения близкими друг другу. Полная энергия в этом случае $E_{\text{л}}$, есть сумма энергии обоих лазерных пучков.

Зависимость $E_{\text{л}}$ от T представлена на рис. 3.2. Максимальная энергия излучения, достигнутая в этих экспериментах, составила $14,1 \text{ Дж}$. Характерные импульсы мощности лазерного излучения показаны на рис. 3.1б-г. КПД среды КгF-ЭШ с оптимальным резонатором в этих экспериментах составлял 9%, а удельный энергосъём - 31 Дж/л . Это значение энергосъёма уступает лишь результатам /70/, где сообщалось о 40 Дж/л .

Прямоугольность импульса генерации, значения КПД и оптимальной прозрачности резонатора дают возможность на основе выражений (I.35 - I.36) оценить значения коэффициента усиления g_0 и поглощения активной среды. В предположении, что эффективность формирования верхнего лазерного уровня составляет 20%, в /84/ было получено $g_0 = 0,15 \text{ см}^{-1}$, а $\alpha = 0,014 \text{ см}^{-1}$.

Данный пример показывает, что оптимизация резонатора позволяет не только достичь максимальных энергетических характеристик, но и получить информацию о параметрах активной

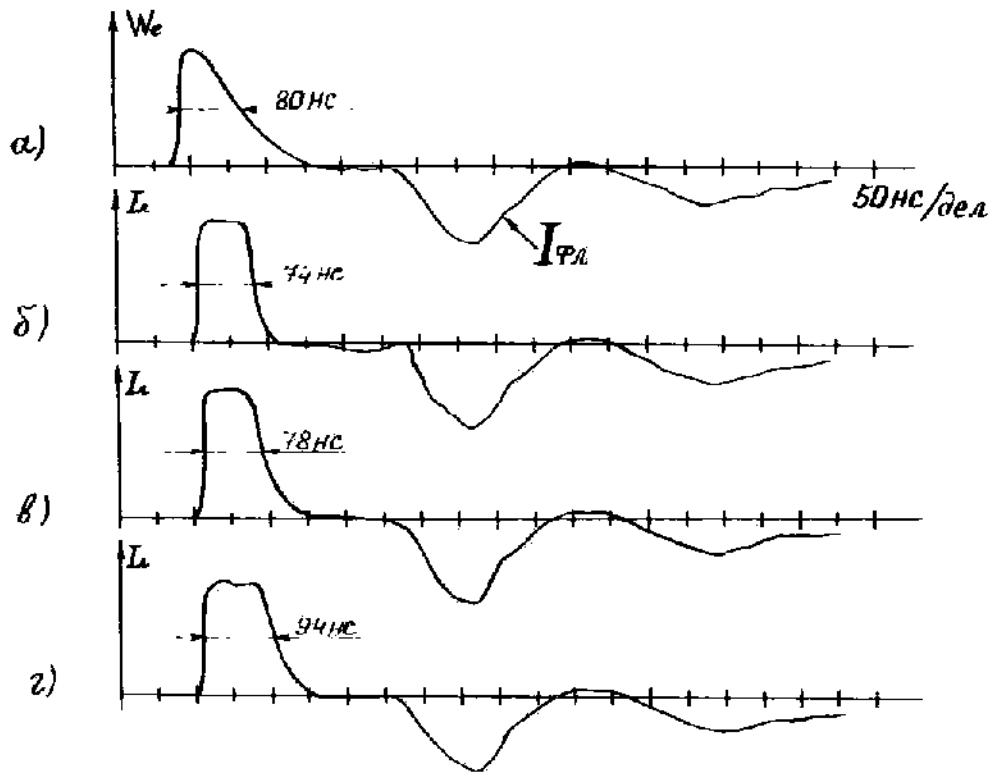


Рис.3.Г. Форма импульсов мощности электронного пучка (а) и лазерного излучения (б-г) с импульсами электронного тока $I_{\text{ФЛ}}$. Осциллограммы импульсов мощности лазерного излучения получались на резонаторах с прозрачностью $T = 92$, 76 и 28 % соответственно.

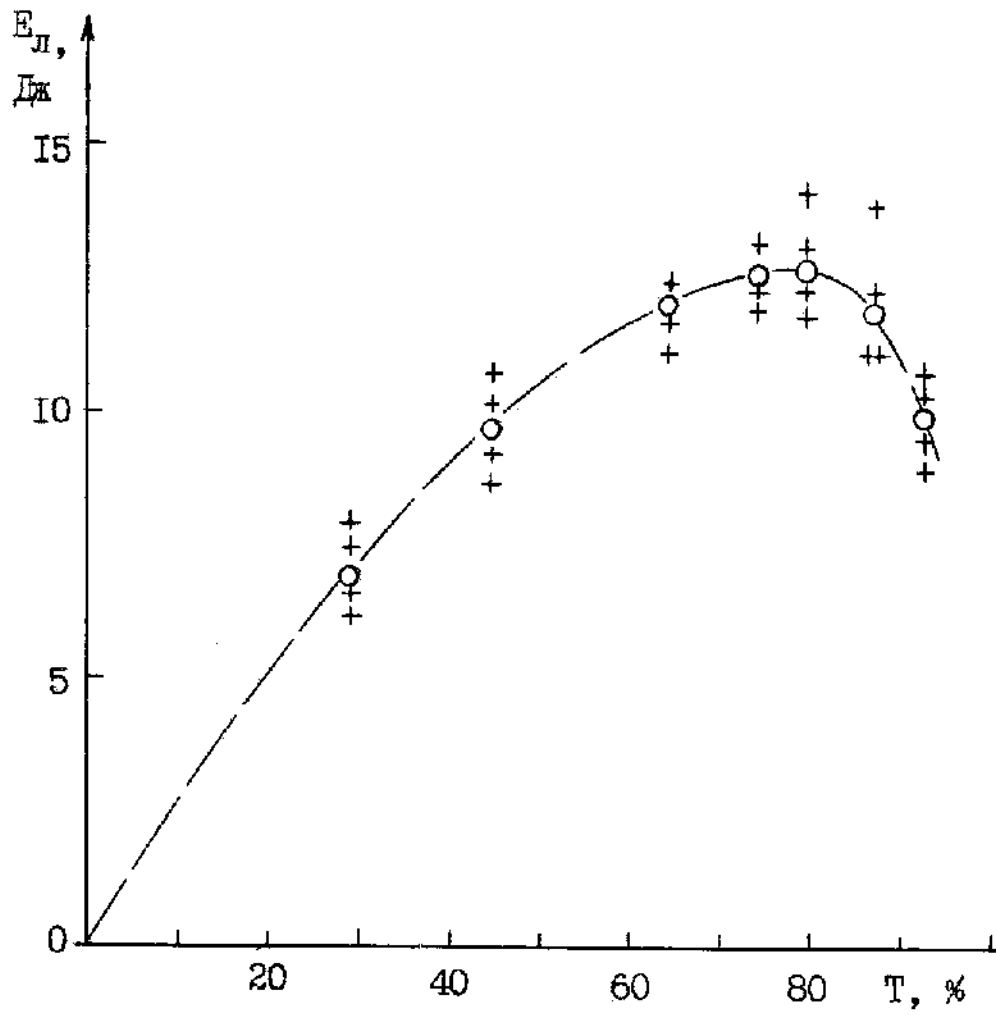


Рис.3.2. Зависимость энергии излучения КгF-ЭПД от прозрачности резонатора $T = 1 - R_{эфф}$.

среды. Поэтому во всех экспериментах по изучению возможностей среды ЭШ на ГБГ оптимизация резонатора, несмотря на трудоёмкость, входила неотъемлемой составной частью.

§ 3.2. Оптимальное содержание F_2 в газовой смеси КгF-ЭШ

В газовой смеси КгF-лазера F_2 содержится доли процента, но являясь основным компонентом РГС, он во многом определяет энергетические возможности среды. На установке ЭЛ-1 определение зависимости энергии излучения КгF-ЭШ от содержания F_2 производилось для различных по составу и давлению РГС и для разных режимов накачки. На рис. 3.3 представлены результаты одной из серии экспериментов /86/. Общее давление смеси из Аг/Кг/ F_2 было 2 атм, а соотношение давлений F_2 /Кг = 1/30. Резонатор состоял из плоского алюминиевого зеркала и кварцевой пластины. Средняя удельная мощность возбуждения была 1,6 МВт/см³, а $E_H = 0,13$ Дж/см³.

При концентрации F_2 менее 3 мм.рт.ст. в сигналах мощности лазерного излучения наблюдался заметный спад в конце импульса по сравнению с сигналами, имевшими место при более высоких $P(F_2)$. Падала и энергия излучения за импульс. Это свидетельствует о "выгорании" F_2 к концу импульса накачки, т.е. его разложении на атомы, которые в данном случае менее эффективны в кинетике формирования КгF* /43/.

Отметим одну особенность представленной зависимости: в диапазоне 2,5 – 6,5 мм.рт.ст. F_2 энергия генерации почти не изменяется. Наличие такого плато отмечалось и в работах /70, 98/. В связи с этим, при представлении результатов по оптимизации $P(F_2)$ будем приводить интервал парциальных давлений F_2 , в котором энергия генерации находится в пределах

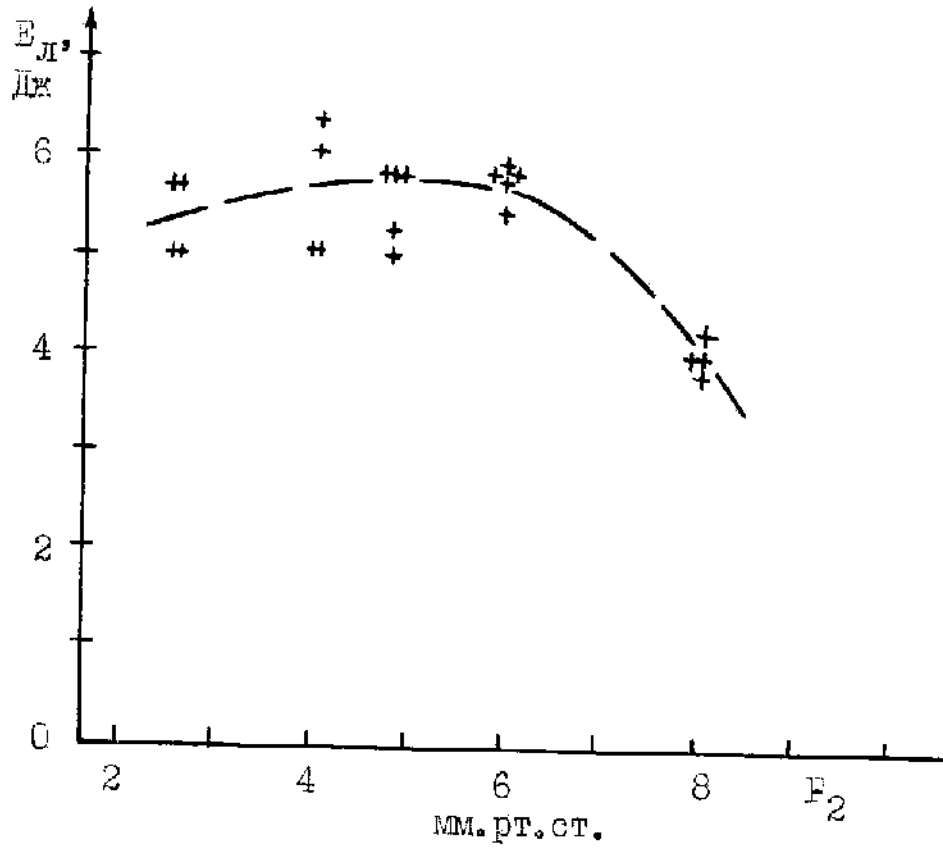


Рис. 3.3. Зависимость энергии лазерного излучения K_2F -ЭИЛ от содержания фтора в газовой смеси из $Al-K_2-F_2$ при общем давлении 2 атм.

0,9 – 1,0 от максимального значения.

Количество выгоревшего F_2 при длительностях накачки менее 1 мкс определяется удельным энерговыделением /99/, поэтому и оптимальная его концентрация искалась как функция данного параметра.

При исследовании на установке ЭЛ-1 работы КГФ-ЭПЛ в режиме удельных мощностей накачки до $4,5 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$ в широком диапазоне давлений РГС из $Ag/Kr/F_2$ и Kr/F_2 были получены результаты по оптимальному содержанию фтора при энерговыделах вплоть до $1,1 \text{ Дж/см}^3$ /87-89/. Они представлены на рис. 3.4 в виде отрезков с кружками. Положение кружка указывает значение $P(F_2)$, при котором наблюдалась максимальная лазерная энергия, а длина отрезка – диапазон, в котором $E_{\text{л}}$ была более 0,9 от максимального значения.

На рисунке представлены также результаты по оптимизации содержания фтора из работ /70, 86, 98-108/. На основе обзорных данных, в частности, было выведено линейное соотношение между оптимальным содержанием фтора и удельным энерговыделением /86/:

$$P(F_2) = 30 \cdot E_{\text{н}} . \quad (3.1)$$

Здесь $E_{\text{н}}$ в Дж/см^3 , а $P(F_2)$ в мм.рт.ст.

Отрезок прямой, выходящий из начала координат, отражает измеренную в /99/ зависимость выгоревшего F_2 от $E_{\text{н}}$. На участке до $0,2 \text{ Дж/см}^3$ она описывается выражением $P_{\text{с}}(F_2) = 15 \cdot E_{\text{н}}$. Две пунктирные кривые показывают нижнюю ($P_{\text{н}}$) и верхнюю ($P_{\text{в}}$) границы оптимального диапазона изменения $P(F_2)$. Нижняя, как отмечалось, определяется выгоранием F_2 . Вначале она линейна по $E_{\text{н}}$: $P_{\text{н}} = 18 \cdot E_{\text{н}}$. Отсюда следует, что для эффективной работы лазера в рассматриваемых режимах необходимо, чтобы к

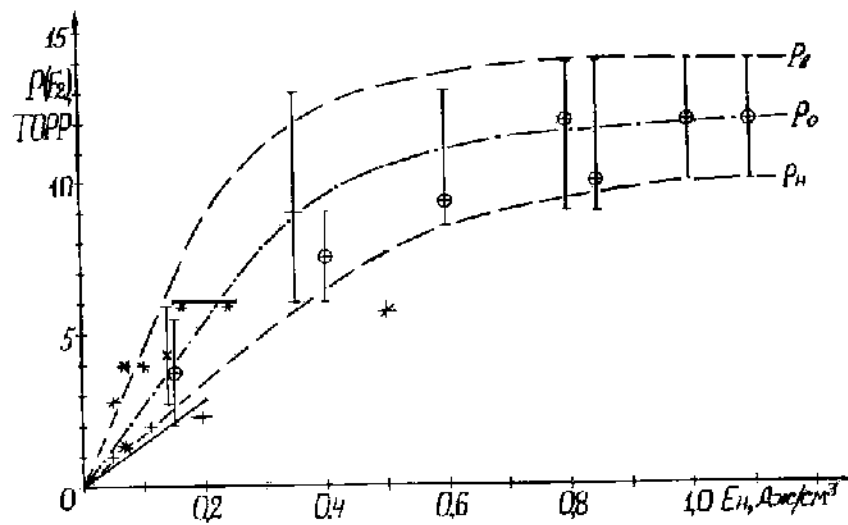


Рис.3.4. Зависимость оптимального содержания F_2 в РГС КтF-ЭПД от удельного энерговклада, построенная по экспериментальным результатам настоящей работы (ϕ), а также работ /70,86,98-108/, результаты которых обозначены различными значками.

концу импульса оставалось ещё не менее 20% от первоначального содержания F_2 . Это подтверждается и расчётами /42-43/. Начиная с 7-8 мм.рт.ст., P_H начинает выходить на насыщение, которое достигается при 10 мм.рт.ст.

Аналогично ведёт себя и P_B , но с перегибом в области 10 мм.рт.ст. Величина P_B определяется не только удельной энергией, но и мощностью накачки. В данном случае она построена по экспериментальным результатам, полученным при длительностях накачки 50-80 нс. При увеличении длительности накачки с сохранением E_H величина P_B должна приближаться к P_H .

Штрих-пунктирная кривая - P_0 , зависимость оптимального содержания F_2 . Она построена на основе усреднения всех представленных на рис. 3.4 результатов. При $P_0 < 8$ мм.рт.ст. выполняется соотношение (3.1). Далее P_0 выходит на стационарный уровень.

Выход на стационар $P(F_2)$ в области 10 мм.рт.ст. с ростом давления и удельного энергозклада наблюдался и в /109/. Однако в ней отсутствуют сведения по E_H или КПД среды, что не даёт возможности представления имеющихся там результатов на рис. 3.4.

Граница применимости линейной зависимости P_H , P_0 , P_B от E_H находится в области 8 мм.рт.ст. Это значение близко к величине, получаемой из выражения:

$$N(F_2) \cdot K_{F_2} \cdot \tau_s = P(F_2) \cdot 3,56 \cdot 10^{16} \cdot K_{F_2} \cdot \tau_s = 1. \quad (3.2)$$

Здесь $N(F_2)$ - число молекул F_2 в см³, $K_{F_2} = 5 \cdot 10^{-10}$ см⁻³ с⁻¹ - константа скорости тушения $K_{F_2}^*$ фтором, $\tau_s = 7$ нс - радиационное время жизни $K_{F_2}^*$.

Отметим ряд следствий из полученных результатов.

I. Из-за широкого плато в зависимости лазерной энергии

от содержания F_2 , КПД среды КгF-ЭШ сохраняет своё значение в ряде случаев даже при двукратном перепаде в значении удельного энерговклада. Это позволяет доводить коэффициент использования электронного пучка до 50-70% даже в лазерах с односторонним вводом ЭП в активную область, когда наблюдаются значительные неоднородности накачки.

2. При давлениях PГС, на которых наблюдается насыщение $P(F_2)$ с ростом E_H , возможна работа КгF-ЭШ и после распада F_2 на F. Но тогда возможно и дальнейшее повышение удельного энергосъёма. На это указывает и различие между P_H и P_B , достигающее двойки при $E_H = 0,3 - 0,5$ Дж/см³. Такие энерговклады получались при давлениях PГС 3-4 атм и $W = 1,3 - 2$ МВт/см³ атм. При $\xi = 9 - 10\%$ удельный энергосъём достигал 40 Дж/л /70/. Если использовать концентрацию $P_B(F_2)$, то для тех же PГС и ξ возможно удлинением длительности накачки увеличить примерно вдвое и энергосъём, прежде чем выгорание F_2 начнёт сказываться на КПД среды.

§ 3.3. Рабочий диапазон давлений газовой смеси КгF-ЭШ

Давление газовой смеси, при котором наблюдается максимальный энергосъём или КПД среды лазера, определяется как кинетическими процессами в активной среде, так и техническими причинами. К последним относится насыщение энерговклада от используемого электронного пучка с ростом давления.

В силу того, что выявление особенностей кинетики и было одной из главных целей этой работы, эксперименты по исследованию выходных характеристик лазера от давления, в основном, проводились с малым активным объемом, расположенным в прифольговой зоне /87-89/. При этом, как говорилось, в лазерной камере устанавливалась стальная пластина, которая

ограничивала толщину активной области до 1,3 см. Объём составлял 120 см³ при ширине 4 и длине 23 см.

В данной области $W \approx 4 + 3 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм (Аг)}$ при давлении 1–3 атм и около $2 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$ при 4–6 атм. Возрастание W при низких давлениях обусловлено вкладом в накачку электронов, отражённых от экрана. При 6 атм Аг $E_H = 1 \text{ Дж/см}^3$, а $W = 13 \text{ МВт/см}^3$. В криптоне удельные параметры накачки на атмосферу возрастали примерно в 1,9 раза, составляя около $4 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$. При 4 атм Кг $E_H = 1,2 \text{ Дж/см}^3$, а $W = 15 \text{ МВт/см}^3$. Представленные удельные характеристики накачки, как по удельной мощности, так и энерговкладу, примерно вдвое выше значений, реализованных где-либо до этого.

В экспериментах форма импульса мощности лазерного излучения была близка к прямоугольной, а длительность колебалась от 70 до 100 нс, в зависимости от давления, состава РГС и прозрачности резонатора.

На рис. 3.5 показаны зависимости лазерной энергии и КПД среды КгF–ЭШ от давления РГС из Аг/Кг/F₂ и Кг/F₂. Крестики обозначают экспериментальные значения, полученные на оптимальном по прозрачности резонаторе и оптимизированном для соответствующего давления содержания F₂. Результаты по оптимизации F₂ из данных экспериментов и были представлены ранее на рис. 3.4. Для обоих РГС оптимальное содержание фтора при одинаковых энерговкладах практически совпадало. Кружками на рис. 3.5 отмечены значения КПД среды.

Для газовой смеси из Аг/Кг/F₂ максимальная энергия генерации наблюдалась при 5–6 атм и достигла 7,2 – 7,4 Дж. В общепринятых единицах это соответствует удельному энерго-съёму 60 Дж/л, что в полтора раза выше максимальных значений, достигнутых ранее /70/. КПД среды был максимален при

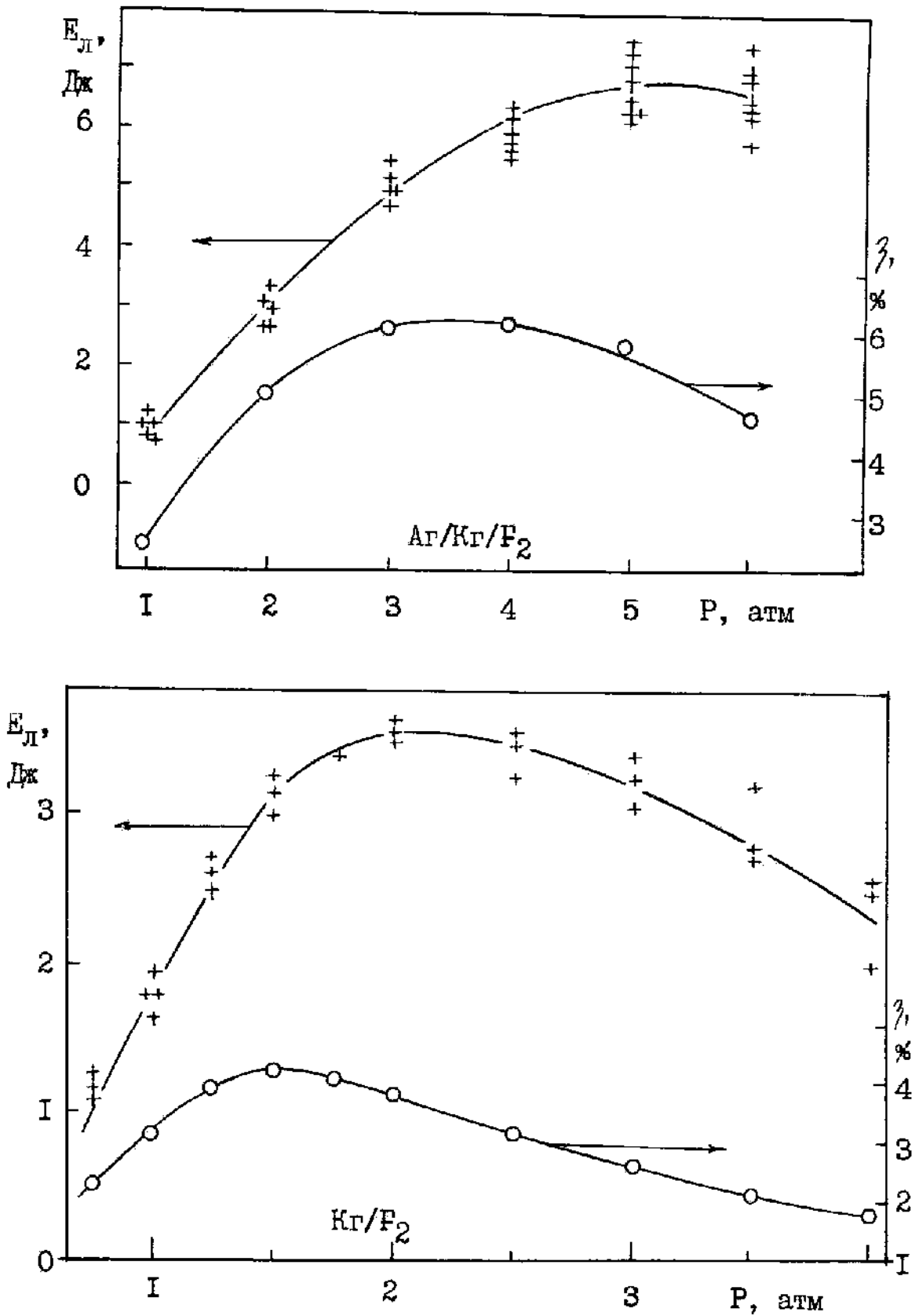


Рис.3.5. Зависимость энергии излучения KrF -ЭШ и эффективности среды от давления РГС Ag/Kr/F_2 при $\text{Ag/Kr}=10/1$ и Kr/F_2 . $V = 120 \text{ см}^3$.

3–4 атм и составлял чуть более 6%.

На смеси Kr/F_2 максимальные значения лазерной энергии 3,6 Дж получены были при 2 атм, а КПД = 4% – при 1,5 атм. Отметим, что при одинаковых удельных мощностях накачки, на смеси с аргоном наблюдается всегда более высокий КПД.

С ростом давления смеси Kr/F_2 свыше 2 атм энергия генерации падает. Напомним, что представленные результаты получены на оптимальных по прозрачности резонаторах. Для 1, 2, 3 и 4 атм $T_{\text{опт}}$ было соответственно 68, 68, 71 и 64%. Когда снималась зависимость лазерной энергии от давления на одном резонаторе, оптимальном в области низких давлений, то получалась почти симметричная относительно 2 атм кривая, похожая на наблюдавшуюся в /109/.

Зависимость E_L от P для смеси Kr/F_2 на рис. 3.5 и результаты работ /102–104/ позволяют утверждать, что на смеси Kr/F_2 можно получать генерацию при давлениях примерно 0,3 – 6 атм. Это при накачке с $W = 2–3 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$ и длительности 50–100 нс. Максимум по удельному энергосъёму для таких условий возбуждения наблюдается при 2 атм, а максимум в КПД находится вблизи полутора атм.

Для газовой смеси из $Ar/Kr/F_2$ кроме оптимизации содержания F_2 и общего давления требуется подбирать и оптимальную концентрацию Kr . Этот вопрос на установке ЭЛ–I исследовался для 3 атм /85–86/ и результаты совпали с аналогичными исследованиями /70/. Из них следовало, что изменение содержания Kr в пределах 3–11% не приводит к заметному изменению лазерной энергии и КПД среды. Отсюда был сделан вывод, что при высоких мощностях накачки оптимум по содержанию Kr находится в диапазоне $7 \pm 3\%$ от давления аргона.

Результаты работы /109/ в дальнейшем показали, что дан-

ное соотношение справедливо до 5–6 атм, но отклонение от него наблюдается вблизи 1 атм. Но здесь изменение содержания Кг в смеси уже достаточно сильно сказывается на энерговыкладе, поэтому оптимизация его содержания по энергии генерации не отражает его оптимума по КПД среды.

В рамках детального изучения этого вопроса на установке ЭЛ-1 была проведена серия экспериментов с РГС из Ag/Kg/F₂ при атмосферном давлении. Выбор этого давления был обусловлен ещё и тем, что оно наиболее приемлемо при создании крупных специализированных установок, в частности для целей ЛТС /4–5/. Эксперименты проводились с использованием всего активного объёма 450 см³. Зеркала резонатора были плоскими и крепились на лазерной камере.

В первой серии экспериментов цель заключалась в нахождении зависимости энергии генерации и КПД среды КгF-ЭЛ1 от содержания Кг в смеси Ag/Kg/F₂ при фиксированном давлении 1 атм. Полученные результаты представлены на рис. 3.6. Экспериментальные значения, обозначенные кружками и черными квадратиками, получались усреднением по сериям как минимум из 5 импульсов.

Для проверки на возможную систематическую ошибку в определении η снята ещё одна зависимость лазерной энергии от содержания Кг, кривая с квадратиками, но для случая постоянных W . Постоянство накачки достигалось путём повышения давления РГС при понижении в ней содержания Кг от 1 атм согласно соотношению:

$$P = 10^{-2} [1,85 \cdot \text{Ag}(\%) + \text{Kg}(\%)] [\text{атм}] \quad (3.3)$$

При 10% содержании Кг общее давление РГС было 1,8 атм. Экспериментов с этим давлением и составом смеси на различных

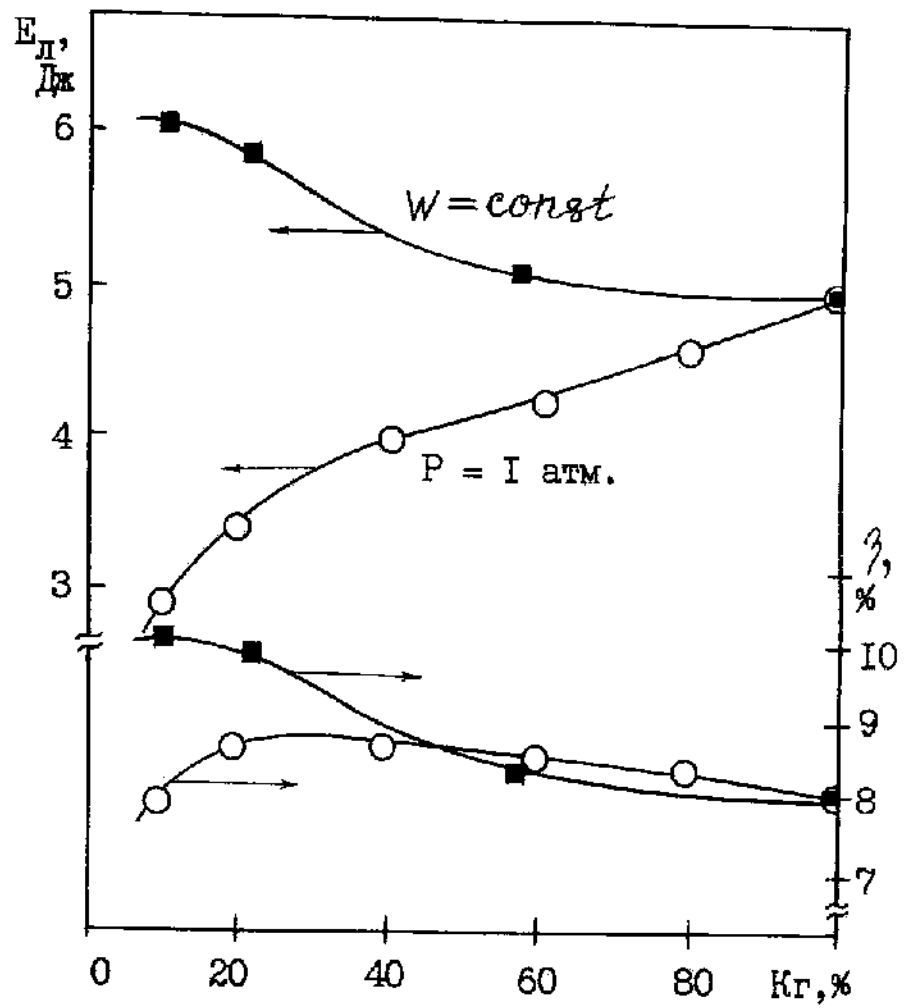


Рис.3.6. Зависимость энергии излучения и КПД среды KrF-ЭШ от содержания Kr в газовой смеси Ar/Kr/F_2 при $P=1 \text{ атм}$ (○) и $W = \text{const}$ (■).

установках было проведено уже много, а значения КПД среды в широком диапазоне параметров накачки, куда попадают и реализованные на ЭЛ-1, были 10–12% /70, 99–106/. Следовательно, ошибка в определении КПД для результатов на рис. 3.6 не превышает 20%.

При атмосферном давлении, как видно из графика, η имеет максимальное значение при содержании Кг 0,2 ÷ 0,6 атм. Для Кг/F₂ $\eta = 8\%$, что чуть меньше максимального КПД, наблюдавшегося на оптимальной смеси из Аг/Кг/F₂ при одной атмосфере. Однако, энергия генерации на безаргоновой смеси была максимальной и составляла 5 Дж, что соответствует энерго-съёму 11 Дж/л.

Для случая постоянного энерговклада рост энергии генерации с уменьшением содержания Кг в РГС от 100 до 10% тождественен росту η соответственно с 8 до 10%. В 1,2 раза увеличивается и удельный энерго-съём, достигая 13 Дж/л.

Представленные на рис. 3.6 результаты получены на оптимальном резонаторе с $T = 76\%$. Концентрация F₂ также была оптимальной и удовлетворяла условию (3.1), с учётом того, что в этих экспериментах E_н было 0,08 Дж/см³ атм (Аг) и 0,15 Дж/см³ атм (Кг).

Обобщая результаты по оптимизации содержания Кг можно сказать, что в режиме высоких удельных мощностей накачки максимальное КПД КгF-ЭПЛ реализуется при содержании Кг в смеси с Аг на уровне 0,2 – 0,6 атм. Если полное давление РГС не превышает 6 атм, то наилучшее соотношение Аг/Кг близко к 10/1. При больших давлениях РГС оптимальное P(Кг) не превышает 0,5 – 0,6 атм /104/.

На оптимизированных по компонентному составу смесях Аг/Кг/F₂ при высоких уровнях накачки возможно получение ге-

нерации в КгF-ЭПШ на давлениях по крайней мере до 10 атм. Максимальный удельный энергосъём реализуется на этой смеси при давлениях около 5 атм, а максимальный КПД среды наблюдается в области 2-4 атм.

Отметим также, что замена Ag на *Ne* при сохранении удельного энерговклада на установке ЭМ-I не приводила к заметному изменению КПД среды КгF-ЭПШ. Но при этом приходилось работать на вдвое более высоком давлении, чем в случае с аргоном, что отрицательно сказывается на работоспособности фольгового узла установки.

§ 3.4. Влияние технических факторов на КПД среды КгF-ЭПШ

В экспериментах с малым активным объёмом на ЭМ-I КПД среды КгF-лазера был 2-6%, в то время как рекордные значения η составляют 10-12%. Причин этого может быть несколько. Их можно разделить на две группы. В первую отнесём внутренние процессы, связанные с особенностями кинетики активной среды при высоких параметрах накачки. Во вторую, техническую, отнесём процессы, которые могут быть устранены путём соответствующего технического решения без изменения удельных характеристик накачки.

Для оценки степени влияния этих различных по природе факторов на КПД среды КгF-ЭПШ была проведена серия опытов с малым объёмом и различными мощностями накачки. Изменение W осуществлялось путём установки проволочных сеток различной прозрачности за разделительной фольгой электронной пушки. С каждой сеткой производилось измерение характеристик ЭП по стандартной методике и определялись удельные параметры накачки. Затем снималась зависимость энергии гене-

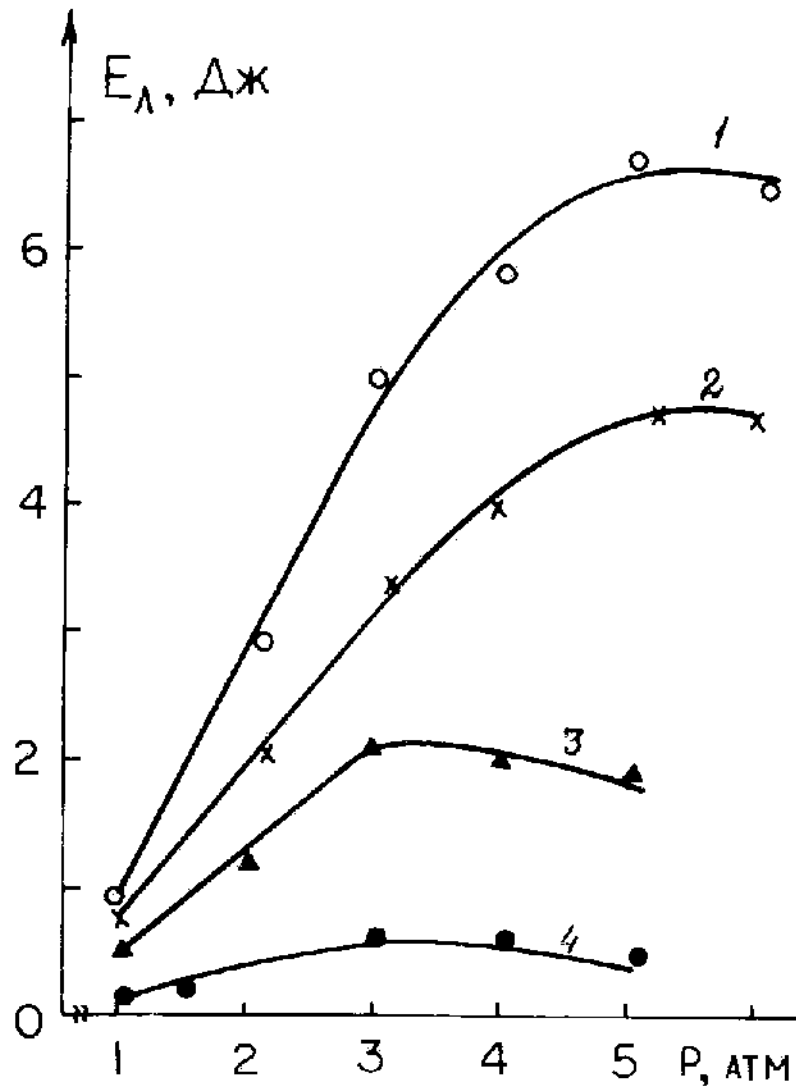


Рис.3.7. Зависимости энергии генерации КгF-ЭПШ от давления РГС при различных удельных мощностях накачки.

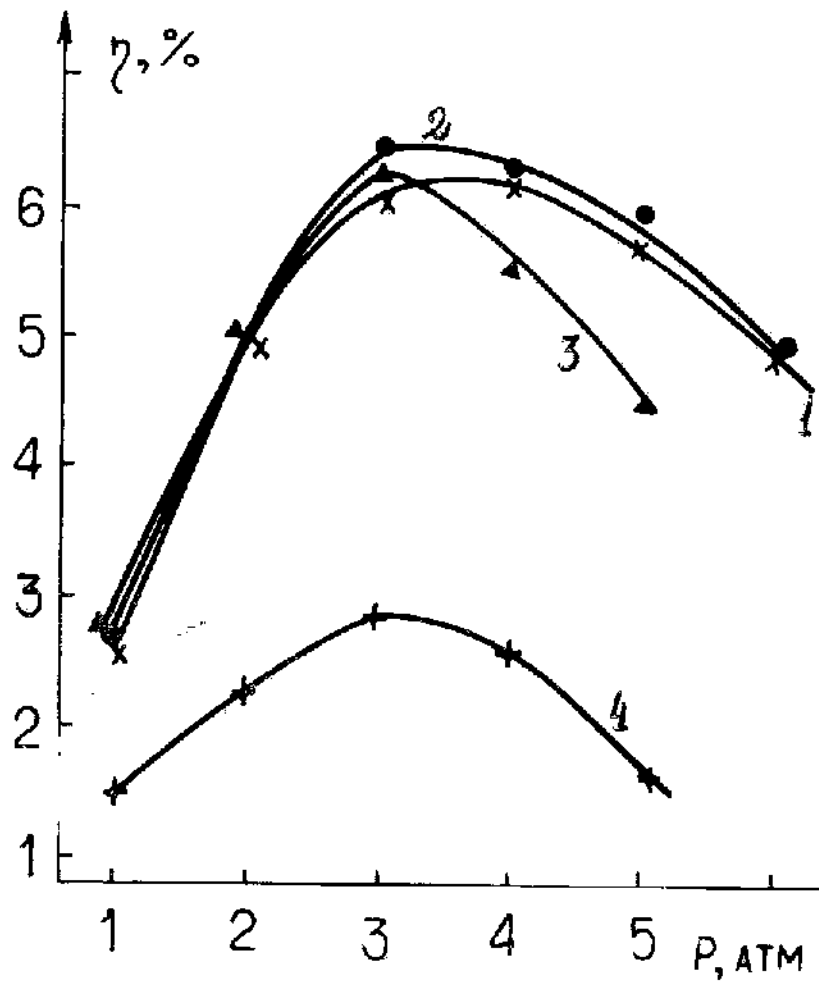


Рис.3.8. Зависимость КПД среды КгF-ЭПД от давления PГС для соответствующих кривых рис.3.7.

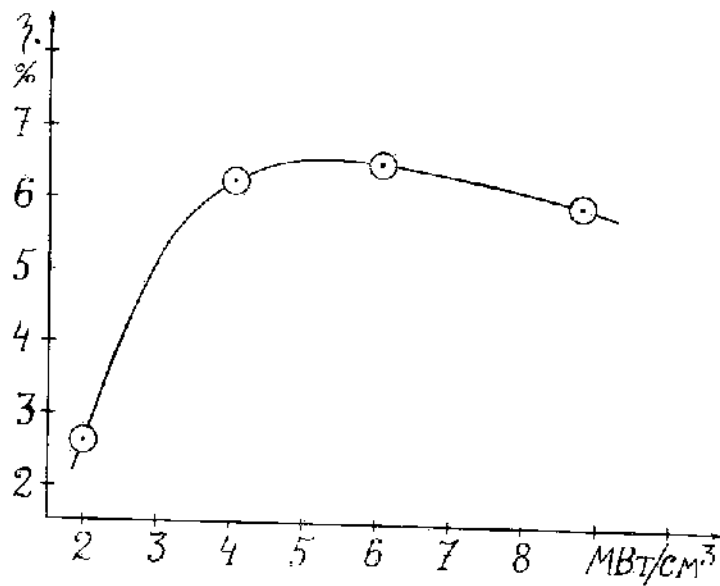


Рис.3.9. Зависимость КПД среды КгF-ЭШ от удельной мощности накачки при длительности импульса 80 нс для РТС Аг-Кг-F₂ с соотношением Аг:Кг=10:1 и давлении 3 атм.

рации от давления РГС из Ag/Kr/F_2 . Содержание F_2 оптимизировалось в каждом конкретном случае по максимуму генерации. Соотношение Ag/Kr было 10/1. В каждом случае подбиралась и оптимальная прозрачность резонатора.

Результаты экспериментов представлены на рис. 3.7. Каждая точка на графике есть усреднённое по серии опытов значение. На рис. 3.8 показаны зависимости КПД среды от давления для соответствующих зависимостей рис. 3.7. При всех применявшихся мощностях возбуждения КПД среды KrF -лазера был близок к максимальному при давлении 3 атм. Для него и была построена зависимость $\eta(W)$, рис. 3.9. Напомним, что величина ошибки измерения W не превышает 20%, а η - 30%. Она, в основном, обусловлена возможной систематической ошибкой калибровки калориметров. Устранение этой погрешности может привести к пропорциональному подъёму или растяжению кривой, но характер её не изменится.

Как видно из рис. 3.9, максимум η находится в области 4-7 МВт/см^3 или 1,5-2 $\text{МВт/см}^3\text{атм}$. Удельный энерговклад при этом был равен примерно 0,4 Дж/см^3 или 0,13 $\text{Дж/см}^3\text{атм}$. При дальнейшем росте накачки КПД среды начинает медленно падать, уменьшаясь до 6% при 9 МВт/см^3 или 3 $\text{МВт/см}^3\text{атм}$. Максимальное значение $\eta = 6,6\%$ было при 5-6 МВт/см^3 .

Но на такой же РГС и почти аналогичных параметрах накачки при работе со всем объёмом лазерной камеры на установке ЭЛ-1 наблюдался КПД = 9%, о чём говорилось в § 3.1. В /70, 100-101/ также сообщалось о $\eta = 10-11\%$ при давлениях РГС около 3 атм и удельных мощностях накачки на уровне 4-7 МВт/см^3 . Отсюда следует, что примерно полуторакратное падение η у KrF -ЭЛ в экспериментах с малым объёмом активной области на установке ЭЛ-1 обусловлено некими техническими причинами.

К таким причинам можно отнести мелкомасштабные неоднородности плотности электронного пучка, а значит и неоднородности накачки. Неоднородности j связаны с наличием протектора и сеток, а также обусловлены дискретностью источников тока во взрывоэмиссионных катодах /IIО-III/. Они могут приводить к локальному перегреву среды, рассеянию света и другим аналогичным явлениям, приводящим к падению КПД. С удалением от фольги неоднородности накачки быстро сглаживаются.

Ещё один фактор, по-видимому, наиболее существенный - наличие в прифольговой зоне достаточно сильных электромагнитных полей различной природы. Это электрическое поле, обусловленное наведённым потенциалом на протекторе и сетке. Существуют ещё индукционные поля, связанные с крупно- и мелкомасштабными изменениями плотности тока пучка в пространстве и времени. По оценкам, напряжённости электрических полей различной природы в прифольговой области могут составлять несколько кВ/см.

При исследовании же электроионизационных лазеров на KrF^* /II2/ было обнаружено, что при наличии в активной области KrF -лазера электрического поля с напряжённостью около 0,6 кВ/см·атм, КПД среды уменьшается примерно в 1,5 раза. Этот эффект отчасти объясняет падение КПД среды KrF -ЭШ, наблюдавшееся на установке ЭП-1 в прифольговой области.

Из проведённого рассмотрения влияния технических причин на КПД KrF -ЭШ следует, что при численном моделировании кинетики активной среды и при создании конструкций электронно-пучковых лазеров необходим учёт возможных электродинамических эффектов взаимодействия электронного пучка с создаваемой им плазмой.

Технические причины, по их определению, устранимы. Сле-

довательно, при удельных параметрах накачки, реализованных на ЭЛ-1 в прифольговой области, возможно повышение КПД среды и удельного энергосъема примерно в 1,5 раза. Значит, реально достижение энергосъема в 60 Дж/л при 3 атм и около 100 Дж/л при 5-6 атм.

Реализовать это можно, в частности, при многостороннем, симметричном и высокооднородном возбуждении газа электронным пучком. Возможно также использовать для накачки КгF-лазера других видов ионизирующего излучения, не создающих больших электромагнитных полей при распространении в газе. Это могут быть, к примеру, протонные /107-108/, ионные и нейтронные пучки, а также гамма-излучение.

§ 3.5. Особенности кинетики активной среды КгF-ЭШ при высоких уровнях накачки

Как отмечалось в первой главе, при низких W и E_H кинетика активной среды КгF-ЭШ определяется, в основном, процессами взаимодействия первичных продуктов облучения и их производных с атомами и молекулами РГС. С ростом накачки на эти процессы накладывается ряд особенностей, которые качественно и будут здесь проанализированы.

3.5.1. Особенности кинетики среды при высоких E_H

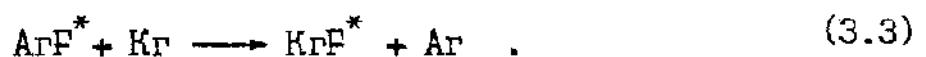
Для начала остановимся на особенностях, возникающих при высоких энерговкладах E_H . Время термализации энергии, выделяемой электронным пучком в газовой смеси, не превышает 10 нс. При длительностях накачки короче 1 мкс газодинамические процессы в газе развиваться не успевают, и основная доля энерговклада идет на его нагрев. Теряется лишь часть, около 20%, уносимая излучением. Следовательно, при $E_H = 0,1$ Дж/см³.

-атм смесь из благородных газов нагревается в конце импульса на $\Delta T = 150$ К.

В работах /II3-II4/ было показано, что в КгF-ЭПЛ для смесей из Ag/Kг/F₂ подогрев положительно сказывается на выходных характеристиках лазера. Оптимальная температура находится вблизи 400 К. Но нагрев можно осуществлять не только за счёт внешнего подогревателя, как в /II3-II5/, но и за счёт самой накачки. Действительно, если начальная температура газа 300 К, то для того, чтобы среднее значение T за импульс было 400 К, необходим энергозатрат $0,13 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм}$. При такой накачке кинетика процессов в активной среде будет нестационарной из-за роста температуры, но за импульс это положительно сказывается на энергетических показателях КгF-ЭПЛ.

Данная идея была высказана нами в работах /50, 72-73, 90/ одновременно с авторами /II6/. Сейчас важная роль нагрева РГС в течении импульса накачки при высоких E_H как в КгF, так и в других лазерах на ГБГ, является неоспоримым фактом.

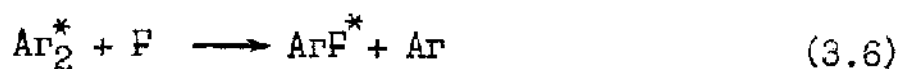
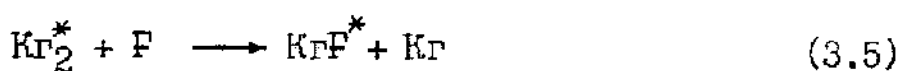
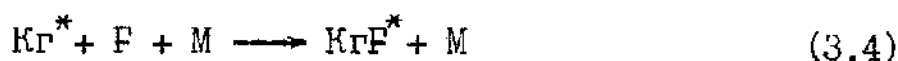
Положительная роль более высокой температуры в кинетике КгF-лазера на смеси Ag/Kг/F₂ объясняется падением с ростом T значений скоростей двухчастичного тушения КгF* /II5-II7/, а также перераспределением энергии между комплексами AgKгF* и КгF* /II3-II4/. Как показали наши вычисления /50/, не последнюю роль при этом играет уменьшение скоростей двухчастичного тушения и AgF*. В результате уменьшается рекомбинационный поток в обход КгF* по каналу AgF* — Ag₂F* — AgKгF* — Кг₂F*, см. рис. 1.2. Как следствие, увеличивается поток на КгF* за счёт реакции замещения:



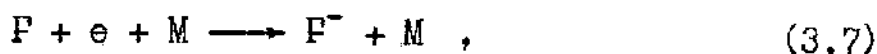
Уменьшением константы двухчастичного тушения ArF^{**} и KrF^{**} с ростом T качественно, на основе (I.2I), объясняется и рост КПД, и смещение оптимального давления РГС KrF -ЭПД в область более высоких значений. Но при количественном анализе требуется учёт температурной зависимости всех процессов, происходящих в среде.

Вторая особенность кинетики среды, связанная с удельным энерго вкладом, обусловлена её нестационарностью во времени из-за выгорания F_2 , что отмечалось в § 3.2. Но здесь уже явно возникает необходимость рассмотрения не только энерго вклада, но и удельной мощности накачки, при которой он осуществляется. Об этом чуть позже.

По поводу же выгорания F_2 , отметим ещё раз факт насыщения его концентрации в РГС с ростом E_H . Это говорит о возможности работы KrF -ЭПД при высоких давлениях и после диссоциации F_2 . В этом случае на первый план выходят следующие реакции образования KrF^{**} :



с последующей заменой аргона на криптон в реакции (3.3). Возможны ещё реакции с электронами, ведущие к образованию F^- :



а далее образование KrF^{**} в результате ион-ионной рекомбинации.

Значения скоростей перечисленных реакций практически неизвестны, а в ряде случаев дискутируется и возможность их протекания /45/. Поэтому в некоторых моделях представленные реакции просто не учитываются, но, как видно, не обоснованно.

Таким образом, важной особенностью кинетики активной среды КгF-ЭПД при высоких удельных энергиях накачки является её нестационарность из-за нагрева РГС, а также переход от одних ключевых реакций образования КгF* к другим в процессе диссоциации молекулярного фтора. В теории это ещё не нашло достаточно полного отражения.

3.5.2. Особенности кинетики среды при высоких W

В 1982 г. на основе численного моделирования кинетики плазмохимических реакций активной среды КгF-ЭПД /50, 92-93/ нами была найдена зависимость средних за импульс значений g_0 и α от W для РГС из $Ar/Kr/F_2 = 380/30/1$ и давления 3 атм. В расчётах при изменении W применялось условие постоянства энерговклада $E_H = W \cdot \tau = 0,3$ Дж/см³.

Анализ полученных результатов показал, что коэффициент усиления и поглощения активной среды в данном случае можно связать с W так:

$$g_0 = 0,11 \cdot W \quad (3.9)$$

$$\alpha = 1,4 \cdot 10^{-2} \sqrt{W} \quad (3.10)$$

Аналогичная зависимость наблюдалась в /41/, но при давлении 2 атм.

Эффективность среды лазера, вычисленная с учётом (3,9-3,10) на основе (1.37) в предположении $\eta_M = 1$, с ростом W

сначала резко увеличивается, затем выходит на стационар в области 6 МВт/см^3 , а потом медленно уменьшается. Падение η обусловлено слабым отклонением $g_0(W)$ от линейной зависимости при мощностях выше 5 МВт/см^3 , что связано с ростом концентрации электронов плазмы. Зависимость n_e от W и параметров РГС представляется в виде /46, II8/:

$$n_e = \beta \cdot W / K_e \cdot [F_2] . \quad (3.II)$$

Здесь β — коэффициент пропорциональности, K_e — скорость диссоциативного прилипания электронов к F_2 .

Из (3.II) видно, что при фиксированной концентрации фтора в РГС концентрация электронов нарастает пропорционально W . При этом нарастают потери с KrF^{*k} , а также ArF^{*k} и Ar_2F^{*k} из-за тушения электронами. Они ещё и замедляют релаксацию среды из-за каскадного механизма возбуждения и ионизации атомов РГС. Поток энергии в этом процессе направлен вверх, навстречу основному рекомбинационному потоку. Всё это и приводит к замедлению роста g_0 с увеличением мощности накачки свыше, примерно, $2 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм.}$

Эти процессы в том или ином виде учитываются в современных моделях кинетики активной среды электронно-пучкового KrF -лазера /39–47/. И предсказываемый на их основе КПД среды составляет около 10%. Но электроны плазмы могут участвовать и во внутримолекулярной релаксации энергии, в частности, в процессах перемешивания электронных состояний, возбуждении колебательных уровней. Рассмотрим, как это может сказаться на эффективности KrF -ЭПЛ.

Для этого воспользуемся уравнениями (I.24), описывающими процессы колебательной релаксации молекул KrF^{*k} в состоянии В. Добавим в (I.24a), по аналогии с /52/, член, учиты-

важущий воздействию электронов плазмы с температурой T_e на этот процесс и получим следующее уравнение:

$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{N_0 - \theta N}{\tau_{VT}} - \frac{N_0}{\tau} - \frac{N_0}{\tau_I} - \frac{N_0 - \theta_e N}{\tau_{ve}} \quad (3.12)$$

Здесь $\theta_e = \theta(T_e) = 1 - \exp(-m\hbar\omega/kT_e)$, а $\tau_{ve} = (K_{ve} \cdot n_e)^{-1}$ — время колебательной релаксации K_{ve} при взаимодействии с электронами, K_{ve} — константа скорости этого процесса.

В квазистационарном приближении решение (3.12 и 1.246) даёт:

$$g(I) = g_0 / (1 + I/I_S); \quad g_0 = \sigma \cdot R \cdot \beta_m \cdot \tau. \quad (3.13)$$

$$I_S = (\hbar\nu/\sigma) \cdot (\tau_{VT}^{-1} + \tau_{ve}^{-1} + \tau^{-1}) \cdot [(\theta/\tau_{VT} + \theta_e/\tau_{ve})\tau + 1]^{-1}. \quad (3.14)$$

$$\beta_m = (\theta/\tau_{VT} + \theta_e/\tau_{ve}) (\tau_{VT}^{-1} + \tau_{ve}^{-1} + \tau^{-1})^{-1} = \theta(T_K). \quad (3.15)$$

Представим β_m в виде, при котором разделены члены, описывающие влияние электронов и атомов РГС на колебательную релаксацию:

$$\beta_m = \beta_a \cdot \beta_e; \quad \beta_a = \theta / (1 + \tau_{VT}/\tau); \quad (3.16)$$

$$\beta_e = \left[1 + \frac{\theta_e}{\theta} \cdot \frac{\tau_{VT}}{\tau} \right] / \left[1 + \frac{\tau_{VT}}{\tau_{ve}} \cdot \frac{1}{(1 + \tau_{VT}/\tau)} \right]. \quad (3.17)$$

При малых n_e $\tau_{ve} \rightarrow \infty$, а $\beta_e \rightarrow 1$ и выражения (3.13 и 3.14) для g_0 и I_S переходят к старому виду (1.25).

В связи с тем, что $T_e = 1,5 \div 2$ эВ, легко показать, что $\beta_e < 1$, Это, согласно (3.15), свидетельствует о том, что взаимодействие электронов с молекулами приводит к повышению их колебательной температуры T_K . В результате, как видно из (3.13 и 1.26), уменьшается β_m , g_0 , а также β_p .

Участие электронов в колебательной релаксации начнет заметно сказываться на эффективности КГФ-лазера, согласно

(3.16-2.17), при

$$\tau_{VT}/\tau_{Ve} = (K_{Ve}/K_{VT}) \cdot (n_e/N) \geq 0,1$$

или $(n_e/N) \geq 0,1 \cdot (K_{VT}/K_{Ve})$. (3.18)

Здесь K_{VT} и K_{Ve} — константы скоростей соответствующих процессов, N — концентрация атомов ГС, n_e/N — степень ионизации среды.

Для Ag, Kг и KгF* $K_{VT} = 5 \cdot 10^{-11}$ см³/с /44, 46, 63, 68, 69/. Открытым, однако, остаётся вопрос о значении K_{Ve} . Хорошо известно, что при прямом возбуждении колебаний молекул электронным ударом константа скорости не превышает 10^{-8} см³/с. Но у электроотрицательных молекул, каковыми являются и RX^* , возможен механизм колебательного возбуждения через автоионизационное состояние отрицательного иона $(RX^*)^-$. Участием этого состояния объясняется и относительно высокая скорость тушения электронами молекул RX^* /117/, которая составляет, согласно /119/, $(2-3) \cdot 10^{-7}$ см³/с. Не исключено участие состояний С и D в качестве промежуточных в процессе повышения колебательной температуры состояния В.

В предположении, что именно участие электронов в колебательной релаксации определяет низкое значение КПД среды KгF-ЭПД, получавшееся на установке ЭЛ-1 в прифольговой области, в работе /94/ была сделана оценка необходимого для этого значения K_{Ve} . Оценка проводилась на основе выражения

$$\gamma = \gamma_\Phi \cdot \gamma_p = \gamma_0 \cdot \gamma_m \cdot \gamma_p = \gamma_0 \cdot \gamma_a \cdot \gamma_e \cdot \gamma_p \quad (3.19)$$

с учётом того, что γ_e входит и в γ_p , так как γ_0 пропорционален γ_e .

В условиях эксперимента с KгF-ЭПД, результаты на рис. 3.7, концентрация электронов плазмы, по оценкам с учётом

/118/, была примерно $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для рассматриваемых экспериментальных условий значения β_0 , β_a , g_0/α и β_e были взяты из работ /43, 46/. Затем, подбирая β_e так, чтобы β совпало с экспериментальным значением, вычислось τ_{ve} и K_{ve} .

Оказалось, что удаётся согласовать имеющиеся теоретические значения β в диапазоне 1–3 атм /43, 46/ с экспериментальными /88–89/ при введении β_e , в котором $K_{ve} = (2-3) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$. Скорректированная таким образом теоретическая зависимость $\beta(P)$ хорошо совпадает с экспериментальной на всём участке сравнения.

При полученном значении K_{ve} , согласно (3.18), электроны плазмы будут оказывать все возрастающее воздействие на КПД среды КГФ–ЭПД при степени ионизации более $2 \cdot 10^{-5}$. Отметим, что рассмотренный механизм воздействия электронов на колебательную температуру молекул КГФ* в состоянии В не мог быть замечен в экспериментах /119/. Там при измерении константы скорости тушения КГФ* электронами регистрация изменения интенсивности люминесценции проводилась в широком спектральном интервале. В него попадало излучение почти со всех колебательных уровней состояния В, а не только наимизших, вносящих вклад в генерацию.

Величина K_{ve} должна быть чувствительной к T_e при низких значениях последней, а, следовательно, и к наличию электрических полей. Этим, по-видимому, можно объяснить и падение КПД среды электроионизационного КГФ–лазера при малых напряжённостях электрического поля, о чём говорилось ранее.

Обратим внимание ещё на следующее. Согласно (3.11), имеем:

$$n_e = \beta W / k_e \cdot [F_2] = \beta \cdot W_1 \cdot P / k_e \cdot [F_2]_1 \cdot P = \frac{\beta \cdot W_1}{k_e \cdot [F_2]_1} \quad (3.18)$$

Здесь P – давление РГС в атм, W_1 – удельная мощность накачки на атмосферу, $[F_2]_1$ – концентрация фтора в РГС при давлении 1 атм. Тогда степень ионизации будет:

$$n_e/N = \beta \cdot W_1 / k_e \cdot [F_2]_1 \cdot N_A \cdot P, \quad (3.19)$$

где N_A – число Ломмидта. Из этого выражения видно, что с ростом давления газовой смеси, обладающей фиксированным компонентным составом, и при пропорциональном с давлением росте накачки, степень ионизации среды будет падать, по крайней мере, как P^{-1} . Значит, если КПД среды падает с ростом степени ионизации, то с ростом W_1 оптимальные давления РГС будут смещаться в область более высоких значений, а также будет повышаться доля фтора в газовой смеси. Это на эксперименте и наблюдается.

Таким образом, основные особенности кинетики активной среды КгF-ЭПД при высоких W связаны с ростом концентрации электронов плазмы. Связь n_e и β не ограничивается их участием в плазмохимических процессах образования и тушения рабочих молекул КгF*. Возможно участие электронов и в процессах внутримолекулярной релаксации энергии. Из-за этого отрицательное воздействие электронов плазмы на КПД КгF-ЭПД начнётся при степени ионизации среды выше $2 \cdot 10^{-5}$. Отсюда также следует, что в КгF-ЭПД W , при которой достигается степень ионизации среды на уровне 0,1 (K_{VT} / K_{Ve}) и будет оптимальной для получения максимального КПД на соответствующей РГС.

§ 3.6. Основные результаты главы

1. Экспериментально изучена работа электронно-пучкового КгF-лазера на газовых смесях из Ag/Kг/F₂ с содержанием Ag от 0 до 90% при энерговкладах до 1,2 Дж/см³ и мощностях накачки до 15 МВт/см³, что примерно вдвое превышает ранее использовавшиеся где-либо значения.

2. Для газовой смеси Ag/Kг/F₂, содержащей 0 – 90% Ag, найдена зависимость оптимального, с точки зрения получения максимального КПД среды КгF-ЭПД, содержания фтора от удельного энерговклада при его увеличении до 1,1 Дж/см³.

3. Экспериментально доказана возможность работы КгF-ЭПД с удельным энергосъёмом более 60 Дж/л.

4. Экспериментально показано, что при высоких параметрах накачки КПД среды КгF-ЭПД всегда несколько меньше для смеси Кг/F₂ по сравнению с Ag/Kг/F₂. Оптимальное содержание Кг в смеси составляет примерно 0,2 – 0,6 атм при изменении общего давления в пределах 1–10 атм.

5. Анализ полученных результатов показывает, что в КгF-ЭПД для достижения максимального КПД среды на соответствующей РГС необходима такая удельная мощность накачки в квазистационарном режиме, при которой степень ионизации среды равнялась бы 0,1 (K_{VT}/K_{VE}).

ГЛАВА 4

РАСХОДИМОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОГО КГФ-ЛАЗЕРА

Как и у любого вещества, электромагнитные свойства активной среды лазера отражаются комплексной диэлектрической проницаемостью среды ϵ . Она определяет показатель преломления n и затухание среды α

$$\sqrt{\epsilon} = n - i\alpha. \quad (4.1)$$

Величина α связана с измеряемым на основе закона Бутера коэффициентом поглощения среды α_n соотношением

$$\alpha_n = 2(\omega/c) \cdot \alpha \quad (4.2)$$

В активной среде лазера на длине волны генерации, как известно, α_n складывается из собственно поглощения α и усиления g на рабочем переходе, причём последний берётся с отрицательным знаком.

На измерение величин α и g в КГФ-ЭПЛ, их связи с составом РГС и удельными параметрами накачки было направлено значительное число проводившихся до сих пор исследований. Это и понятно, так как они определяют энергетические возможности лазера. Показатель преломления активной среды лазера на длине волны генерации определяет фазу выходного излучения, а, следовательно, может сказываться на его расходимости.

Расходимость излучения лазера θ при работе в генераторном режиме определяется и другими факторами. Это, в частности, и тип резонатора, его юстировка, качество используемой оптики. Но эти факторы являются общими для всех лазеров и достаточно хорошо изучены. Вопрос же о степени воздействия неоднородности активной среды на θ возникает в

каждом новом лазере, так как они после дифракции и определяют значения предельной направленности лазерного излучения.

Это и предопределило необходимость изучения связи n с параметрами РГС и накачки в КгФ-ЭПЛ, чему, в основном, и посвящается данная глава. Здесь приводятся ещё результаты экспериментов по работе КгФ-ЭПЛ на установке ЭЛ-1 с неустойчивым телескопическим резонатором (НТР). Оценивается также степень влияния различных факторов на θ КгФ-лазера. Результаты главы были опубликованы в /83, 95-96/.

§ 4.1. Экспериментальное определение зависимости $n(W)$.

Показатель преломления активной среды КгФ-ЭПЛ на частоте генерации ω_0 можно представить в виде

$$n = n_0 + \Delta n. \quad (4.3)$$

Здесь Δn – добавка к показателю преломления n_0 исходной РГС, возникающая при прохождении через нее электронного пучка. При длительности импульсов накачки менее 100 нс газодинамические эффекты, обусловленные нагревом газа, исказить однородность плотности среды не успевают. Поэтому Δn будет в первую очередь функцией от W .

Действительно, для плазмы Δn на частоте ω_0 можно представить по аналогии с /121/ в виде:

$$\Delta n = (2\pi e^2/m) \cdot \sum_i N_i \sum_k f_{ik} / (\omega_{ik}^2 - \omega_0^2) + \frac{c}{\pi} \sum_i N_i \int_{\omega_i}^{\infty} \frac{\sigma_i \cdot d\omega}{(\omega^2 - \omega_0^2)}. \quad (4.4)$$

Добавка Δn обусловлена связанно-связанными переходами во всех появившихся при накачке в газе i -компонент, а также фотоионизационными переходами с них, характеризуемыми

сечением поглощения $\sigma_i(\omega)$, которые больше нуля при превышении пороговой частоты ω_i .

Концентрация нарабатываемых частиц в активной среде N_i в первом приближении пропорциональна W , а, значит, и $\Delta n \sim W$. Поэтому (4.3) можно представить в виде:

$$n = n_0 + K \cdot W; \quad n - n_0 = \Delta n = K \cdot W. \quad (4.5)$$

Здесь K — неизвестная постоянная, которую можно определить так:

$$K = \frac{dn}{dW} = \frac{\nabla n}{\nabla W}, \quad (4.6)$$

а ∇n и ∇W — градиенты соответствующих величин в одном и том же направлении. На основе соотношения (4.6) и ставились эксперименты по определению величины K /83/.

На установке ЭЛ-1 из соотношений (2.9 — 2.10) следует, что dW/dx при $Y = 0$ имеет постоянный знак. Если выполняется (4.5), то аналогично должен вести себя и ∇n_x . Но это эквивалентно наличию в среде оптического клина, отклоняющего свет при однократном проходе на угол α_1^x :

$$\alpha_1^x = (\nabla n_x / n) \cdot L \approx \nabla n_x \cdot L. \quad (4.7)$$

Измерения связи между n и W основывались на повышенной чувствительности неустойчивого телескопического резонатора к оптической неоднородности типа клина между зеркалами /71, с. 108/.

Эксперименты выполнялись на НТР, который имел коэффициент увеличения $M = 2$. Диэлектрические зеркала резонатора крепились на специальных оправках. На ЛК устанавливались просветленные окна из кварца КУ-1 или MgF_2 . На данном резонаторе при давлении 3 атм РТС $Ag/Kg/F_2 = 340/38/1$ энергия

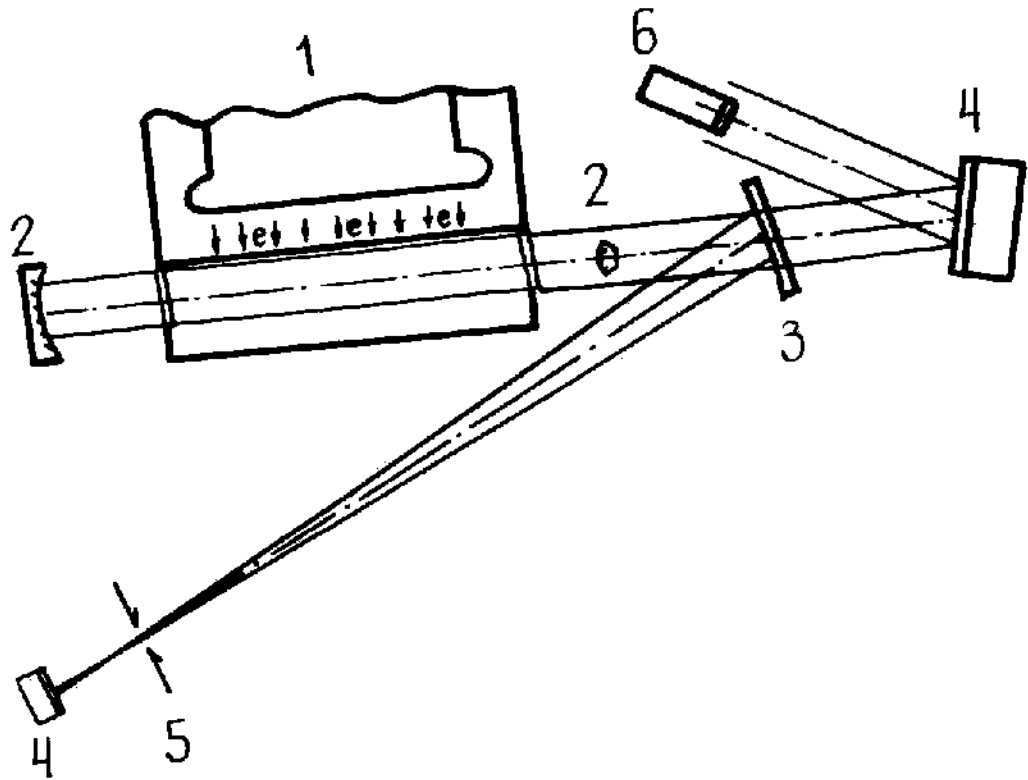


Рис.4.1. Оптическая схема измерения расходимости излучения КгF-ЭШ. 1 и 2 - лазер с внешними зеркалами неустойчивого телескопического резонатора; 3 - кварцевая пластина, передняя грань которой вогнутая с радиусом кривизны 20 м; 4 - калориметры; 5 - диафрагма; 6 - ФЖ-22.

излучения была 6 Дж с расходимостью $\theta = 10^{-4}$ рад на уровне 1/2 от максимальной интенсивности, а в угле $4 \cdot 10^{-4}$ рад содержалось 1/2 всей энергии.

Оптическая схема экспериментов по определению ∇n_x аналогична схеме измерения θ (рис. 4.1), но в фокусе зеркала 3 ставилась фотобумага. На нее фокусировалось 4% излучения, отраженного от одной грани кварцевой пластины с радиусом 20 м.

Для определения чувствительности НТР к оптическому клину внутри него окна на ЛК юстировались так, что образовывалась газовая призма с углом d_0 при вершине. Она отклоняла свет только по оси Y , а угол поворота луча при однократном проходе d_1^* составлял:

$$d_1^* = d_0(n_0 - n_{\text{в}}). \quad (4.8)$$

Здесь $n_{\text{в}}$ — показатель преломления воздуха.

В экспериментах из всего лазерного пучка щелевой диафрагмой шириной 3 мм вырезалась центральная область вдоль оси X . На фотобумаге излучение, прошедшее через диафрагму, оставляло ожог с размерами $\sim 0,1 \times 0,3 \text{ мм}^2$. Проводилось две вспышки без смещения фотобумаги. В одном давлении РГС было таким, что $n_0 = n_{\text{в}}$. Это 0,8 атм для Ag/Kr/F₂ и 0,5 атм для Kr/F₂. Во второй давлении было 3 атм для РГС с аргоном и 1,6 атм для смеси с криптоном.

Отпечаток на фотобумаге при большем давлении РГС смещался на ΔX и ΔY от опорного, полученного при низком давлении. Значения смещения связаны с параметрами установки так:

$$\Delta X = \gamma_{\text{НТР}} \cdot d_1^* \cdot f; \quad \Delta Y = \gamma_{\text{НТР}} \cdot d_1^* \cdot f, \quad (4.9)$$

где $\gamma_{\text{НТР}}$ — абберрационный коэффициент НТР первого порядка

/71, с. 168/. Фокусное расстояние зеркала $f = 10$ м. Из (4.9) с учетом (4.8) и (4.7) следует:

$$\nabla n_x = d_0(n_0 - n_s) \cdot \frac{\Delta X}{\Delta y} \cdot L^{-1} \quad (4.10)$$

С использованием данной методики был проведён ряд серий экспериментов по определению ∇n_x . Серии отличались тем, что на ЛК заменялись окна и проводилась новая юстировка всех оптических элементов. Каждая серия включала от 15 до 20 пар выстрелов. В результате оказалось, что для смеси Ag/Kr/F₂ и Kr/F₂ величина ∇n_x равна $4 \cdot 10^{-7}$ и $2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. Находя ∇W_K из (2.9 - 2.10), на основе (4.6) определялось значение K , которое составило $(4 \pm 2) \cdot 10^{-7}$ и $(2 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{МВт}$ соответственно. Возможные систематические ошибки измерений могли привести к завышению величины K , но не более чем в 1,5 раза.

§ 4.2. О природе зависимости $n(W)$ в KrF-лазере

Значение коэффициента связи между n и W в (4.5) определено для двух РТС и давлений. Для выявления границ применимости этих значений необходимо знать природу зависимости $n(W)$.

Согласно эксперименту $\Delta n > 0$ ($K > 0$). Отсюда, в соответствии с (4.4) следует, что основной вклад в Δn должны вносить компоненты с линиями поглощения в области $\omega_{ik} \geq \omega_L$ или с инверсией на $\omega_{ik} \leq \omega_L$. Анализ вкладов в Δn от различных компонентов электронно-пучковой плазмы был проведён для смеси Ag-Kr-F₂, находящейся при давлении 3 атм и возбуждаемой с $W = 3,8 \text{ МВт/см}^3$. Компонентный состав такой плазмы рассчитывался на основе модели, описанной в /50, 113/.

Оценки показали, что электроны плазмы, а также фото-

ионизационные переходы с возбуждённых атомов аргона и криптона и их эксимеров могут дать суммарную добавку $\Delta n(e) \simeq -2 \cdot 10^{-8}$. Вклады от фотодиссоционных переходов молекул F_2 , Ar_2^+ , Kr_2^+ и прочих, центры полос поглощения которых смещены в красную область от лазерной частоты, также отрицательны и по модулю не превышают величины.

$$\Delta n_d \leq \alpha \cdot \lambda / 4\pi = 2 \cdot 10^{-6} \cdot \alpha \simeq 3 \cdot 10^{-8}, \quad (4.11)$$

так как $\alpha = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1} / 84-86/$. Переходы в основное состояние с Ar^* , Kr^* , Ar_2^* , Kr_2^* из-за большой остроты частоты вносят также небольшую отрицательную добавку на уровне 10^{-8} .

Из всех компонент наиболее близкие к частоте генерации переходы с поглощением имеют лишь ионы Ar^+ и Kr^+ . Однако, соответствующие им нижние уровни находятся на ~ 20 эВ выше основного состояния иона. Концентрация ионов в этом состоянии не превышает 10^{-3} от их полного числа. Поэтому вклады от них в Δn хоть и положительные, но не могут превышать 10^{-8} .

Остаются ещё эксимерные комплексы галогенидов благородных газов. Согласно рис. 1.2, это ArF^* и все остальные, уровни которых лежат ещё ниже. Потенциал ионизации у этих комплексов несколько выше энергии лазерного кванта, что обеспечивает положительный вклад в Δn от всей совокупности переходов с них на более высоколежащие уровни и в ионизационный континуум.

У тримеров $Ar_2 F^*$, $ArKrF^*$ и $Kr_2 F^*$ положительная добавка в показатель преломления будет вноситься и переходами в основное состояние, так как на них реализуется инверсная населённость, но в более длинноволновой области по сравнению

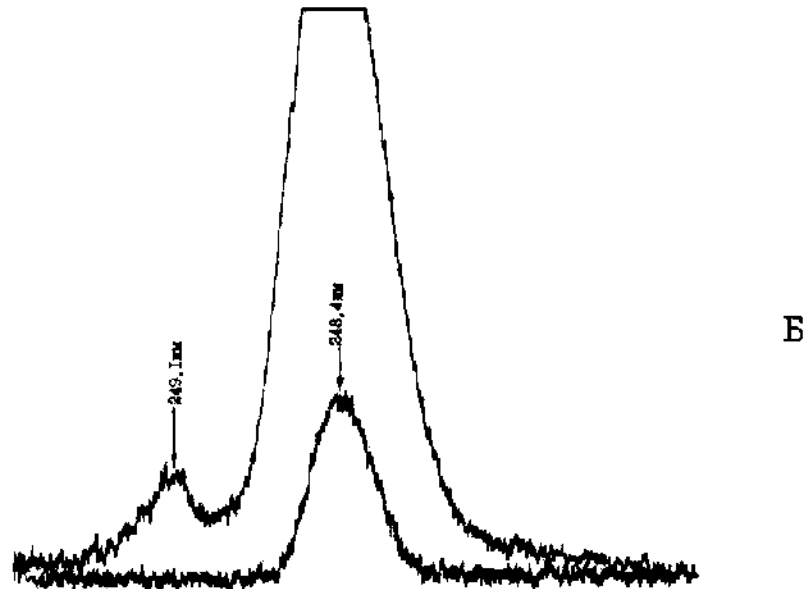
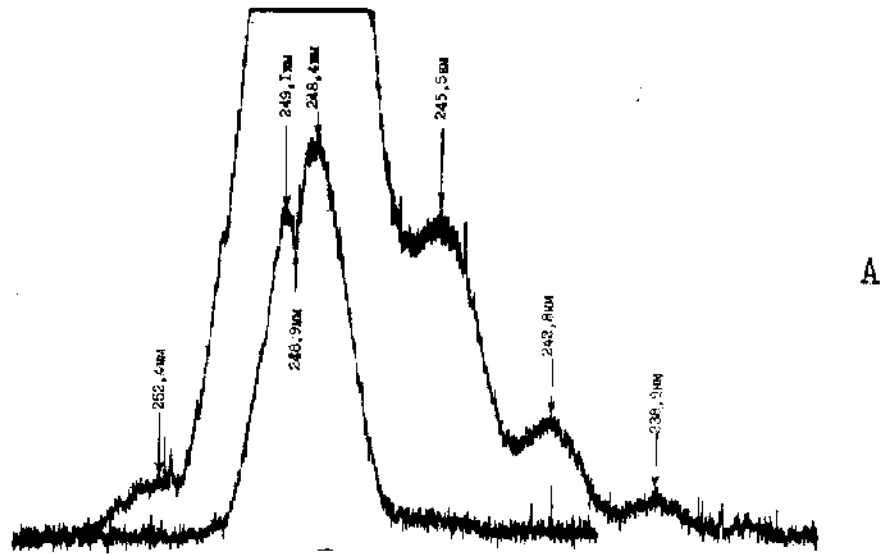


Рис.4.2. Денситограммы спектров люминесценции активной среды K_2F-2Mg - А и спектра генерации - Б при различных уровнях ослабления излучения.

с длиной волны лазера /15, 24-26/. Переходы $B \longrightarrow X$ у ArF^{**} вносят небольшую отрицательную добавку в Δn на уровне $5 \cdot 10^{-9}$.

У рабочих молекул KrF^{**} переходы $C \longrightarrow A$ обеспечивают положительную добавку в показатель преломления активной среды. В принципе, и сам лазерный переход $B \longrightarrow X$ у KrF^{**} может давать положительный вклад в Δn на длине волны генерации из-за асимметрии в своей структуре, также как в лазере на XeF^{**} /125-126/ и XeCl^{**} /127/. Для того, чтобы оценить этот вклад, обратимся к спектрам люминесценции и генерации KrF -ЭПЛ, приведённым на рис. 4.2.

На рис. 4.2 А представлена денситограмма спектра люминесценции KrF^{**} в области 250 нм, полученного на установке ЭМ-1 при возбуждении смеси $\text{Ne-Kr-F}_2 = 350-50-1$ с давлением 2 атм. Она практически не отличается от спектров, получавшихся на РГС из Ar-Kr-F_2 /72-73/ и Kr-F_2 . При изменении состава, давления, а также длины активной области от 4 до 23 см, соотношение интенсивностей излучения на 248,4 и 249,1 нм, а также глубина провала между этими максимумами с точностью до 20% не изменялась. Это свидетельствует, что усиление на этих длинах волн если и различается, то не более, чем на 10%.

Характерные денситограммы спектра генерации KrF -ЭПЛ представлены на рис. 4.2 Б. На всех использовавшихся РГС при изменении прозрачности резонатора от 20 до 95% генерация наблюдалась на двух линиях: сильная на 248,4 и слабая на 249,1 нм. Соотношение их интенсивностей составляло примерно 70/1.

При работе KrF -ЭПЛ с НТР было проведено одновременное измерение поведения во времени мощности генерации на 248,4

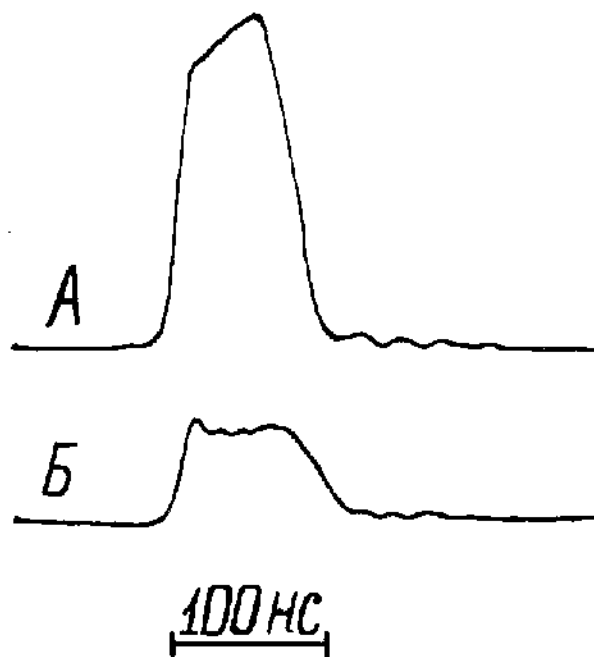


Рис.4.3. Осциллограммы импульсов мощности лазерного излучения КгF-ЭЛЛ на 248,4 - А и 249,1 нм - Б.

и 249,1 нм после разделения этих линий на самодельном монохроматоре, состоявшем из трёх флюоритовых призм. Форма импульса мощности излучения на 249,1 нм представлена на рис. 4.3 Б. Она почти не зависела от состава и давления РТС. Выше (кривая А) показан сигнал мощности лазерного излучения на длине волны 248,4 нм, наблюдавшийся на $\text{Ag-Kr-F}_2 = 400\text{--}30\text{--}1$ при давлении 3 атм. На смеси Kr-F_2 этот сигнал был колоколообразным.

Различие в форме импульсов на квазистационарном участке очевидно. Ясно также, что генерация на 249,1 нм происходит вблизи порога. Однако передние фронты и длительность импульсов по основанию совпадают. Это также свидетельствует о практическом равенстве коэффициентов усиления слабого сигнала на обеих линиях. Но при насыщении генерации на 248 нм усиление на 249 нм явно падает и генерация на этой линии, исходя из соотношения интенсивностей, идет вблизи порога. Подчеркнём, что это происходит почти при любой прозрачности резонатора.

Анализ особенностей структуры спектра люминисценции KrF^* был сделан в /58/. Она объясняется суперпозицией переходов с различных колебательно-вращательных уровней верхнего связанного В-состояния на нижнее разлётное - X. На основе результатов /68/ были произведены оценки вкладов в коэффициент усиления g на длинах волн 248,4 и 249,1 нм от переходов с различных колебательных уровней $i = 0 - 5$ на основе выражения $g = \sum_i G_i N_i$. При этом предполагалось, что максимум усиления с нулевого колебательного уровня лежит на $\lambda = 248,4$ нм, а с первого - на 249,1 нм. Колебательная температура принималась равной 0,1 эВ.

В результате получилось, что $g_0(248,4) = g_1(249,1)$.

Здесь индексы обозначают номер колебательного уровня. Далее наблюдается следующее:

$$g(248,4) = \sum_{i=0}^5 g_i = g_0 + 0,5 \cdot g_0 + 0,7 \cdot g_0 + 0,6 \cdot g_0 + 0,35 \cdot g_0 + 0,15 \cdot g_0 = 3,3 \cdot g_0; \quad (4.12a)$$

$$g(249,1) = \sum_{i=0}^5 g_i(249,1) = 0,8 \cdot g_0 + g_0 + 0,8 \cdot g_0 + 0,5 \cdot g_0 + 0,07 \cdot g_0 + 0,03 \cdot g_0 = 3,2 \cdot g_0. \quad (4.12b)$$

Различие усиления на рассматриваемых линиях получается действительно незначительным. Отметим, что усиление на $\lambda = 248,4$ нм более чем в три раза выше, чем усиление с основного колебательного уровня, из-за вкладов в g от переходов с других колебательных уровней. Это, наряду с разлётным видом нижнего уровня, и определяет в конечном итоге рекордно высокую эффективность КгF-ЭШ по сравнению с другими лазерами на галогенидах благородных газов.

Оценки также показывают, что при падении усиления на 248,4 нм при генерации до порогового значения, определяемого резонатором, усиление на 249 нм всегда будет несколько выше порога. Это и обеспечивает слабую генерацию на данной длине волны при любом резонаторе.

Рассмотренные факты свидетельствуют о асимметрии контура усиления перехода $B \rightarrow X$ молекулы КгF* относительно линии генерации 248,4 нм со смещением в красную область. В результате, он должен вносить положительный вклад в Δn на 248,4 нм. Оценка по максимуму величины этого вклада на основе классического соотношения между действительной и мнимой частями комплексной диэлектрической проницаемости с учётом структуры усиления с различных колебательных уровней даёт:

$$\Delta n(\text{КгF}^*) \approx 0,5 \cdot g \cdot \lambda / 4\pi = 10^{-6} \cdot g. \quad (4.13)$$

Величина $g \sim W$, а для использованных РГС и давлений $g \approx 0,13 \cdot W$ [$\text{см}^{-1} \cdot (\text{МВт}/\text{см}^3)^{-1}$]. Тогда, согласно (4.6) и (4.13), получаем:

$$K(\text{КгF}^*) = 10^{-6} \cdot dg/dW = 1,3 \cdot 10^{-6} [\text{см}^3/\text{МВт}]. \quad (4.14)$$

Данное значение составляет примерно 0,2 – 0,5 от экспериментальной величины. Однако отметим, что при генерации необходимо в (4.13) брать пороговое значение g , что приведёт к уменьшению Δn и K от КгF^* примерно в три раза.

Таким образом получается, что основной положительный вклад в показатель преломления активной среды КгF -ЭШ на длине волны генерации 248,4 нм должны вносить эксимерные молекулы галогенидов благородных газов. Их концентрация линейна от удельной мощности накачки, а, значит, полученные значения для $K(\text{Аг}/\text{Кг}/\text{F}_2)$ и $K(\text{Кг}/\text{F}_2)$ должны слабо зависеть от давления.

Это, естественно, предварительные выводы. Для более полного понимания природы зависимости $n(W)$ требуются дальнейшие, более детальные исследования вкладов в Δn всех компонентов активной среды лазера.

§ 4.3. Неоднородность накачки и расходимость излучения КгF -ЭШ

Соотношение (4.5) позволяет оценивать предельную направленность излучения, достижимую на установках с известным распределением накачки. Рассмотрим типичный случай, возникающий при поперечном по отношению к оптической оси (ось Z) вводе электронного пучка в активную область. В этом случае по Y реализуется характерное распределение W , представленное на рис. 4.4. Такая неоднородность простирается вдоль

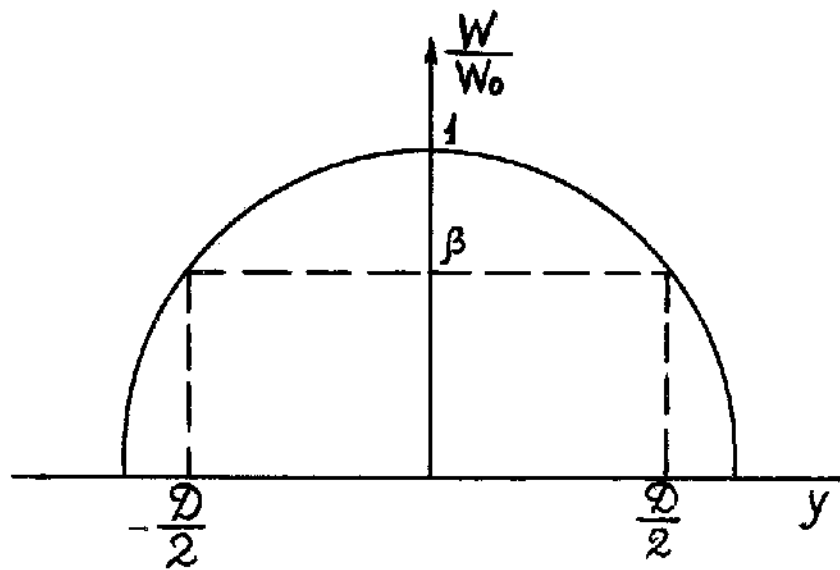


Рис.4.4. Характерное распределение удельной мощности накачки по оси Y в электронно-пучковом лазере с одно- или двустороннем вводом электронного пучка в активную область вдоль оси X . D - световая апертура лазера.

всей активной области длиной L и ее можно охарактеризовать неким ∇W_y .

Из (4.5 - 4.6) следует, что из-за неоднородности W возникнут и неоднородности в n , а $\nabla n_y = K \cdot \nabla W_y$. Согласно [122], при работе такой неоднородной среды в режиме однопроходного усиления предельная направленность излучения по рассматриваемому направлению будет определяться выражением: $\theta_y = 2 \cdot L \cdot \nabla n_y$. Из него, с учетом связи ∇n_y и ∇W_y , получается, что

$$\theta_y = 2 \cdot K \cdot L \cdot \nabla W_y. \quad (4.15)$$

При использовании НТР расходимость излучения из-за большего числа проходов по среде будет выше примерно на фактор $\gamma_{НТР}$:

$$\theta_{НТР} = 2 \cdot K \cdot L \cdot \nabla W \cdot \gamma_{НТР}. \quad (4.16)$$

Соотношения (4.15 и 4.16) позволяют решать и обратную задачу: определять допустимую степень неоднородности накачки при заданных требованиях на θ . Для удобства изложения введём величину $H = \nabla W / W$, определяющую относительную неоднородность возбуждения. Тогда для достижения θ_y или $\theta_{НТР}$ на активной среде длиной L , в которой имеется средняя по объёму удельная мощность накачки W , H в перпендикулярном оптической оси направлении не должна превышать значения:

$$H_y \leq \theta_y / 2 \cdot K \cdot L \cdot W; \quad H_{НТР} \leq \theta_{НТР} / 2 \cdot K \cdot L \cdot W \cdot \gamma_{НТР}. \quad (4.17)$$

В реальных установках реализуется такое распределение W , а значит и n , которое эквивалентно действию на волновой фронт оптического клина, цилиндрической или сфери-

ческой линзы, а в общем случае — их комбинаций. Если можно хоть частично скомпенсировать искажения волнового фронта, вносимого первыми членами разложения $n(x, y)$ в ряд по степеням x, y , назовём их регулярными, то реально снизить требования на n .

С учётом этого, по всей видимости, создана установка "Спрайт" /77/. При четырёхстороннем вводе электронного пучка в активную область реализуется распределение $W(x, y)$, близкое к цилиндрически симметричному. В результате наибольший первый член разложения $n(x, y)$ будет квадратичным по этим координатам. Это эквивалентно действию на волновой фронт сферической линзы. Вносимое ею искажение волнового фронта легко компенсируется при использовании НТР или при фокусировке излучения.

Оценим уровни θ , с которых может начать сказываться неоднородность накачки. Для этого обратимся снова к рис.4.4. При таком распределении W в области световой апертуры \mathcal{D} ∇W можно представить так:

$$\nabla W = (W_0 - \beta W_0) / (\mathcal{D}/2) = 2 \cdot W_0 (1 - \beta) / \mathcal{D}. \quad (4.18)$$

Согласно (4.15 и 4.16) получается, что

$$\theta_y = 2 \cdot K \cdot (W_0 \cdot L) (1 - \beta) / \mathcal{D}; \quad \theta_{НТР} = \chi_{НТР} \cdot \theta_y. \quad (4.19)$$

Дифракционная расходимость $\theta_g = 2,44 \cdot \lambda / \mathcal{D}$. Отсюда получаем:

$$\begin{aligned} (\theta_y / \theta_g) &= 4K(W_0 \cdot L)(1 - \beta) / 2,44 \cdot \lambda; \\ (\theta_{НТР} / \theta_g) &= \chi_{НТР} \cdot (\theta_y / \theta_g). \end{aligned} \quad (4.20)$$

В широком диапазоне удельных мощностей накачки оптимальное значение $(W_0 \cdot L) = 100 \text{ МВт/см}^2$. Для $K = 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{МВт}$ и $\lambda = 2,48 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ из (4.20) получается:

$$(\theta_y/\theta_g) \approx 2(1-\beta); \quad (\theta_{\text{нтр}}/\theta_g) \approx 2(1-\beta) \cdot \chi_{\text{нтр}}. \quad (4.21)$$

Следовательно, фазовые искажения волнового фронта из-за неоднородности удельной мощности накачки будут сказываться на θ_y в такой же степени, что и дифракции при $\beta \approx 0,5$. При $\beta = 0$ этот эффект может привести к увеличению θ_y до величины $2 \cdot \theta_{\text{д}}$. При работе с неустойчивым телескопическим резонатором расходимость излучения будет превышать в этих случаях θ_y примерно в $\chi_{\text{нтр}}$ раз.

В реальных условиях для обеспечения равномерной лучевой нагрузки на оптику будет использоваться $\beta > 0,5$. Однако с ростом \mathcal{D} величина относительной неоднородности при фиксированном β будет падать:

$$H = \nabla W/W_0 = 2(1-\beta)/\mathcal{D} \quad (4.22)$$

Но начиная с некоторого уровня, по оценкам с $H \approx 0,05 \text{ см}^{-1}$, эту величину будут определять более мелкомасштабные неоднородности, а не крупномасштабные, как на рис. 4.4. Они-то и будут ограничивать θ . При $H = 0,05 \text{ см}^{-1}$, согласно (4.17), в оптимальных режимах накачки в КгF-ЭШЛ достижима $\theta_y = 3 \cdot 10^{-6}$ рад.

На основе вышесказанного можно сделать вывод, что неоднородности W в КгF-ЭШЛ не будут большим препятствием для достижения $\theta = (5-10)$ мкрад, что соответствует дифракционной расходимости при апертуре примерно 10 см.

§ 4.4. Расходимость излучения КгF-лазера при работе с неустойчивым телескопическим резонатором

Для получения дифракционной расходимости излучения необходимо, чтобы местные отклонения волнового фронта от плос-

кости не превышали $\lambda/8 \approx 0,1\lambda$. Но кроме активной среды фазовые искажения могут вызываться и неидеальностью оптических элементов, в частности, окон на лазерной камере. Легко показать, что для получения $\theta_{\text{д}}$ в усилительном режиме необходимо, чтобы поверхности окон усилителя имели местные отклонения от плоскости не более $0,1\lambda$. При работе с НТР требования на качество оптики ужесточаются примерно вдвое.

Именно низкое качество оптики определило относительно высокое значение $\theta_{\text{нтр}}$, полученное в экспериментах, описанных в § 4.1. Тем более, что в тракте пучка было ещё два зеркала, отклонение от плоскости которых оказывает значительное воздействие на волновой фронт, а, следовательно, и на расходимость излучения.

В квантовых оптических генераторах, работающих в импульсном режиме, некая часть излучения обладает низкой направленностью из-за конечного времени формирования θ . При работе с НТР энергию лазерного излучения, содержащуюся в угле θ , $E_{\text{д}}(\theta)$, можно найти из следующего выражения:

$$E_{\text{д}}(\theta) \approx (1 - \tau_{\text{ф}}/\tau) \cdot E_{\text{д}}(T) \quad (4.23)$$

Здесь $\tau_{\text{ф}} = [\ln(\theta_0/\theta)/\ln M] \cdot 2L_{\text{р}}/c$ — время формирования θ /123/, τ — длительность импульса генерации при работе с плоским резонатором, на котором получается $\theta_{\text{д}}$; $L_{\text{р}}$ — расстояние между зеркалами резонатора; c — скорость света; $E_{\text{д}}(T)$ — зависимость энергии генерации от прозрачности плоского резонатора.

На установке ЭЛ-1 при 3 атм смеси Ag/Kr/F_2 средний по x, y ∇W составляет 1 МВт/см⁴. Тогда из (4.14) получается, что при работе с неустойчивым телескопическим резонатором можно достичь $\theta_{\text{нтр}} = 2 \chi_{\text{нтр}} \cdot 10^{-5}$ рад. При $M = 2$ $\chi_{\text{нтр}} \approx 3$

/71, с. 167/ и, значит, $\theta_{\text{НТР}} = 6 \cdot 10^{-5}$ рад.

Из (4.16) следует, что уменьшать $\theta_{\text{НТР}}$ можно за счёт уменьшения $\chi_{\text{НТР}}$, которое происходит с увеличением M /71, с. 167/. Увеличение M положительно сказывается на $\theta_{\text{НТР}}$ ещё и за счёт уменьшения τ_{ϕ} в (4.23). Оценка данного фактора, с учётом представленной на рис. 3.2 зависимости $E_{\text{д}}(T)$ показала, что для сосредоточения максимума энергии лазерного излучения за импульс в $\theta_{\text{НТР}} = 5 \cdot 10^{-5}$ рад на ЭЛ-1 необходимо использовать НТР с $M = 3 - 3,5$, хотя максимум энергии генерации достигается при $M = 2$. Такое различие значений M в зависимости от критерия "оптимальности" уже отмечалось ранее /123-124/, хотя в последней работе оно объясняется отличием реальной прозрачности НТР от получаемой из выражения $T = (1 - M^{-2})$ из-за дифракционных эффектов.

Для проверки сделанных выводов была изготовлена оптика для НТР с $M = 3$ и 4. Вогнутые зеркала были с радиусом кривизны соответственно 2100 и 1800 мм, а выходные, выпуклые — 700 и 450 мм. Зеркала имели диэлектрические покрытия с отражением 98% на 250 нм. На лазерной камере устанавливались окна из кварца КУ-1, имевшие просветляющие покрытия. Пропускание окон составляло 97%. Сечение лазерного пучка на выходе имело форму кольца с внешним диаметром 51 мм. Внутренний был в M раз меньше. Все использовавшиеся в этих экспериментах оптические детали изготавливались с местной ошибкой не более $0,2 \lambda = 0,05$ мкм.

Для измерения θ фокусировка излучения на расстояние 16 и 30 м производилась соответствующим увеличением промежутка между зеркалами НТР, а для набора требуемого пути в тракте пучка устанавливались два плоских поворотных зеркала с отражением 4 и 98%. Одно из зеркал стояло под углом 45° к

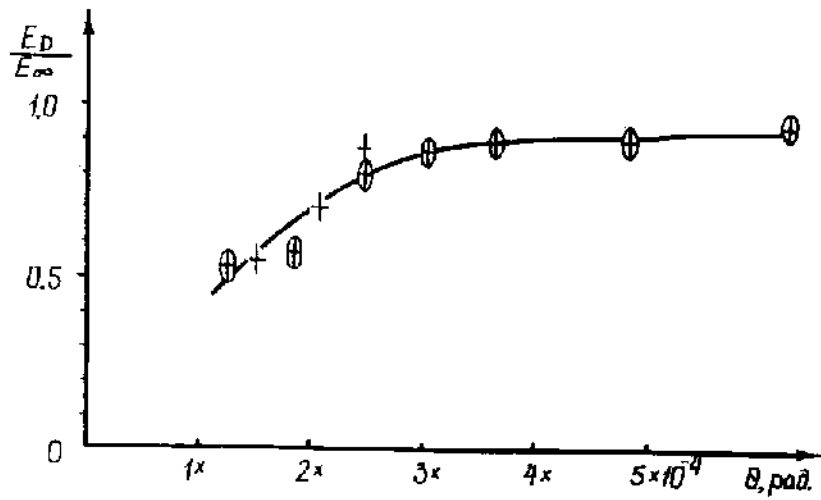


Рис.4.5. Зависимость доли полной энергии лазерного излучения за импульс (E_D/E_∞), прошедшей через диафрагму с диаметром D , располагавшуюся в фокусе линзы с $f = 16\text{м}$. $\theta = D/f$.

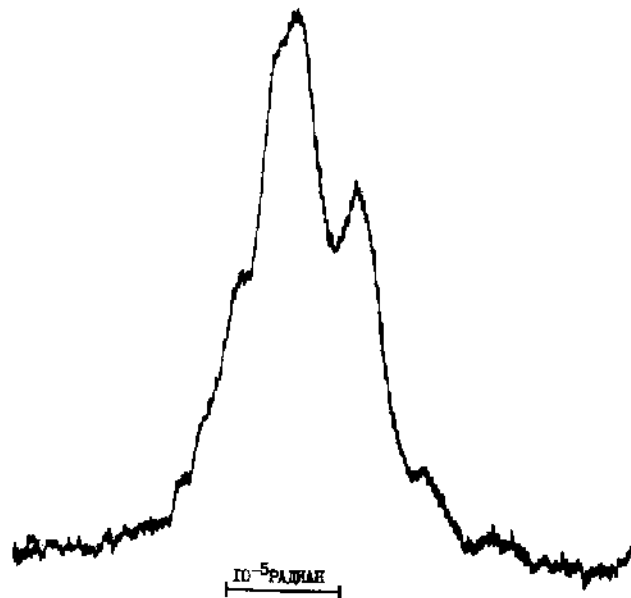


Рис.4.6. Денситограмма фотографии яркой точки в фокальном пятне.

пучку.

Расходимость излучения определялась путём измерения энергии, прошедшей в фокусе через диафрагмы различного диаметра. На рис. 4.5 представлена экспериментальная зависимость, отражающая направленность лазерного излучения при работе на НТР с $M = 3$. На смеси Ar-Kr-F_2 средняя за серию импульсов энергия генерации была 5,5 Дж при 2 атм, а при 3 атм — 7 Дж. В этом случае $\theta_{\text{НТР}}$ на уровне $I/2$ от $E_{\text{л}}$ была не хуже $1,2 \cdot 10^{-4}$ рад, а в угле $2,5 \cdot 10^{-4}$ рад содержалось не менее 86% лазерной энергии.

Фотографирование фокального пятна с использованием ступенчатого ослабления излучения на клине из плоских зеркал с отражением 70% выявило наличие в центре "яркой точки". Её денситограмма показана на рис. 4.6. Угловой размер "точки" на уровне $I/2$ от максимальной интенсивности был чуть более 10^{-5} рад, что близко к дифракционному пределу для данного НТР: $\theta_{\text{дифр.}} = 2 (\lambda/D) \cdot M/M - 1 = 1,5 \cdot 10^{-5}$ рад. По оценкам, в "яркой точке" содержалось около 5% полной энергии, но по яркости она на порядок превышает фон ближайшего окружения.

На резонаторе с $M = 4$ энергия генерации при 3 атм была около 6 Дж. Расходимость излучения на уровне $I/2$ от полной энергии составила $0,8 \cdot 10^{-5}$ рад, а в угле 15 мкрад содержалось до 10% энергии.

На каждом использовавшемся НТР проводились ещё измерения распределения лазерной энергии по сечению пучка. В результате оказалось, что при двух атмосферах FТС с аргоном распределение плотности энергии по сечению практически однородно. При давлении 1 атм в прифокальной зоне плотность энергии на 10–15% меньше, а при 3 атм — на 20% больше, чем на противоположной стороне сечения пучка. Отметим, что рас-

пределение плотности энергии по сечению лазерного пучка при работе с НТР отражает распределение коэффициента усиления по активной области.

Результаты по расходимости излучения при работе КгF-ЭШ с НТР свидетельствуют о хорошей точности оценок, получаемых на основе выражения (4.16 и 4.15). Примерно двукратное различие между предсказанным и достигнутым значением $\Theta_{\text{НТР}}$ объясняется неидеальностью стоявших в тракте пучка оптических элементов, конечностью времени формирования предельной направленности, а также рассеянием излучения как на оптических элементах резонатора, так и в активной среде.

§ 4.5. Основные результаты главы

1. Измерен коэффициент связи между добавкой в показатель преломления активной среды КгF-ЭШ на длине волны генерации 248,4 нм и W для смеси Ag/Kg/F₂ (Ag/Kg = 10/1) при 3 атм и Кг/F₂ при 1,6 атм, который составляет соответственно $(4 \pm 2) \cdot 10^{-7}$ и $(2 \pm 1) \cdot 10^{-7}$ см³/МВт. Показано, что основной вклад в Δn вносят эксимерные молекулы галогенидов благородных газов, в том числе и КгF[±].

2. Экспериментально установлено, что на любом неселективном резонаторе генерация в КгF-ЭШ происходит одновременно на двух линиях в области 248,4 и 249,1 нм и соотношением интенсивностей на квазистационарном участке генерации порядка 70/1.

3. В КгF-ЭШ при энергии генерации 6 Дж за 70 нс достигнута расходимость излучения $8 \cdot 10^{-5}$ рад на уровне 0,5 от полной энергии, что лишь в 6 раз выше дифракционного предела.

4. На основе анализа полученных результатов сделан вы-

вод, что в КгF-ЭПД оптические неоднородности активной среды, обусловленные неоднородностями удельной мощности накачки, не будут являться серьезным препятствием для повышения направленности излучения до уровня 5–10 мкрад, что соответствует дифракционной расходимости при апертуре примерно 10 см.

ГЛАВА 5

РАБОТА ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВЫХ АгF- И ХеСІ-ЛАЗЕРОВ
ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ НАКАЧКИ

Кроме КгF-лазера исследовалась работа электронно-пучковых лазеров на АгF** и ХеСІ**. По каждому из них решались свои задачи. На АгF** требовалось сначала получить генерацию, так как в СССР такой лазер с электронно-пучковым возбуждением ещё не работал, да и в литературе сообщения о его запуске были лишь в нескольких публикациях.

По ХеСІ-ЭПЛ уже имелся достаточно обширный набор экспериментальных результатов. Поэтому в этом лазере актуальным было продвижение в область больших, чем прежде, удельных мощностей и энергий возбуждения. На это и обращалось наибольшее внимание в проводившихся исследованиях ХеСІ-ЭПЛ на установке ЭЛ-І.

Представляемые в данной главе результаты были опубликованы в работах /128-134/.

§ 5.1. Электронно-пучковой АгF-лазер

Более десятилетия прошло со времени опубликования работы /21/, в которой сообщалось о получении генерации на электронно-пучковом АгF- и КгF-лазерах с энергией 92 и 100 Дж соответственно. С тех пор понимание физики и проработанность технологических аспектов КгF-ЭПЛ выросла до уровня, позволяющего создавать установки с энергией в десятки килоджоулей /4-5, 78/. Публикаций же по АгF-ЭПЛ за это время было всего лишь несколько /55-56, 100/, причём лишь в /100/ сообщалось о получении генерации с энергией 2 Дж. В отличие от /21/, где лазер работал на смеси Аг/F₂, в этой публикации

сообщалось, что генерация была получена на четырёхкомпонентной смеси из $Ne-Ar-He-F_2$. Подробных сведений об особенностях AgF -ЭПН в этих работах не приводилось, и они носили больше форму приоритетных выступлений.

Длительное время не удавалось получить генерацию и нам. Связано это было с неотлаженностью технологии изготовления зеркал для данного лазера, отсутствием контрольно-измерительных и спектральных приборов для регистрации излучения на 193 нм. Отсутствовало также представление о наиболее подходящем компонентном составе рабочей газовой смеси данного лазера. Поэтому получение генерации и подбор наилучшей РГС, позволяющей достигать максимальной энергии генерации в AgF -ЭПН, было первостепенной задачей.

5.1.1. Результаты экспериментального излучения AgF -ЭПН

Изучение работы AgF -ЭПН на установке ЭЛ-1 проводилось в основном с использованием полного объёма активной области в 450 см^3 . Плоские зеркала резонатора устанавливались непосредственно на лазерной камере. Электронная пушка в этих экспериментах обеспечивала среднюю по активному объёму удельную мощность возбуждения около $0,6 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм (Ne)}$ и $1,2 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм (Ar)}$. Форма импульсов мощности накачки показана на рис. 5.1а.

При таком возбуждении генерация на двухкомпонентной смеси Ag/F_2 происходила вблизи порога. На резонаторе с минимальной прозрачностью $T = 1 - R_1 R_2 = 0,3$ максимальная лазерная энергия составила $0,1 \text{ Дж}$ при длительности генерации 25 нс . Смесь состояла из $2 \text{ мм.рт.ст. } F_2$ и $1,2 \text{ атм}$ аргона.

Существенное увеличение энергии генерации наблюдалось при использовании трехкомпонентной смеси из $Ne-Ar-F_2$. На

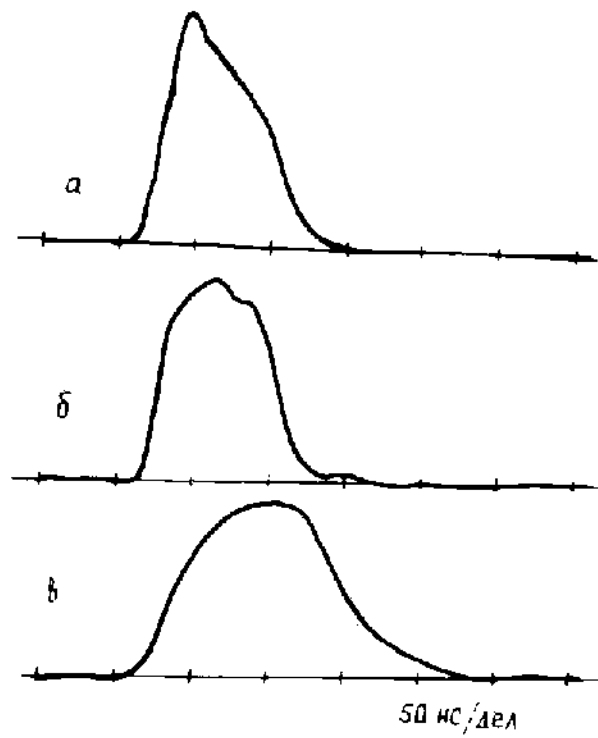


Рис.5.1. Форма импульсов мощности электронного пучка - а, лазерного излучения AgF -ЭИЛ при давлении РГС выше 4 атм - б, люминесценции Ag_2F^* - в.

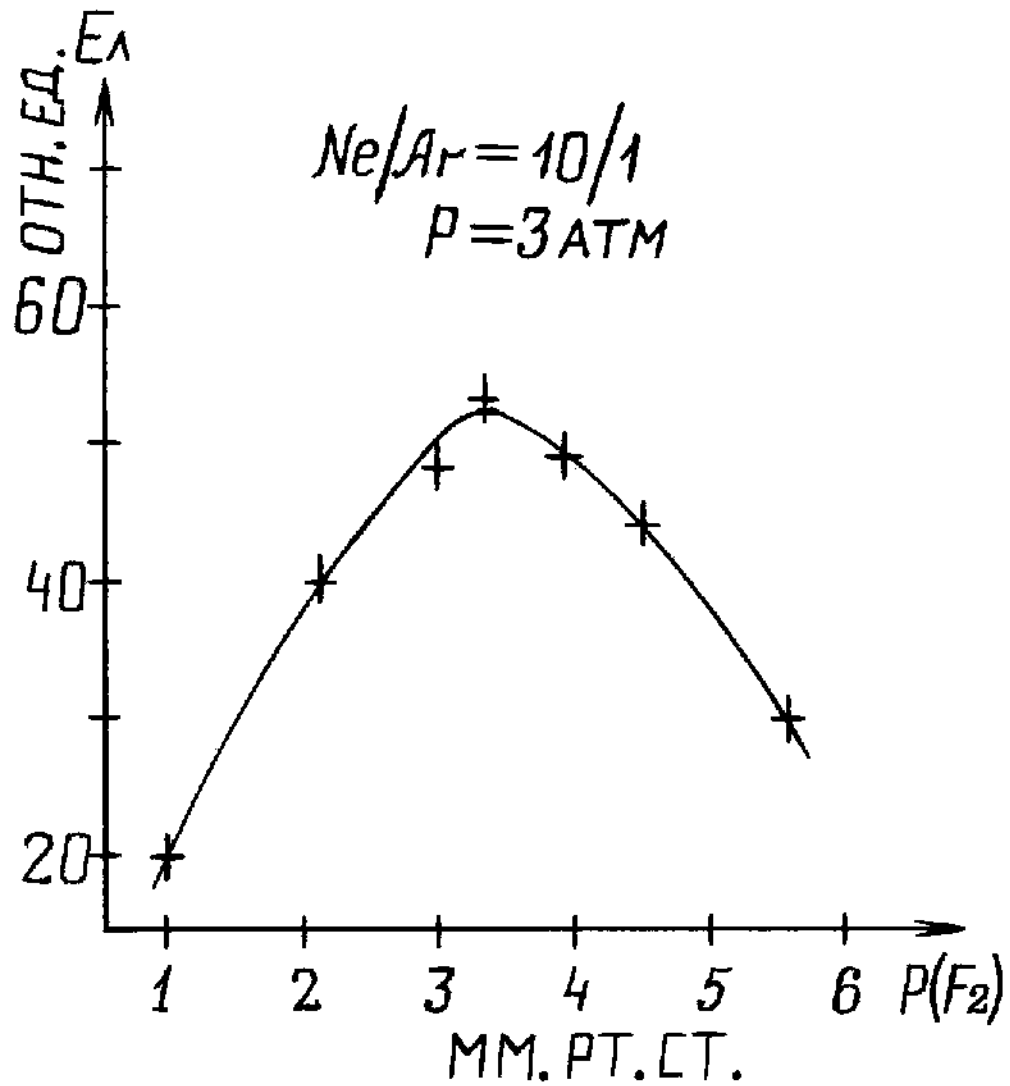


Рис.5.2. Зависимость энергии генерации AgF-ЭШ от парциального давления F_2 в РГС из Ne/Ar/ F_2 с соотношением Ne/Ar=10/1 и давлением 3 атм.

ней была проведена оптимизация парциального давления аргона и фтора. Эти эксперименты проводились на резонаторе из двух плоских диэлектрических зеркал с коэффициентом отражения 65%. Калориметрами БКДМ измерялась энергия обоих лазерных пучков.

На рис. 5.2 представлена зависимость энергии генерации AgF-ЭПЛ от давления F_2 в трехкомпонентной смеси с общим давлением 3 атм и соотношением $P(Ar)/P(Ne) = 1/10$. Длительность генерации при содержании фтора более 3 мм.рт.ст. составляла около 50 нс, а при уменьшении $P(F_2)$ с 3 до 1 мм.рт.ст. она сокращалась до 30 нс. Как видно из полученной зависимости, диапазон оптимального содержания фтора в РГС AgF-ЭПЛ значительно уже, чем в KгF-лазере.

Оптимизация содержания фтора в смеси $Ne-Ar-F_2$ проводилась и на других давлениях вплоть до 6 атм при работе AgF-ЭПЛ как с полным объёмом активной области, так и на малом объёме, расположенном в прифольговой зоне. Здесь параметры накачки были примерно в два раза выше, чем приводившиеся для полного объёма. В результате, по аналогии с KгF-ЭПЛ, была построена зависимость оптимального содержания фтора в РГС AgF-ЭПЛ от удельного энерговклада, представленная на рис. 5.3. Длина отрезков по вертикали представляет диапазон оптимального содержания фтора, при котором энергия генерации составляет не менее 0,9 от максимального значения.

Как видно, полученная зависимость похожа на аналогичную зависимость, наблюдавшуюся у KгF-ЭПЛ. На линейном участке оптимальное содержание фтора можно связать с E_H соотношением:

$$P_0(F_2) = 20 \cdot E_H, \quad (5.1)$$

где P_0 в мм.рт.ст., а E_H - в Дж/см³.

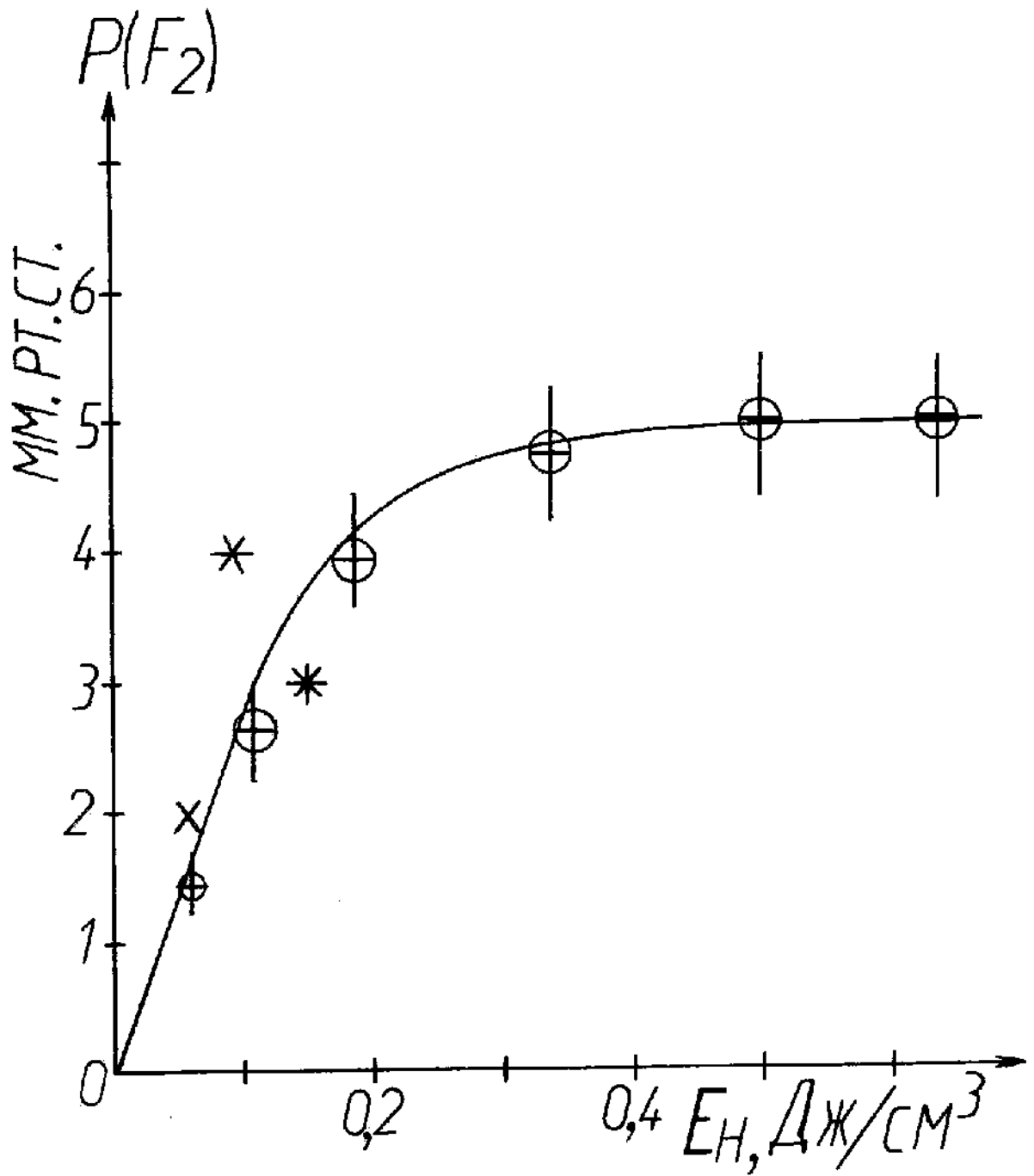


Рис.5.3. Зависимость оптимального содержания F_2 в PtS AgF-ЭИИ от удельного энерговклада E_n .
⊕ - результаты данной работы, остальными значками обозначены результаты из [21,100,138].

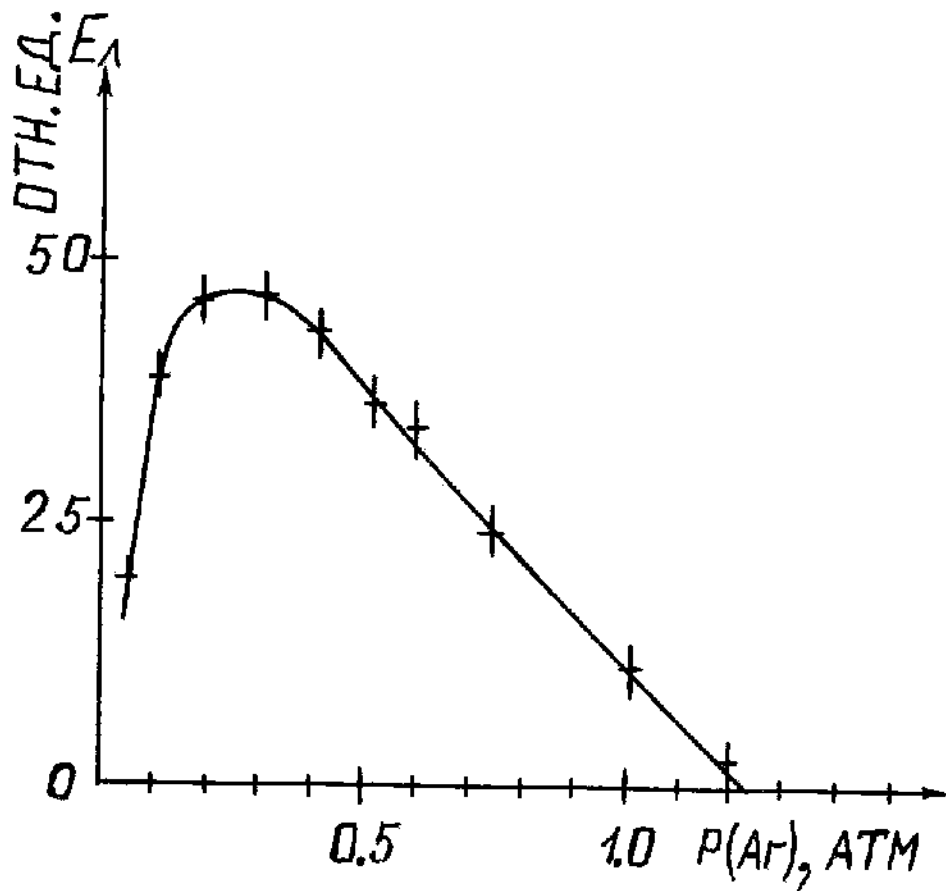


Рис.5.4. Зависимость энергии генерации AgF-ЭПД от содержания Ag в РТС с неоном при фиксированном энерговыделе, обеспечиваемом повышением содержания неона при уменьшении давления аргона. Давление F_2 было 3,5 мм.рт.ст.

Граница линейного участка, как и в КгF-ЭПШ, совпадает с величиной, определяемой из выражения (3.2), но с учётом того, что константа скорости тушения $\text{AgF}^{\#}$ молекулами фтора составляет $2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ /55/, а $Z_s(\text{AgF}^{\#}) = 4 \text{ нс}$ /59/.

На рис. 5.4 представлена зависимость энергии генерации AgF -ЭПШ от давления аргона при фиксированном удельном энергокладе $0,16 \text{ Дж}/\text{см}^3$ и $W = 2 \text{ МВт}/\text{см}^3$. Постоянство энергоклада поддерживалось при увеличении содержания аргона соответствующим уменьшением парциального давления неона:

$$P(\text{Ne}) = 3 - 2 \cdot P(\text{Ar}) \quad , \quad (5.2)$$

где P берётся в атм.

Как видно из полученной зависимости, оптимум $P(\text{Ar})$ по отношению к $P(\text{Ne})$ составляет 5–10%. Это совпадает с результатами /100/. В абсолютных единицах оптимальное содержание аргона находится в области 0,2–0,5 атм при полном давлении РГС, по нашим данным – до 6 атм, а по результатам /139/ – до 14 атм.

На рис. 5.5 приведена экспериментальная зависимость лазерной энергии от давления РГС из $\text{Ne-Ag-F}_2 = 600-60-1$. Резонатор в этих экспериментах состоял из двух одинаковых плоских диэлектрических зеркал с отражением 70%. По прозрачности этот резонатор был близок к оптимальному для давления 3–4 атм. Генерация на этом резонаторе наблюдалась при давлениях выше 1,9 атм, а энергия генерации составляла 3,5 Дж при $P = 5,8 \text{ атм}$. Длительность импульса генерации при давлениях выше 4 атм составляла 75 нс, рис. 5.1б.

На этом же резонаторе снималась зависимость E_L от давления РГС при работе с малым объёмом активной области, расположенным в прифольговой зоне. Полученная зависимость –

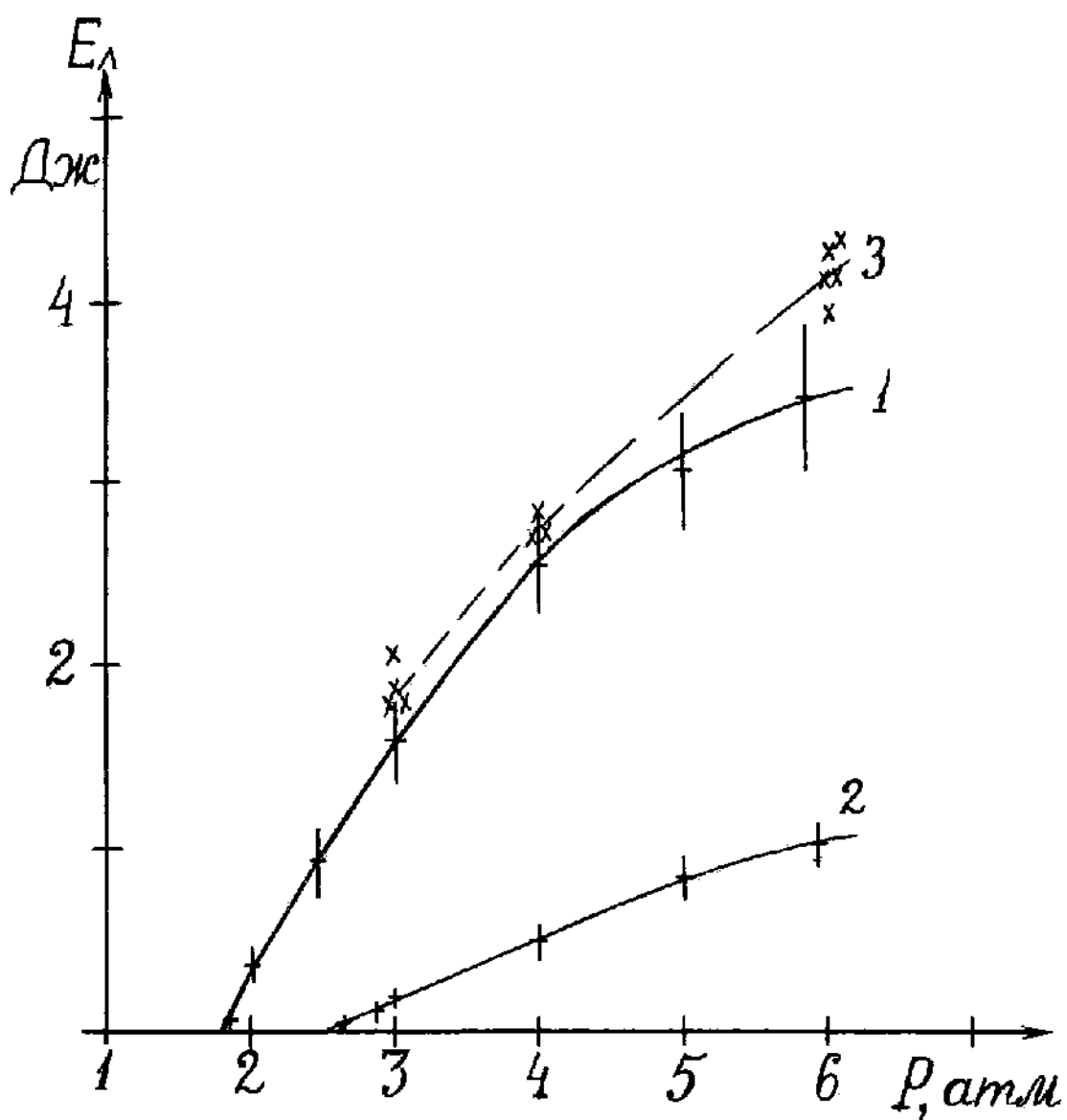


Рис.5.5. Зависимость энергии излучения АГ-ЭИ, $E_{\text{Д}}$, от давления газовой смеси Ne-Ar-F₂ (Ne/Ar=10/1).
 1 - $V = 450 \text{ см}^3$, резонатор с $R_1 = R_2 = 70 \%$;
 2 - тот же резонатор, но $V = 120 \text{ см}^3$ (прифольговая область) ;
 3 - резонатор из алюминиевого зеркала и выходного с $R = 50 \%$, $V = 450 \text{ см}^3$.

кривая 2 на рис. 5.5. Как видно, пороговое давление развития генерации в этом случае сместилось до 2,6 атм, а максимальная энергия при 6 атм составила 1 Дж.

Использовавшиеся диэлектрические зеркала резонатора с $R = 70\%$ при давлениях более 5 атм разрушались за 1–2 импульса /131–132/, что, по-видимому, снижало энергию генерации. Поэтому работа AgF-ЭПЛ при высоких давлениях была проверена на другом резонаторе. Он состоял из алюминиевого зеркала с $R = 88\%$, лучевая прочность которого на 193 нм была 1 Дж/см² /133/. Выходное зеркало резонатора было полупрозрачным с $R = 50\%$. На этом резонаторе без разрушения зеркал AgF-лазер проработал при давлении 4–6 атм около 200 импульсов.

Усреднённые результаты по энергии генерации, полученные с этим резонатором на высоких давлениях РТС, приведены на рис. 5.5, где обозначены крестиками. Максимальная достигнутая энергия при 6 атм была 4,3 Дж, что соответствует удельному энергосъёму чуть менее 10 Дж/л. КПД среды при этом составил 3,5 – 4%. Отметим, что добавление около 200 мм.рт. ст. гелия в трёхкомпонентную смесь, как в /100/, не приводило к заметному изменению лазерной энергии.

Расходимость излучения AgF-ЭПЛ при работе с плоским резонатором составляла около 4 мрад и была заметно ниже расходимости излучения KгF-ЭПЛ при его работе в близких по накачке условиях.

На рис. 5.6 показана денситограмма спектра генерации AgF-ЭПЛ, полученного на спектрографе ИСП-30, в котором кварцевая призма была заменена на призму из флюорита, а также установлена дополнительная фокусирующая линза. В спектре наблюдаются характерные провалы из-за поглощения кислородом воздуха /135/. На эти линии могут накладываться и линии

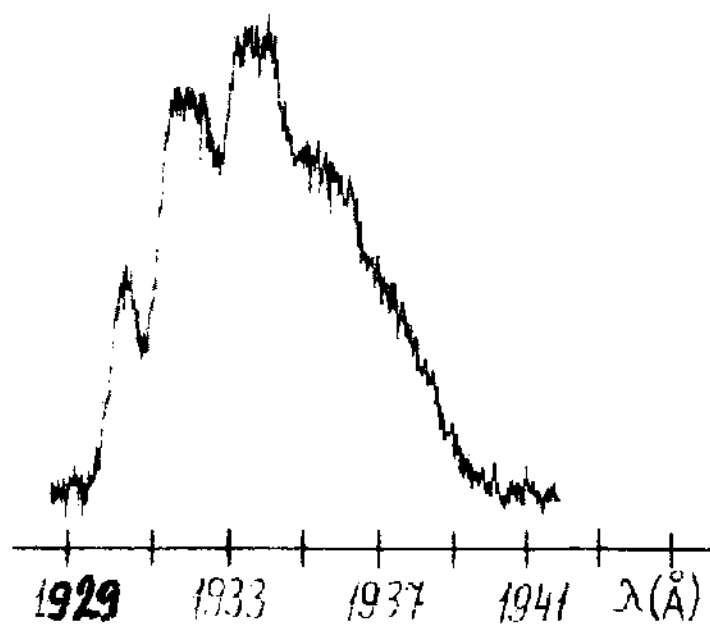
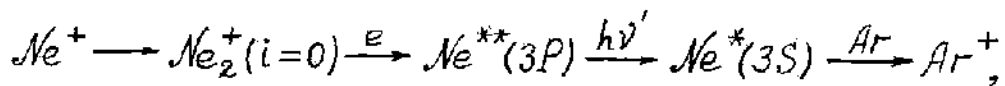


Рис.5.6. Денситограмма спектра генерации AgF-ЭПЛ.

поглощения HF и O₂, присутствующих в РТС /136/. Форма спектра генерации AgF-ЭПЛ и расположение линий поглощения совпадает со спектром электроразрядных AgF-лазеров, но работающих на смеси с гелием в качестве буферного газа /135/. Это указывает на отсутствие сильных линий поглощения в области генерации, обусловленных наличием неона в активной среде.

Фотографирование спектров люминесценции активной среды при накачке 3,5 атм смеси из Ne-Ag-F₂ = 600-60-1 выявило наличие широкополосного излучения в области 250-370 нм с максимумом вблизи 300 нм. Поведение во времени этого излучения показано на рис. 5.1в. Оно принадлежит хорошо изученному тримеру Ag₂F^{*} /15, 25, 113, 114/.

Кроме люминесценции Ag₂F^{*}, в спектре присутствовала узкая линия с длиной волны 585,2 нм, принадлежащая переходу $3S'[1\ 1/2] \leftarrow 3P'[1\ 1/2]$ неона. Наличие только этой линии из всего многообразия переходов неона в данной области, с учётом /137/, свидетельствует о том, что основным каналом релаксации среды к состоянию Ag⁺ является такая цепочка плазмохимических реакций:



где i - номер колебательного уровня, e - электрон, $h\nu'$ - излучение на длине волны 585,2 нм.

В заключении отметим, что при распространении в воздухе излучение AgF-лазера заметно ослабляется за счёт поглощения и рассеяния. По проведённым измерениям получается, что коэффициент ослабления составляет $0,13 \pm 0,02\ m^{-1}$. Это надо учитывать при исследовании энергетических характеристик AgF-лазера.

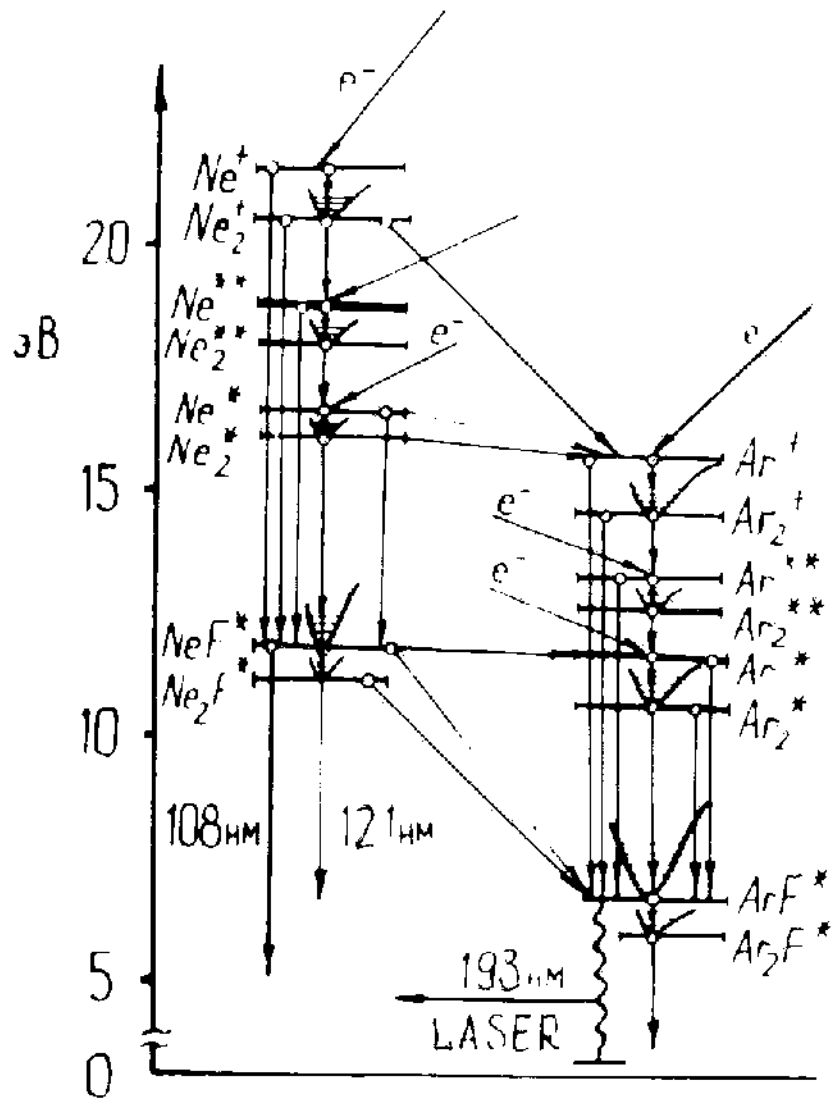


Рис.5.2. Схема плазмохимических процессов в активной среде ArF-ЭИЛ, работающего на РТС с неоном.

5.1.2. Обсуждение результатов по AgF-ЭПЛ

С учётом полученных экспериментальных результатов и литературных данных была составлена схематическая модель плазмохимических реакций, протекающих в активной среде AgF-ЭПЛ при использовании неона в качестве разбавителя, рис. 5.7. Из-за отсутствия сведений по скоростям ряда представленных на схеме процессов детальный расчёт кинетики формирования AgF^{**} пока затруднён, но ряд оценок провести можно.

Легко определяется квантовая эффективность η_k люминесценции AgF^{**} в предположении, что каждый ион и возбуждённый атом неона и аргона приводят к образованию AgF^{**} , который, в свою очередь, распадается с высвечиванием кванта с длиной волны 193 нм (6,42 эВ) с вероятностью 100%. С учётом /26/ для смеси Ag-F₂ получаем $\eta_k = 31\%$. Использование в РГС неона с соотношением Ne/Ag = 9/1 приводит к уменьшению η_k до 25%. Реальная эффективность формирования рабочих молекул RX^{**} в активной среде электронно-пучковых лазеров из-за различных потерь примерно в 1,3 раза меньше квантовой. Поэтому в дальнейших оценках будем использовать значение $\eta_0 = 0,24$ для смеси Ag-F₂, что совпадает с результатами /56/, и $\eta_0 = 0,19$ для смеси с неонам.

Использование известных констант скоростей тушения AgF^{**} электронами, аргоном и фтором /55/, с учётом предполагаемых η_0 , а также экспериментально полученные значения пороговых давлений развития генерации для двух- и трёхкомпонентной РГС, позволяют оценить константу скорости тушения AgF^{**} атомами неона, которая составила $3 \cdot 10^{-12}$ см³/с. С точностью до двойки это значение совпадает с измерениями более позднего времени /138/.

Из полученной зависимости лазерной энергии от давления РГС можно оценить по максимуму на основе выражения (1.21) константу скорости тушения ArF^* двумя атомами неона. В результате получается, что $K_2 \text{Ne} < 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$. В более поздней работе /139/ для этой величины приводится значение менее $1,7 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6/\text{с}$.

Известные и оцененные выше значения γ_0 , констант скоростей тушения ArF^* компонентами активной среды в РГС из Ar-F_2 и Ne-Ar-F_2 позволяют оценить концентрацию ArF^* . Пороговый коэффициент усиления g_n на резонаторе с $T = 0,5$ при длительности импульса 70 нс в предположении, что коэффициент поглощения активной среды менее $(1/5)g$, в условиях экспериментов на установке ЭЛ-1 составляет $0,03 \text{ см}^{-1}$. Знание концентрации ArF^* и коэффициента усиления позволяет найти эффективное сечение индуцированного излучения на основе простого выражения: $\sigma_{\text{эфф}} \cdot [\text{ArF}^*] = g_n$.

Проведенные оценки показали, что $\sigma_{\text{эфф}} = (0,8 \div 1,0) \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$. Данное значение в три раза меньше использовавшегося раньше /56/. На основе этого можно сделать вывод, что если всё-таки сечение индуцированного лазерного перехода равно $3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$, то тогда населенность верхнего лазерного уровня в ArF^* составляет всего лишь треть от полной концентрации рабочих молекул при пороговом давлении. Это может быть связано со спецификой процессов внутримолекулярной релаксации энергии непосредственно на верхний лазерный уровень ArF^* .

Увеличение порогового давления с ростом удельной мощности накачки, наблюдавшееся в экспериментах на малом активном объеме, свидетельствует о значительной роли электронов плазмы в кинетике активной среды ArF -ЭЛЛ. В первую очередь, они должны приводить к уменьшению эффективности формирования

AgF^* с ростом W за счет увеличения скорости тушения $\mathcal{N}\text{eF}^*$ и $\mathcal{N}\text{e}_2\text{F}^*$ в придачу, естественно, к аналогичным потерям с AgF^* .

О важной роли электронов плазмы в кинетике AgF -ЭПД говорит и то, что в работах /100, 138/, в которых на трёхкомпонентной РТС с $\mathcal{N}\text{e}$ реализовывались $W \leq 0,4 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$, КПД среды составлял около 7%. В нашем случае, также как в /139/, при $W \geq 0,6 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$ $\eta = 3-4\%$.

С ростом концентрации электронов должна нарастать их роль в процессах внутримолекулярной релаксации. В /93/ была сделана оценка величины K_{ve} для AgF^* в состоянии В на основе выражений (3.13; 3.16; 3.17) и результатов, представленных на рис. 5.5. Оказалось, что $K_{ve} \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$. Эта величина свидетельствует, что электроны плазмы из-за участия в колебательной релаксации должны оказывать всё нарастающее отрицательное воздействие на КПД среды AgF -ЭПД при степенях ионизации более 0,1 (K_{VT} / K_{ve}) $\approx 10^{-5}$. Как и в K_2F -ЭПД, W , при которых реализуются степени ионизации на уровне 0,1 (K_{VT} / K_{ve}), и будут оптимальными для получения максимального КПД в AgF -ЭПД.

Проведённые оценочные расчёты кинетических процессов формирования и тушения AgF^* показали, что несмотря на падение квантовой эффективности формирования рабочих молекул при работе на смеси с неоном, в ней, только за счёт уменьшения скорости тушения, концентрация AgF^* повышается примерно в 1,5 – 2 раза, в зависимости от давления РТС. Уменьшается и интенсивность насыщения, а значит, уменьшается и лучевая нагрузка на оптические элементы лазера. Кроме того, возможность эффективной работы AgF -ЭПД при давлении РТС с неоном до 6 атм и выше /139/ позволяет повысить удельный энерго-

съём при фиксированной длительности накачки как минимум в три раза по сравнению со смесью из Ag-F_2 , для которой оптимальные давления не превышают 1,5 атм.

Таким образом, использование газовой смеси с неонам в AgF-ЭП позволяет, с одной стороны, получать генерацию при менее жёстких требованиях на накачку, а, с другой стороны, достигать более высоких удельных энергосъёмов при фиксированной длительности импульса накачки, правда, за счёт повышения общего давления газовой смеси.

5.1.3. Основные результаты исследования AgF-ЭП

1. Впервые в СССР запущен лазер на AgF^{**} с накачкой электронным пучком. Экспериментально показано, что использование неона в качестве буферного газа в РТС AgF-ЭП приводит к значительному повышению энергетических характеристик лазера и снижает требования к параметрам накачки для получения генерации.

2. Проведена оптимизация компонентного состава РТС AgF-ЭП . Показано, что оптимальное содержание Ag в смеси Ne-Ag-F_2 составляет 0,2 - 0,5 атм. Оптимальное содержание фтора связано с удельным энерговкладом соотношением: $P(\text{F}_2) = 20 \cdot E_H$ при $E_H \leq 0,2 \text{ Дж/см}^3$. При больших энерговкладах оптимальное $P(\text{F}_2)$ составляет около 5 мм.рт.ст.

3. В AgF-ЭП достигнут удельный энергосъём 10 Дж/л и показано, что данная величина не является предельной.

4. Представлена схема плазмохимических процессов, протекающих в активной среде AgF-ЭП . Оценены константы скоростей тушения AgF^{**} атомами неона. Показана важная роль в физике AgF-ЭП процессов релаксации рабочей молекулы по колебательным и электронным состояниям с участием не только атомов ок-

ружающего газа, но и электронов плазмы. Сделан вывод, что для получения максимального КПД среды ArF -ЭПЛ на конкретной РГС необходима такая мощность накачки, при которой степень ионизации среды составляет около 0,1 (K_{VT}/K_{Ve}).

§ 5.2. Исследование работы XeCl -ЭПЛ при высоких удельных параметрах накачки

В электронно-пучковом XeCl -лазере в качестве буферного газа можно применять все более лёгкие, чем ксенон, благородные газы, причём без существенного изменения в КПД среды /64, 100, 140-146/. Однако, использование тяжёлых газов более предпочтительно, так как позволяет при высоком удельном энергосъёме работать при меньших давлениях, что важно с точки зрения надёжности установок. Поэтому в работе с XeCl -ЭПЛ наибольшее внимание было уделено изучению возможностей использования криптона в качестве буферного газа, хотя с аргонном для сравнения был также проведён ряд измерений.

Методика оптимизации состава РГС XeCl -ЭПЛ, как и для KrF -ЭПЛ, заключалась в определении зависимости лазерной энергии от концентрации компонент. Эксперименты проводились с малым объёмом активной области, расположенным в прифольговой зоне с $V = 120 \text{ см}^3$, но в ряде случаев проводилась работа и с полным объёмом. Резонатор лазера образовывался плоскими диэлектрическими зеркалами, крепившимися на лазерной камере.

Для приготовления РГС применялись CCl_4 и HCl "химической чистоты". Газовая смесь из ксенона и хлорносителя готовилась в специальном баллоне в определённой пропорции, а затем напускалась в лазерную камеру и размещивалась буферным газом.

РГС с HCl позволяла проводить большое количество выстре-

лов без заметного падения выходной энергии лазера. При работе с CSi_4 энергия генерации начинала падать после двух-трёх импульсов, в силу чего результаты лишь этих первых выстрелов и учитывались при построении соответствующих зависимостей.

Удельные характеристики накачки в экспериментах с малым объёмом активной области в прифольговой зоне составляли примерно $5 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм (Кг)}$ и $3 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм (Аг)}$ при длительности импульса возбуждения около 80 нс , рис. 5.8. Импульс мощности лазерного излучения, также показанный на рис. 5.8, практически повторял форму импульса накачки при всех РТС с оптимальным содержанием НСI и CSi_4 , а длительность незначительно менялась в зависимости от прозрачности резонатора вблизи 80 нс .

Спектр излучения XeSi-ЭИИ во всех режимах его работы состоял из двух линий почти одинаковой интенсивности с длинами волн $307,9$ и $308,2 \text{ нм}$. Расходимость излучения при работе с плоским резонатором имела характерную асимметрию и составляла около 3 мрад вдоль направления распространения электронного пучка и 7 мрад в перпендикулярном направлении.

5.2.1. Оптимальный состав РТС XeSi-ЭИИ

На рис. 5.9 представлена зависимость энергии генерации XeSi-ЭИИ в относительных единицах от парциального содержания Xe при фиксированном давлении CSi_4 и криптона. Лазерная энергия почти постоянна при изменении давления ксенона в пределах $100\text{--}180 \text{ мм.рт.ст.}$, а при изменении содержания Xe от 80 до 250 мм.рт.ст. она находится в пределах $0,9$ от максимального значения. В процентах по отношению к Кг оптимум Xe составлял в этих экспериментах $8\text{--}12\%$.

При использовании аргона в качестве буферного газа при

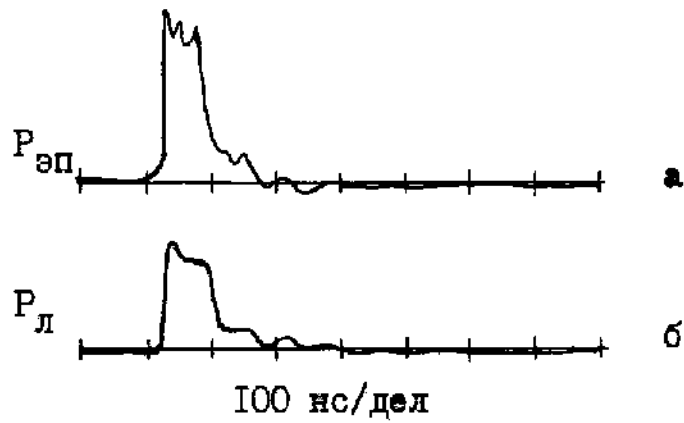


Рис.5.8. Форма импульса мощности накачки, $P_{\text{эп}}$, и излучения ХеСІ-ЭШ, $P_{\text{л}}$.

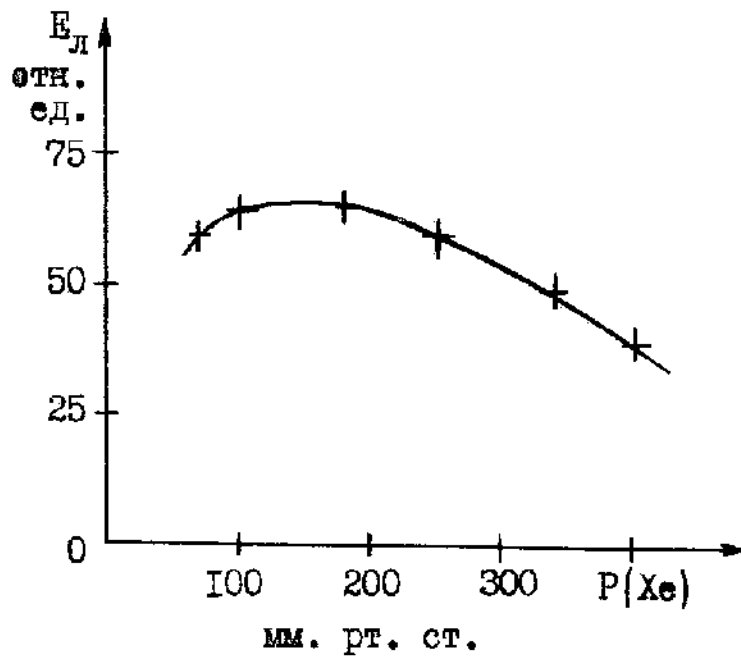


Рис.5.9. Зависимость энергии генерации ХеСІ-ЭШ от парциального содержания Хе в РГС с Кг. ССІ_4 - 1,5 мм.рт.ст., Кг - до 2 атм.

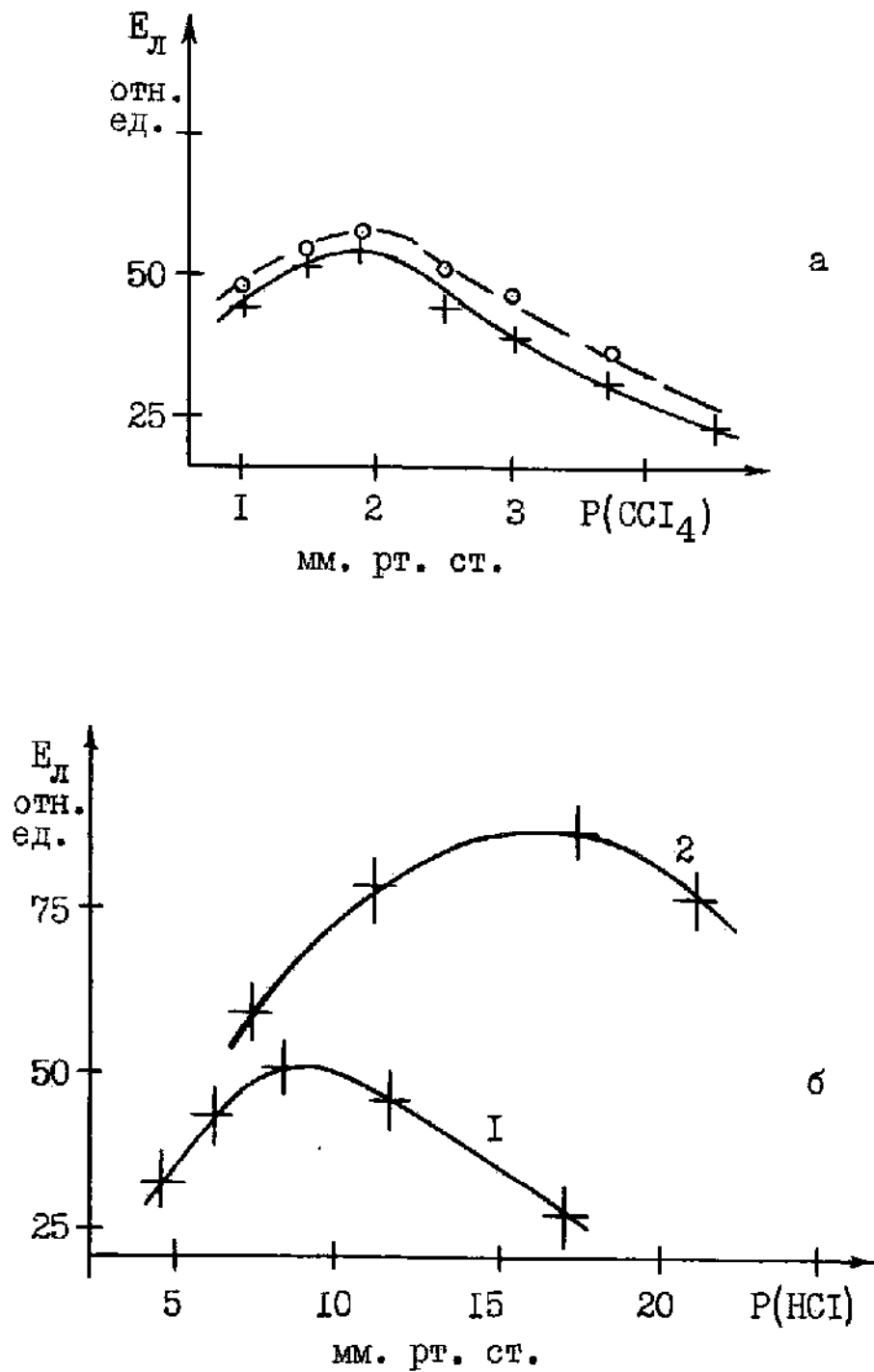


Рис.5.10. Зависимость энергии генерации ХеСІ-ЭПШ от содержания CCl_4 , а, и HCl , б, в РГС с $\text{Ag}(\circ)$ и $\text{Kг}(+)$.
 а: Хе-120, Кг - 1100, Аг - 2100 мм.рт.ст.
 б: 1 - Хе/Кг=100/1000; 2 - Хе/Кг=150/1400 мм.рт.ст.

давлении 3,5 атм оптимум по содержанию ксенона был в области 4–8% или 100–200 мм.рт.ст. с таким же видом зависимости лазерной энергии от его содержания, как и в случае с криптоном. Представленные результаты хорошо совпадают с аналогичными исследованиями /64/, а также укладываются в рамки численной модели /52/, где достаточно детально рассматриваются процессы, определяющие оптимум Хе в РТС ХеСІ–ЭШ.

На рис. 5.10 показаны характерные зависимости лазерной энергии ХеСІ–ЭШ от содержания CCl_4 (а) и НСІ (б). Как видно из рис. 5.10а, в РТС с Кг и с Аг при одинаковом удельном энергокладе на уровне $0,5 \text{ Дж/см}^3$ оптимум по содержанию CCl_4 совпадает. При использовании НСІ его оптимальное парциальное давление при одинаковом $E_{\text{н}}$ оказывается в 4 раза выше, чем у CCl_4 . Для аргоновых смесей оптимум на НСІ оказался примерно на 20% ниже, чем при том же удельном энергокладе для смесей с криптоном. Как видно из рис. 5.10б, с ростом общего давления РТС и соответственно с ростом мощности и энергии возбуждения зависимость $E_{\text{л}}$ от $P(\text{НСІ})$ становится менее резкой.

В предположении, что оптимальное содержание НСІ в РТС ХеСІ–ЭШ определяется удельным энергокладом, полученные экспериментальные результаты наряду с данными других авторов /64, 100, 140–146/ были собраны воедино и представлены на рис. 5.11. По этим результатам была построена показанная на рисунке кривая, отражающая зависимость оптимального содержания НСІ от удельного энергоклада при его увеличении вплоть до $1,5 \text{ Дж/см}^3$.

Поведение этой экспериментальной зависимости хорошо совпадает с аналогичной кривой (пунктирная линия), построенной по результатам численного моделирования работы ХеСІ–ЭШ /52/. Небольшое различие, по-видимому, связано с тем, что

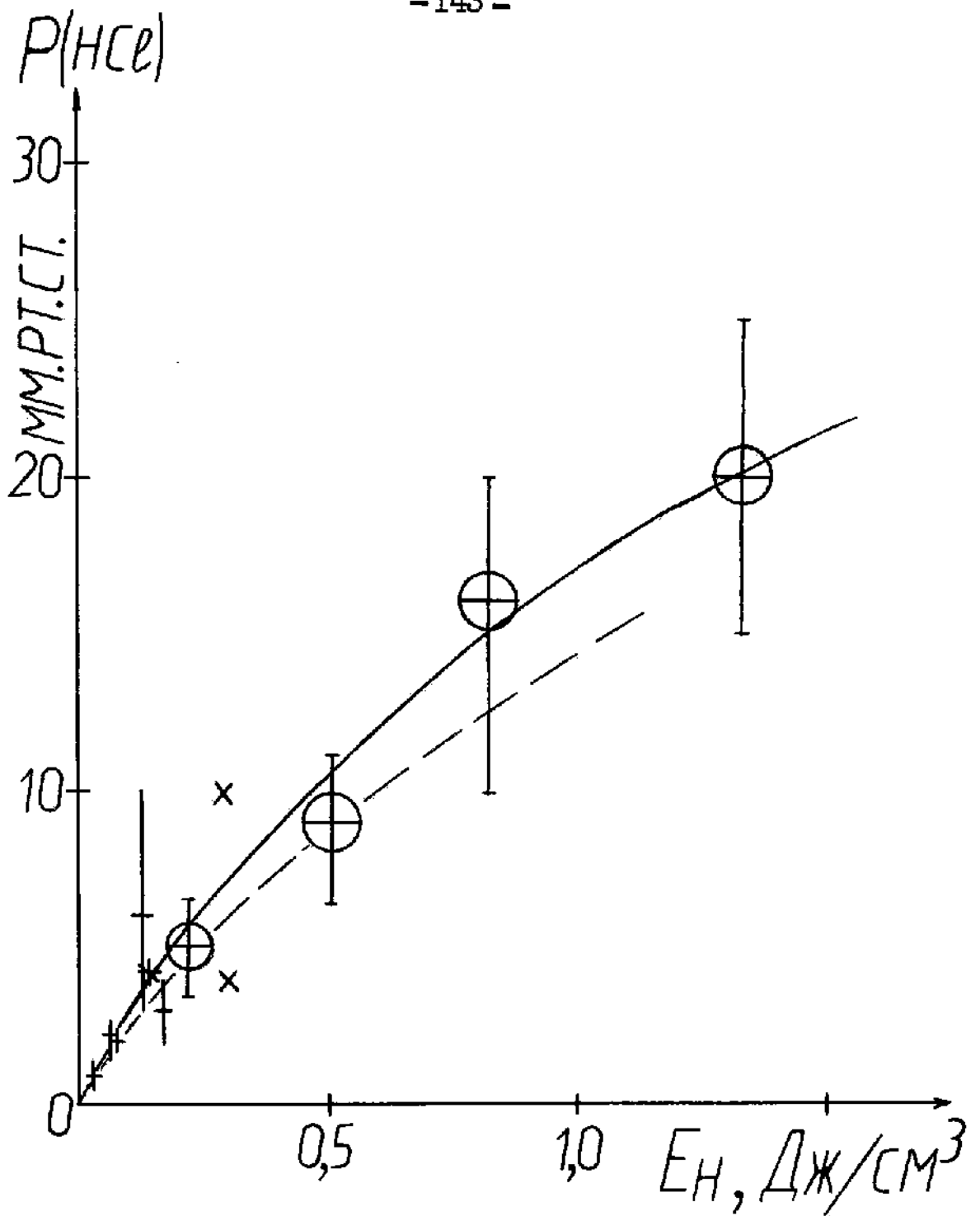


Рис.5.II. Зависимость оптимального содержания HCl в PtC
XeCl-ЭПД от удельного энерговклада E_n .

⊕ - результаты данной работы. Другие значки
отражают результаты из /64,100,140-146/.

Пунктирная кривая - результаты из /52/ для смеси
с аргоном и при длительности накачки 50-100 нс.

экспериментальные результаты соответствуют, в основном, газовым смесям с Kr, а теоретические — с Ar. А как уже отмечалось, оптимум по НСИ для аргоновых смесей несколько ниже, чем для криптоновых.

Отметим в заключении существенное различие в зависимости оптимального содержания НСИ от E_H в XeCl-ЭПЛ от аналогичной зависимости $P_0(F_2)$ в KrF- и ArF-ЭПЛ: концентрация НСИ при $E_H < 1,5 \text{ Дж/см}^3$ на насыщение не выходит.

Определение зависимости энергии генерации XeCl-ЭПЛ от давления проводилось на газовых смесях Ar/Xe/НСИ = 300/15/1 и Kr/Xe/НСИ = 150/15/1 с активным объёмом, расположенным в прифольговой зоне. Сначала для каждого выбранного давления РГС экспериментально определялся оптимум по прозрачности резонатора. На рис. 5.12 показаны экспериментальные зависимости энергии генерации XeCl-ЭПЛ от прозрачности резонатора для различных давлений смеси с криптоном. Из представленных зависимостей видно, что при изменении давления от 0,7 до 4 атм оптимум по прозрачности резонатора изменяется слабо, находясь в районе $T = 90 \pm 4\%$.

Полученные кривые позволяют найти коэффициенты усиления и поглощения активной среды лазера на основе рассмотренной в главе I методики. Однако для этого требуется ещё знание эффективности формирования верхнего лазерного уровня, которая для криптоновых смесей с реализованными параметрами накачки пока неизвестна.

Максимальные значения выходной лазерной энергии, достигнутые на оптимальном резонаторе для каждого давления, затем использовались для построения зависимости E_L от $P_{\text{РГС}}$. Вид полученных таким образом зависимостей практически совпал с кривой, найденной в экспериментах на резонаторе с $T = 88\%$,

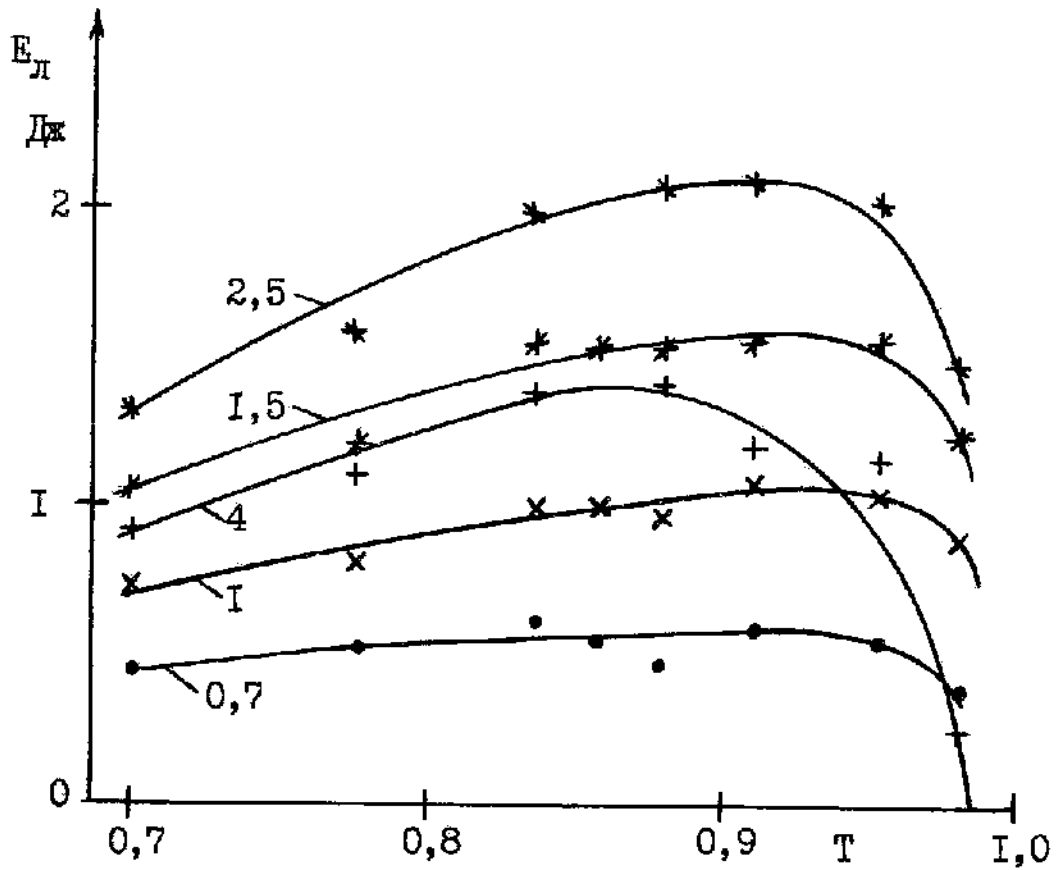


Рис.5.12. Зависимость энергии генерации XeCl-ЭШ от прозрачности резонатора T при различных давлениях РГС с криптоном. Цифры возле кривых обозначают давление в атмосферах.

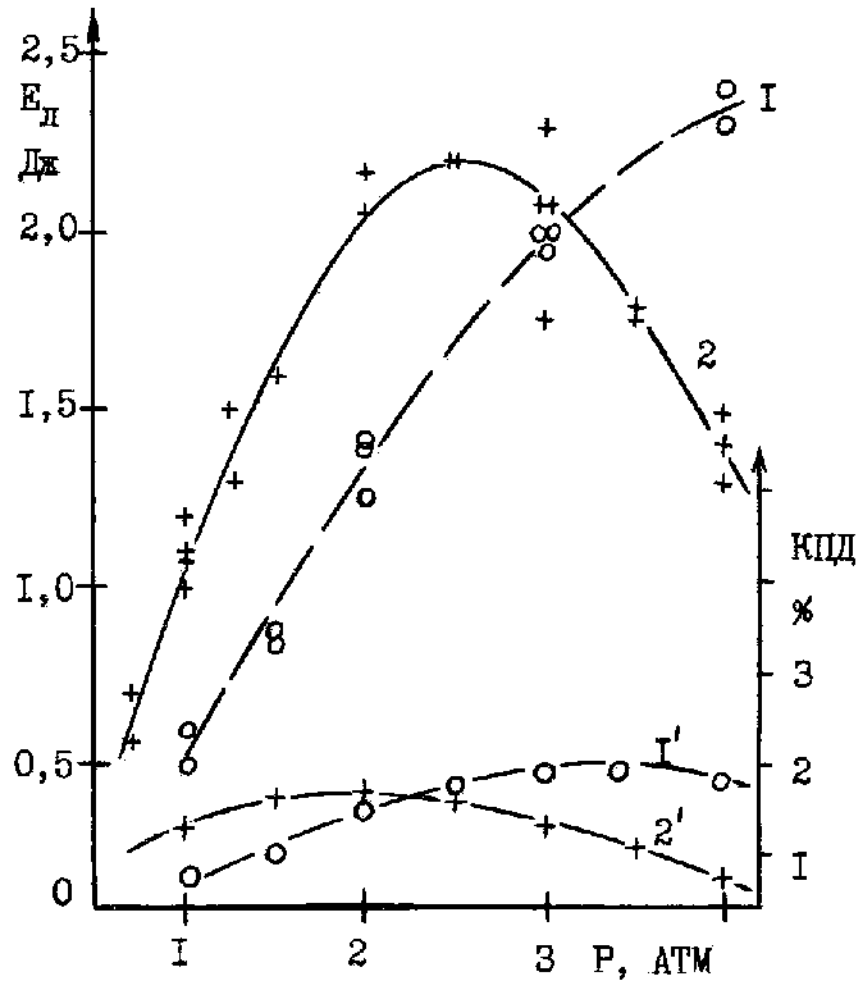


Рис.5.13. Зависимость энергии генерации (1,2) и КПД среды (1',2') XeCl-ЭШ от давления PГС из Ag/Xe/HCl=300/15/1 и Kr/Xe/HCl=150/15/1 соответственно.

рис. 5.13.

Для РГС с криптоном максимум по энергии — 2,2 Дж — находился при 2,5 атм, а максимальный КПД среды, составлявший около 2%, наблюдался при 1,5 — 2 атм. На РГС с аргоном максимальная лазерная энергия 2,4 Дж была достигнута при 4 атм, а максимум в КПД = 2,4% был примерно при 3 атм. Достигнутый в этих экспериментах энергосъём в общепринятых единицах составил 20 Дж/л, что примерно вдвое превышает значения, наблюдавшиеся ранее в электронно-пучковых ХеСІ-лазерах.

Отметим, что на РГС с аргоном в области 4 атм, где наблюдались максимальные значения лазерной энергии, зависимость $E_{\text{л}}(P)$ является монотонно возрастающей. Следовательно, с ростом давления данной РГС возможно и дальнейшее повышение удельного энергосъёма.

На том же резонаторе и РГС были проведены эксперименты с использованием полного объёма активной области в 450 см^3 . На смеси с криптоном при двух атмосферах была получена энергия генерации 4 Дж с КПД = 2,5%, а на аргонной смеси $E_{\text{л}} = 5$ Дж с КПД = 3%. С учётом эффективности генерации из прифольговой области можно определить, что с остального активного объёма, где реализуется средний удельный энерговклад около $0,2 \text{ Дж/см}^3$ при $W = 2,5 \text{ МВт/см}^3$ для обеих смесей, генерация происходит с КПД = 3,7% для криптоновой и около 5% для аргонной РГС.

5.2.2. Обсуждение результатов по ХеСІ-ЭПЛ

На основе выражения (1.21) с учётом местоположения максимума в энергии генерации на 2,5 атм РГС с криптоном можно оценить константу скорости тушения ХеСІ* двумя атомами криптона. В результате для этой величины получается значение

$1,5 \cdot 10^{-3} \text{I cm}^{-6} \text{с}^{-1}$. Отметим, что данное значение соответствует средней за импульс температуре РГС, равной примерно 600 К.

На роли температуры РГС в кинетике ХеСІ-ЭПШ остановимся особо. Для начала отметим, что так как удельный энерговклад в прифольговой области составлял примерно $0,4 \text{ Дж/см}^3 \text{атм (Кг)}$ и вдвое меньше для аргона, получается, что к концу импульса накачки РГС с Кг нагревалась на $\Delta T \approx 700 \text{ К}$, а аргоновая — вдвое меньше. КПД же у этих смесей при одинаковых энерговкладах различается примерно на 10 %.

Было проведено прямое сравнение работы ХеСІ-ЭПШ на смеси Кг/Хе/НСІ при давлениях 1 и 1,5 атм и при добавлении в них 2 атм Не. Оказалось, что в обоих случаях при добавлении гелия энергия генерации увеличивалась не более чем на 10%, что вполне объясняется простым увеличением энерговклада. Нагрев же РГС с гелием должен быть в 2–3 раза ниже, чем без него.

Отметим ещё, что форма импульса мощности лазерного излучения хорошо воспроизводит форму импульса мощности накачки как в случае криптоновой, так и для аргоновой смеси во всём использовавшемся диапазоне мощностей и энергий возбуждения. Следовательно, мгновенный КПД среды, определяемый как отношение мощности генерации к мощности накачки практически одинаков на протяжении всего импульса, в течение которого, как отмечалось, температура РГС может меняться на величину до 700 К.

На основе перечисленных фактов можно сделать вывод, что в ХеСІ-ЭПШ при удельных мощностях накачки более $1 \text{ МВт/см}^3 \text{атм}$ газовых смесей с криптоном и аргоном в качестве буферных добавок, изменение температуры РГС от 300 до 1000 К не приво-

дит к существенному падению КПД среды.

Это необычный факт. Действительно, генерация в ХеСІ-лазере идет с нулевого колебательного уровня состояния В молекулы ХеСІ^{*}. Населённость этого уровня определяется выражением:

$$N_0 = N/Z = N[1 - \exp(-\hbar\omega/kT_k)] \quad (5.3)$$

Здесь $\hbar\omega = 200 \text{ см}^{-1}$ – энергия колебательного кванта /52/, T_k – эффективная колебательная температура, N – полное число молекул ХеСІ^{*} в состоянии В. Если бы T_k отслеживала газовую температуру, то при её изменении от 300 до 1000 К населённость верхнего лазерного уровня уменьшалась бы более чем в три раза. Это непременно должно было бы сказаться на эффективности лазера, но не сказалось.

Устранить это противоречие можно, если принять, что колебательная температура уже в начале импульса находится в пределах 0,1 – 0,15 эВ, что, в свою очередь, можно объяснить участием электронов плазмы в процессах колебательного возбуждения молекул ХеСІ^{*}.

В работе /94/ с привлечением гипотезы о участии электронов плазмы в колебательной релаксации молекул ХеСІ^{*} было показано, что экспериментальные результаты по КПД среды ХеСІ-ЭШ, представленные на рис. 5.13, можно привести в соответствие с результатами теории /52/ для смесей с аргоном, если принять, что $K_{ve} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$. В этом случае при концентрации электронов плазмы на уровне $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и данном значении K_{ve} колебательная температура молекул ХеСІ^{*}, оцененная на основе выражения (3.15), составляет примерно 0,13 эВ.

Отметим, что как и в КгF-лазере, в лазере на ХеСІ^{*} наблюдалось падение КПД среды при наложении электрических полей с напряжённостью около 0,6 кВ/см·атм /147/, которые, как уже

отмечалось, присутствуют в прифольговой области на установке ЭЛ-1. Поэтому полученные значения K_{ve} соответствуют температуре электронов плазмы, получающейся при соответствующих электрических полях.

Таким образом, привлечение гипотезы о участии электронов плазмы в колебательной релаксации молекул XeCl^* позволяет объяснить основные особенности работы XeCl -ЭПЛ, наблюдавшиеся в режимах высоких удельных мощностей накачки на установке ЭЛ-1. Из неё следует и критерий на оптимум по W для получения максимального КПД среды: W должна обеспечивать степень ионизации среды на уровне $0,1(K_{vt}/K_{ve})$.

5.2.3. Основные результаты исследования XeCl -ЭПЛ

1. Экспериментально изучена работа XeCl -ЭПЛ в режимах удельных мощностей накачки до 20 МВт/см^3 и энерговыкладах до $1,5 \text{ Дж/см}^3$ в рабочие газовые смеси с аргоном и криптоном в качестве разбавителей. В результате было показано, что данный лазер может работать с удельным энерговыемом более 20 Дж/л .

2. В режимах высоких удельных мощностей и энергий возбуждения проведена оптимизация компонентного состава РГС XeCl -ЭПЛ. Найдена зависимость оптимального содержания HCl в газовой смеси как функция удельного энерговыклада при его увеличении до $1,5 \text{ Дж/см}^3$.

3. Обнаружено падение КПД среды XeCl -ЭПЛ с $4 - 5\%$ до примерно 2% при возрастании удельной мощности возбуждения с 2 до $4,5 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$.

4. Показано, что привлечение гипотезы об участии электронов плазмы в колебательной релаксации молекул XeCl^* позволяет объяснить особенности работы XeCl -ЭПЛ, наблюдавшиеся в

режимах высоких удельных мощностей накачки на установке ЭЛ-1. Сделан вывод, что оптимальной для получения максимального КПД ХеСІ-ЭПЛ являются такие W , при которых степень ионизации среды составляет около 0,1 (K_{VT}/K_{Ve}).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертации заключаются в следующем.

1. Создана экспериментальная лазерная установка ЭЛ-1 с электронно-пучковым возбуждением газовых сред, обеспечивающая средний энерговыклад на уровне $0,1 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм (Аг)}$ в активной области 450 см^3 при длительности 80 нс, а в объёме 120 см^3 - до $0,3 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм (Аг)}$. Конструктивное исполнение установки обеспечивает возможность проведения широкого круга экспериментов по изучению физики газовых лазеров с накачкой электронным пучком.

2. Проведено экспериментальное изучение энергетических возможностей работы электронно-пучковых КгF-, AgF- и ХеСI-лазеров в режимах высоких удельных параметров накачки с $W = I \div 4 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм (Аг)}$ и $E_H = 0,1 \div 0,3 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм (Аг)}$. Получены следующие результаты:

- для исследованных режимов накачки найдены оптимальные компонентные составы рабочих газовых смесей из Ag/Kг/F₂, Ne/Ag/F₂ и Ag(Kг)/Хе/НСI, позволяющие получать максимальные удельные энергосъёмы или КПД среды;

- установлены зависимости оптимального содержания F₂ и НСI от удельного энерговыклада в перечисленные РГС при увеличении E_H в них соответственно до 1,1, 0,6 и 1,5 Дж/см³;

- доказана возможность работы перечисленных лазеров с удельными энергосъёмами более 60, 10 и 20 Дж/л соответственно, что в 1,5 - 2 раза превышает достигавшиеся ранее значения.

Анализ экспериментальных результатов по работе электронно-пучковых лазеров на галогенидах благородных газов в режимах высоких удельных параметров накачки позволил сделать

следующие выводы:

- при $E_H \geq 0,1 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм}$ важную роль в кинетике активной среды лазеров на ГБГ может играть нагрев газовой смеси в течение импульса возбуждения;

- многие особенности работы ЭПД на ГБГ при высоких удельных мощностях накачки с $W > 1 \text{ МВт/см}^3 \text{ атм}$ объясняются возрастанием роли электронов плазмы не только в формировании и тушении рабочих молекул, но и в процессах внутримолекулярной релаксации энергии в них;

- для получения максимального КПД среды ЭПД на ГБГ при работе на конкретных РГС требуются такие удельные мощности накачки, при которых степень ионизации среды составляет около $0,1(K_{VT}/K_{VE}) \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-5}$.

3. Изучен ряд вопросов, относящихся к проблеме формирования направленности излучения электронно-пучкового КгF-лазера. Экспериментально получены следующие результаты:

- измерен коэффициент связи между добавкой в показатель преломления активной среды КгF-ЭПД на длине волны генерации 248,4 нм и удельной мощностью накачки на смеси Ag/Kг/F₂ при 3 атм и Кг/F₂ при 1,6 атм, который составляет соответственно $(4 \pm 2) \cdot 10^{-7}$ и $(2 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{МВт}$;

- на любом по прозрачности неселективном резонаторе генерация в КгF-ЭПД происходит одновременно на двух линиях с длинами волн в области 248,4 нм и 249,1 нм и соотношением интенсивностей на квазистационарном участке генерации примерно 70/1;

- на установке ЭЛ-1 с неоднородностью накачки активной среды $H = \nabla W/W = 0,25 \text{ см}^{-1}$, простирающейся вдоль активной среды на длине 23 см, в КгF-ЭПД при энергии генерации 6 Дж за 70 не достигнута расходимость излучения $8 \cdot 10^{-5}$ рад по

уровню 0,5 от полной энергии, что лишь в 6 раз превышает дифракционный предел для использовавшегося неустойчивого телескопического резонатора.

Анализ полученных результатов показывает:

– основной положительный вклад в добавку к показателю преломления активной среды КгF-ЭШ на длине волны генерации 248,4 нм вносят эксимерные молекулы галогенидов благородных газов, в том числе и КгF^{эк};

– в КгF-ЭШ оптические неоднородности активной среды, обусловленные крупномасштабными неоднородностями удельной мощности накачки, не будут являться серьезным препятствием для достижения расходимости излучения до уровня, который не более, чем в 1,5 – 2 раза выше дифракционного предела, если последний не менее 5 – 10 мкрад;

– расходимость излучения КгF-ЭШ и других лазеров на ГБГ при идеальной однородности плотности газовой смеси будет практически полностью определяться качеством используемой оптики и соотношением времени формирования предельной направленности излучения и длительности генерации.

В заключении выражаю благодарность научному руководителю, кандидату физико-математических наук Клементову А.Д. за предоставление актуальной темы и постоянную помощь при её разработке; Грасюку А.З. за ценные методические советы, особенно в процессе работы над вопросами по расходимости излучения КгF-лазера; Молчанову А.Г. за консультации по теории изучавшихся в работе лазеров.

Автор признателен также Бучневу В.М., Морозову Н.В. и многим другим сотрудникам отдела КРФ и института за оказан-

ную помощь при проведении экспериментов, полезные консультации при их выполнении и подготовке результатов исследований к публикации.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Попов Ю.М., Ходкевич Д.Д. Квантовый генератор в вакуумной области спектра при возбуждении жидкого ксенона электронным пучком//Письма в ЖЭТФ.-1970.-Т.12.-С.473-474.
2. Эксимерные лазеры /Под ред.Ч.Роудза.-М.: Мир, 1981.
3. Visible and UV lasers: PROBLEMS and PROMISES/ Eden G., Burnham R., Champagne L.F. et. al.// IEEE Spectrum.-1979.-Vol.16.-P.50-59.
4. Басов Н.Г., Данилычев В.А. Лазеры для термоядерного синтеза: Препр.ФИАН № 33.-М., 1984.-С.101-116.
5. Jensen R.J. KrF for fusion: an overview of laser issues// Fusion Technology.-1987.-Vol.11.-P.481-485.
6. Eschrich T.C.,Morgan T.J. Dye laser radiation in the 370-760 nm pumped by a XeF excimer lasers// Appl.Opt.-1985.-Vol.24.,N.7.-P.937-938.
7. Third-harmonic generation using an ultrahigh-spectral-brightness ArF source/ Pummer H.,Srinivasan T.,Egger H. et. al.// Optics Letters.-1982.-Vol.7.-P.93-95.
8. Bokor J.,Bucksbaum P.H.,Freeman R.R. Generation of 35.5-nm coherent radiation // Optics Letters.-1983.-Vol.8.-P.217-219.
9. Танеев Р.А., Кулагин И.А., Усманов Т., Худайбергенов С.Т. Исследование когерентного излучения с $\lambda=118,2$ нм в инертных газах//Квантовая электроника. 1982.-Т.9.-С.2508-2513.
10. Лакоба И.С., Яковленко С.И. Активные среды эксимерных лазеров//Квантовая электроника.-1980.-Т.7.-С.677-719.
11. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры.-М.:Атомиздат, 1978.

12. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.-М.: Наука, 1982.
13. Газовые лазеры /Ред.И.Мак-Даниель и У.Нигэн,-М.:Мир,1986.
14. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы.-М.:Атомиздат, 1974.-456 С.
15. Смирнов Б.М. Эксимерные молекулы // УФН.-1983.-Т.135.-С.53-81.
16. Corkum P.B.,Taylor D.S. Picosecond amplification and kinetic studies of XeCl// IEEE J. Quant. Electr.-1982.-Vol. QE-18.-P.1962-1975.
17. Searles S.K.,Hart G.A. Stimulated emission at 281,8 nm from XeBr*// Appl. Phys. Lett.-1975,-Vol.27.-P.243-245.
18. Ewing J.J., Brau C.A. Laser action on the $2\Sigma^+1/2 - 2\Sigma^+1/2$ bands of KrF and XeCl// Appl. Phys. Lett.-1975.-Vol.27.-P.350-352.
19. Ault E.R.,Bradford R.S.,Bhaumik M.L. High-power xenon fluoride laser//Appl.Phys.Lett.-1975.-Vol.27.-P.413-415.
20. Brau C.A.,Ewing J.J. 354-nm laser action on XeF// Appl. Phys.Lett.-1975.-Vol.27.-P.435-437.
21. Hoffman J.M.,Hays A.K.,Tisone G.C. High-power UV noble-gas-halide lasers//Appl.Phys.Lett.-1975.-Vol.28.-P.538-539.
22. Nachshon Y.,Tittel F.K.,Wilson W.L.,Nighan W.L. Efficient XeF(C—A) laser oscillation using electron-beam excitation // J.Appl.Phys.-1984.-Vol.56.-P.36-48.
23. Burnham R. A discharge pumped laser on the C—A transition of XeF// Appl.Phys.Lett.-1979.-Vol.35.-P.48-49.
24. Tittel F.K.,Smayling M.C.,Wilson W.L.,Marowsky G. Blue laser action by the rare-gas halide trimer Kr₂F*//Appl.Phys.Lett.-1980.-Vol.37.-P.862-864.

25. Tittel F.K., Morowsky G., Wilson W.L., Smayling M.C. Electron beam pumped Broad-band diatomic and triatomic excimer lasers//IEEE J. Quant. Electron.-1981,-Vol.QE-17.-P.2268-2281.
26. Shaw M.J. Excimer lasers// Prog. Quant. Electr.-1979.-Vol.6.-P.3-54.
27. Pages L., Bertel E., Joffre N., Sklavenitis L. Energy loss, range, and bremsstrahlung yield for 10-keV to 100-MeV electrons in various elements and chemical compounds// Atomic data,-1972.-Vol.4-P.1-127.
28. Dolique J.M., Roche J.R., Chatelin F. PEGASE: A multifluid code for computational study of high power relativistic electron beam propagation in atmosphere// Mathematics and Computers in Simulation.-1984.-Vol.XXVI.-P.513-522.
29. Рыжов В.В., Ястремский А.Г. Особенности генерации низкотемпературной плазмы при ионизации смесей газов электронным пучком//ЖТФ.-1979.-Т.49.-С.2141-2145.
30. Беспалов В.Ч., Рыжов В.В., Ястремский А.Г. О пространственном распределении скорости образования частиц плазмы в газах возбуждаемых электронным пучком//ЖТФ.-1980.-Т.50.-С.2099-2103.
31. Дымшиц Ю.И., Неверов В.Г., Хорошов В.Г. Расчет первичных продуктов облучения инертных газов быстрыми электронами//Химия высоких энергий.-1982.-Т.16.-С.201-208.
32. Богданов В.В. Ионизация газа электронным пучком//Физика плазмы.-1979.-Т.5.-С.1035-1040.
33. Скляров Ю.М., Сыцько Ю.И., Шелепин Л.А. Распределение нестационарного пучка электронов в плотном газе//Труды ФИАН.-1984,Т.145.-С.172-188.
34. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Физические процессы в газовых лазерах.-М.: Энергоатомиздат, 1985.-121с.

35. Абрамян Е.А., Альтеркоп Б.А., Кулешов Г.Д. Интенсивные электронные пучки.-М.: Энергоатомиздат, 1984.-41с.
36. Werner C.W., George E.V., Hoff P.W., Rhodes C.K. Radiative and kinetic mechanisms in bound-free excimer lasers//IEEE J. Quant. Electron.-1977.-Vol.QE-13.-P.769-783.
37. Хропак А.Г., Якубов Н.Т. Электроны в плотных газах и плазме.-М.: Наука, 1981.-14с.
38. Ueda K., Nishioka H., Ohta J. et.all. High-efficiency electron-beam-pumped KrF-laser of 100-J class with high output power per volume//Techn.Digest, Conf. on Lasers and Electro-Optics.-Baltimore.-1985.-Vol.85.9.-THF5.-P.172-173.
39. Johnson T.H., Palumbo L.J., Hunter A.M. Kinetics simulation of high-power gas lasers// IEEE J. Quant. Electr.-1979.-Vol.QE-15.-P.289-301.
40. Johnson T.H., Hunter A.M. Physics of the krypton fluoride laser//J. Appl. Phys.-1980.-Vol.51.-P.2406-2420.
41. Edwards C.B., O'Neill F. Computer modelling of e-beam pumped KrF-lasers// Lasers and Particle Beams.-1983.-Vol.1, Part 1.-P.81-95.
42. Kannari F., Obara M., Fujioka T. Theoretical studies of output performance dependence on excitation rate for electron beam-excited KrF-laser//J. Appl. Phys.-1982.-Vol.53.-P.135-142.
43. Kannari F., Suda A., Yamaguchi S., Obara M., Fujioka T. Theoretical analysis of electron-beam-excited KrF-laser performance; New F₂ concentration optimisation// IEEE J. Quant. Electr.-1983.-Vol.QE-19.-P.232-242.
44. Kannari F., Obara M., Fujioka T. An advanced kinetic model of electron-beam-excited KrF-laser including the vibrational relaxation in KrF^{*}(B) and collisional mixing of KrF^{*}(B,C)// J. Appl. Phys.-1985.-Vol.57.-P.4308-4322.

45. Лакоба И.С., Сыцько Ю.И., Якубцова Е.Д. Численное моделирование локальной кинетики релаксации среды КгF-лазера//Труды ФИАН.-1984.-Т.145.-С.131-159.
46. Молчанов А.Г. Теория активных сред эксимерных лазеров//Труды ФИАН.-1986.-Т.171.-С.54-127.
47. Бурцев В.А., Град А.Г., Кузнецов В.С., Фидельская Р.П. Численное моделирование отдельных энергетических характеристик КгF-лазеров с электронно-пучковым возбуждением.Препр. "НИИ электрофиз.аппаратуры".№п-к-0733,-М.-1986.
48. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.-М.:Наука, 1980.
49. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров/Пер.с англ.: под ред.В.Г.Платоненко и А.И.Портнягина.-М.: Мир, 1981.
50. Исследование эксимерных лазеров видимого и ультрафиолетового диапазона/Клементов А.Д., Бучнев В.М., Барина Т.А. и др.: Отчет ФИАН.-М., 1981.
51. Lewin L.A.,Moody S.E.,Klosterman E.L.,Center R.E.,Ewing J.J. Kinetic model for long-pulse XeCl laser performance//IEEE J.Quant.Electr.-1981.-Vol.QE-17.-P.2282-2288.
52. Kannari F.,Suda A.,Obara M.,Fujioka T. Theoretical simulation of electron-beam-excited xenon-chloride (XeCl) lasers //IEEE J.Quant.Electr.-1983.-Vol.QE-19.-P.1587-1600.
53. Hokazono H.,Midorikawa K.,Obara M.,Fujioka T. Theoretical analysis of a self-sustained discharge pumped XeCl laser// J.Appl.Phys.-1984.-Vol,53.-P.680-690.
54. Blauer J.A.,Yang T.T.,Turner C.E.,Copeland D.A. Excimer kinetics and multiline model for the electron-beam pumped XeF (B--X) laser//Appl.Optics.-1984.-Vol.23.-P.4352-4367.
55. Rokni M.,Jacob J.H.,Mangano J.H.,Brochu R. Formation and

- quenching kinetics of ArF^* //Appl.Phys.Lett.-1977.-Vol.31.-P.79-82.
56. Войтик М.Г., Молчанов А.Г. Предельная эффективность эксимерных лазеров на смесях Ag/F_2 , возбуждаемых электронным пучком//Письма в ЖТФ.-1979.-Т.5.-С.1092-1097.
57. Pummer H.,Hohla K.,Rebentrost . Influence of collisional coupling on the energy extraction from B,C,D state in KrF //Appl.Phys.-1979.-Vol.20.-P.129-134.
58. Tellinghuisen J.,Hayes A.K.,Hoffman J.K.,Tisone G.C. Spectroscopic studies of diatomic noble gas halide. II Analysis of bound-free emission from XeBr , XeI and KrF //J.Chem.Phys.-1976.-Vol.65.-P.4473-4482.
59. Dunning T.H.,Hay P.J. The covalent and ionic states of the rare gas monofluorides// J.Chem.Phys.-1978.-Vol.69.-P.134-149.
60. Tellinghuisen J.,McKeever M.R. Energy ordering of the B and C states in XeCl , XeBr and KrCl , from temperature dependence of emission spectra// Chem.Phys.Lett.-1980.-Vol.72.-P.94-99.
61. Dreilling T.D.,Setser D.W. State-to-state relaxation processes for $\text{XeCl}(B,C)$ // J.Chem.Phys.-1981.-Vol.75.-P.4360-4378.
62. Inaue G.,Ku J.K.,Setser D.W. Photoassociative laser-induced fluorescence of XeCl^* and kinetics of $\text{XeCl}(B)$ and $\text{XeCl}(C)$ in Xe // J.Chem.Phys.-1984.-Vol.80.-P.6006-6019.
63. Jacob J.H.,Trainor D.W.,Rokni M.,Hsia J.C. Accessibility of the $\text{KrF}^*(B)$ state to laser photons// Appl.Phys.Lett.-1980.-Vol.37.-P.522-524.
64. Tisone G.C.,Hoffman J.M. Study of the XeCl laser pumped by a high-intensity electron beam// IEEE J. Quant. Electr.-

1982.-Vol.QE-18.-P.1008-1020.

65. Gedanken A., Smith A.L. Relative energies and collisional kinetics of the B($\nu=1/2$) and C($\nu=3/2$) excited states of xenon fluoride as studied by laser-induced fluorescence// J. Chem. Phys.-1981.-Vol.85.-P.2820-2826.
66. Brashers H.C., Setser D.W. Transfer and quenching rate constants for XeF(B) and XeF(C) state in low vibrational levels // J. Chem. Phys.-1982.-Vol.76.-P.4932-4946.
67. Fulghum S.F., Feld M.S., Javan A. A multilevel model of XeF-ground state kinetics// IEEE J. Quant. Electr.-1980.-Vol. QE-16.-P.815-819.
68. Morgan W.L., Winter N.W., Kulander K.C. Vibrational relaxation and laser extraction in rare-gas halide excimers// J. Appl. Phys.-1983.-Vol.54.-P.4275-4279.
69. Kannari F., Shaw M.J., O'Neill F. Parametric studies of an electron-beam-pumped krypton-rich KrF-laser// J. Appl. Phys.-1987.-Vol.61.-P.476-488.
70. Rise J.K., Tisone G.C., Patterson E.L. Oscillator performance and energy extraction from a KrF-laser pumped by a high-intensity relativistic electron beam// IEEE J. Quant. Electr.-1980.-Vol. QE-16.-P.1315-1322.
71. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения.-М.: Наука, 1979.
72. Buchnev V.M., Klementov A.D., Sergeev P.B. Electron-beam KrF-laser with high specific energy output: Proceedings of the international conf. on LASERS'80.-1980.-P.841-843.
73. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Сергеев П.Б. KrF-лазер с электронно-пучковым возбуждением при удельной мощности накачки 1,6 ГВт/л.атм//Квантовая электроника.-1981.-Т.8.-С.1235-1240.

74. Месяц Г.А., Насибов А.С., Кремнев В.В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения.-М.: Энергия, 1970.
75. Демидов Б.А., Петров В.А., Фаиченко С.Д. К вопросу о выборе диэлектрика для генератора мощных высоковольтных импульсов//ЖТФ.-1972.-Т.42.-С.159-161.
76. Nation J.A. High-power electron and ion beam generation// Particle Accelerators.-1979.-Vol.10.-P.1-30.
77. Edwards G.B., O'Neill F., Shaw M.J., Baker D., Craddock D. Sprite-a high power e-beam pumped KrF-laser// Excimer Lasers Meet.-OSA. Lake Tahoe, Nev.-1983.-P.59-65.
78. Aurora multikilojoule KrF laser system prototype for inertial confinement fusion/ Rosocha L.A., Hanlon J.A., McLeod J. et.al.//Fusion technology.-1987.-Vol.11.-P.497-531.
79. Schlitt L.G. A compact 36 kJ electron beam system for laser pumping// Digest of technical papers 3-rd IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Albuquerque, N.M.-1981.-P.55-58.
80. Веретенников А.И., Горбачев В.М., Предеин Б.А. Методы исследования импульсных излучений.-М.: Энергоатомиздат, 1985.-72 с.
81. Молчанов А.Г. Лазеры в вакуумной ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра//УФН.-1972.-Т.106.-С.165-173.
82. Seltzer S.M., Berger M.J. Transmission and reflection of electrons by foils// Nucl. Instr. and Methods.-1974.-Vol. 119.-P.157-179.
83. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Влияние неоднородности накачки на расходимость излучения электронно-пучкового KrF-лазера//Краткие сообщения по физике ФИАН.-1987.-№5.-С.49-51.
84. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый KrF-лазер с энергией излучения 14 Дж//Краткие сооб-

- щения по физике ФИАН.-1982.-№11.-С.42-45.
85. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Сергеев П.Б. Высокоэффективный эксимерный КгF-лазер с электронно-пучковым возбуждением//Тезисы докл. XI всесоюзной конф. по когерентной и нелинейной оптике.-Ереван.-1982, ч. I.-С.52-53.
86. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Сергеев П.Б. Высокоэффективный эксимерный КгF-лазер с электронно-пучковым возбуждением//Квантовая электроника.-1983.-Т. 10.-С.2048-2053.
87. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Работа КгF-ЭПЛ в режиме высоких удельных мощностей и энергий возбуждения//Тезисы докл. всесоюзного совещания "Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах".-Томск. 1986.-ч. I.-С.63.
88. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый КгF-лазер с удельным энергосъемом до 60 Дж/л//Краткие сообщения по физике ФИАН.-1986.-№12.-С.51-53.
89. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Работа КгF-ЭПЛ в режиме высоких удельных мощностей и энергий возбуждения//Квантовая электроника.-1988.-Т. 15.-С.276-282.
90. Лазер на КгF с высоким удельным энергосъемом//Бучнев В.М., Васильев Л.А., Зарудин В.Г. и др.//Тезисы докл. X всесоюзной конф. по когерентной и нелинейной оптике.-Киев.-1980, ч. I.-С.218-219.
91. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Нестеров В.М., Сергеев П.Б. К вопросу о ресурсе работы КгF-лазера с накачкой электронным пучком//Тезисы докл. III всесоюзного симпозиума по лазерной химии.-Звенигород.-1982.-С.87-88.
92. Клементов А.Д., Сергеев П.Б. Кинетика КгF-лазера с накачкой мощным электронным пучком//Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных газах.-М.:Изд. Моск. ун-та.-1982.-С.24.

93. Клементов А.Д., Сергеев П.Б. О предельных удельных характеристиках электронно-пучкового KrF-лазера//Тезисы докл. III всесоюзного симпозиума по лаз.химии.-Звенигород.-1982.-С.87-88.
94. Сергеев П.Б. Электроны плазмы и колебательная релаксация эксимерных молекул галогенидов благородных газов//Краткие сообщения по физике ФИАН.-1988.-№5.-С.7-9.
95. Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Спектры люминесценции, генерации и расходимость излучения KrF-лазера//Краткие сообщения по физике ФИАН.-1988.-№3.-С.3-5.
96. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Влияние неоднородности накачки на расходимость излучения электронно-пучкового KrF-лазера//Тезисы докл.V всесоюзной конференции "Оптика лазеров".-Л., 1987.-С.138.
97. Shimauchi M., Effects of foreign gases on the KrF laser spectra// Jap.J.Appl.Phys.-1981.-Vol.20.-P.L473-L477.
98. Kleikamp B.M.H.H., Witteman W.J. High energy extraction of electron beam pumped KrF-lasers// Opt.Comm.-1984.-Vol.49.-P.345-348.
99. Kinetic issues for shot-pulse KrF laser operation/ Klimek D.E., Hsia J.C., Jacob J.H. et.al.// IEEE J. Quant. Electr.-1981.-Vol.QE-17.-P.1847-1855.
100. Edwards C.B., O'Neill F., Shaw M.J. 60-ns e-beam excitation of rare-gas halide lasers// Appl.Phys.Lett.-1980.-Vol.36.-P.617-620.
101. Oomen G.L., Witteman W.J., A coaxial e-beam excitation system for high power excimer lasers// Opt.Comm.-1980.-Vol.32.-P.461-466.
102. Swingl J.C., Schlitt L.G., Rapoport W.R., Goldhar J., Ewing J. Efficient narrowband electron beam pumped KrF laser for pulse-compression studies//J.Appl.Phys.-1981.-Vol.52.-P.91-96.

- I03. Kannari F., Obara M., Fujioka T. Hundredjoule-level KrF-lasers excited longitudinally by an intense electron beam // Jap.J.Appl.Phys.-1983.-Vol.22.-P.L739-L741.
- I04. Lacina W.B., Cohn D.B. Theretical analysis of the electrically excited KrF laser// Appl.Phys.Lett.-1978.-Vol.32.-P.106-108.
- I05. Mandl A., Klimek D., Parks J.H. KrF laser kinetics studies// J.Appl.Phys.-1984.-Vol.55.-P.3940-3949.
- I06. Jacob J.H., Haia J.C., Mangano J.A., Rokni M. Pulse shape and laser-energy extraction from e-beam-pumped KrF*// J.Appl.Phys.-1979.-Vol.50.-P.5130-5134.
- I07. Генерация в He:Kr:F₂-смеси при накачке ионным пучком/ Артеев М.С., Бункин Ф.В., Держиев В.И. и др.//Известия АН СССР. Сер.физическая.-1984.-Т.48.-С.2321-2324.
- I08. Эксплексный KrF-лазер, накачиваемый ионным пучком / Артеев М.С., Бункин Ф.В., Держиев В.И. и др.//Квантовая электроника.-1986.-Т.13.-С.2191-2202.
- I09. Витteman И. Многокомпонентный газовый KrF-лазер высокого атмосферного давления//Квантовая электроника.-1986.-Т.13.-С.1145-1154.
- I10. Бугаев С.П., Крейндель Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения.-М.:Энергоатомиздат, 1984.-89 с.
- I11. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде.-Новосибирск: Наука.-1982,-35 с.
- I12. Чудаков В.В. Эксиммерный электроионизационный лазер на молекулах KrF* и оптимизация его выходных характеристик: Дип.раб.-М.: МГУ-1979.-42 с.
- I13. Новые эксимерные полосы излучения галоидов инертных газов/Басов Н.Г., Данилычев В.А., Долгих В.А. и др.//Письма в ЖЭТФ.-1977.-Т.26.-С.20-23.

- II4. Кинетика образования эксимеров в лазерах на смесях инертных газов со фтором/Басов Н.Г., Данильчев В.А., Долгих В.А. и др.//Квантовая электроника.-1979.-Т.6.-С.1010-1018.
- II5. Klimek D., Hsia J.C. Temperature dependence of the rate constants for three-body quenching reactions in the KrF laser system// J.Appl.Phys.-1981.-Vol.52.-P.5361-5364.
- II6. Hara H., Umezu N., Umezu K., Takuma H., Namba S. Time dependent fluorescence spectrum of an e-beam pumped KrF laser medium in a high current density range// Jap.J.Appl.Phys.-1980.-Vol.19.-P.L241-L244.
- II7. Shui V.H. Temperature dependence of recombination rate constants for $\text{KrF}^* + \text{R} + \text{R} \rightarrow \text{RKrF}^* + \text{R}$ (R=Ar, Kr)// Appl.Phys.Lett.-1979.-Vol.34.-P.203-204.
- II8. Electron density measurements of elektron-beam-pumped XeF and KrF laser mixtures/Kimura W.D., Gnyer D.R., Moody S.E. et.al.//Appl.Phys.Lett.-1987.-Vol.50.-P.60-62.
- II9. Trainor D.W., Jacob J.H. Electron quenching of KrF^* and ArF^* // Appl.Phys.Lett.-1980.-Vol.37.-P.675-677.
- I20. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Тушение электронно-возбужденных молекул электронным ударом//ЖЭТФ.-1983.-Т.84.-С.1639-1645.
- I21. Зайдель А.Н., Шрейдер Е.Я. Вакуумная спектроскопия и ее применения.-М.: Наука.-1976.- 293 с.
- I22. Исследование расходимости излучения фотодиссоционного оптического квантового генератора с неоднородной активной средой/Кириллов Г.А., Кормер С.Б., Кочемасов Г.Г. и др.// Квантовая электроника.-1975.-Т.2.-С.666-671.
- I23. Ананьев Ю.А., Аникичев С.Г. Проблема кинетики лазеров с неустойчивыми резонаторами на средах с малым временем существования инверсии//ЖТФ.-1983.-Т.53.-С.1959-1965.

- I24. Bigio I.I., Slatkine M. Injection-locking unstable resonator excimer lasers// IEEE J.Quant.Electr.-1983.-Vol. QE-19.-P.1426-1436.
- I25. Chow.W.W., Scully M.O. Gain-dependent dispersion in a XeF laser// Optics Lett.-1982.-Vol.7.-P.316-318.
- I26. Woods C., Tang K., Howton C. Transient index of XeF// Topical meeting on excimer lasers.-Incline Village, Nev.-1983.-Dig. Techn. Pap.-MC2.
- I27. Спектральные характеристики эксимера XeCl* в диапазоне 300-311 нм/Адамович В.А., Баранов В.Ю., Дерюгин А.А. и др. //Квантовая электроника.-1987.-Т.14.-С.80-86.
- I28. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Оптимизация компонентного состава газовой смеси электронно-пучкового ArF-лазера//Краткие сообщения по физике ФИАН.-1984.-№12.-С.28-31.
- I29. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый ArF-лазер//Тезисы докл. XII всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике,-Москва.-1985, ч.1.-С.329-330.
- I30. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый ArF-лазер//Квантовая электроника.-1986.-Т.13.-С.1730-1733.
- I31. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сагитов С.И., Сергеев П.Б. Лучевая прочность поверхности оптических материалов и зеркал на длинах волн 248 и 193 нм//Квантовая электроника.-1986.-Т.13.-С.2141-2144.
- I32. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сагитов С.И., Сергеев П.Б. Лучевая прочность поверхности оптических материалов и зеркал на длинах волн 248 и 193 нм//Тезисы докл. У всесоюзной конф. "Оптика лазеров".-Л.-1987.-С.288.

- I33. Антипов Н.Н., Логунов О.А., Морозов Н.В., Сагитов С.И., Сергеев П.Б. Лучевая прочность алюминиевых зеркал на длинах волн УФ-лазеров//Тезисы УП всесоюзной конф. по взаимодействию оптич. изл. с веществом.-Л.-1988.-С.107.
- I34. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Электронно-пучковый ХеСІ-лазер с удельным энергосъемом 20 Дж/л// Квантовая электроника.-1985.-Т.12.-С.1607-1611.
- I35. Burnham R., DjeuNN. Ultraviolet-preionized discharge-pumped lasers in ХеF, KrF and ArF// Appl.Phys.Lett.-1976.-Vol.29.-P.707-710.
- I36. Shimauchi M., Miura T., Karasawa S.J. Absorption lines in the ArF and KrF laser spectra// J. Chem. Phys.-1979.-Vol.71.-P.3538-3540.
- I37. Иванов В.А., Сухомлинов В.С. О колебательной релаксации и диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Ne_2^+ // ЖТФ.-1983.-Т.53.-С.843-853.
- I38. Mandl A. ArF-short-pulse extraction studies// J.Appl.Phys.-1986.-Vol.59.-P.1435-1445.
- I39. Peters P.J.M., Pierkens I.H.T., Witteman W.J. Effect of Ne and Ar on the performance of a high-pressure ArF* laser pumped by a small coaxial electron beam// Appl.Phys.Lett.-1987.-Vol.51.-P.883-885.
- I40. Лосев В.Ф., Тарасенко В.Ф., Бычков Ю.И. Генерация на молекуле ХеСІ* при возбуждении электронным пучком//Квантовая электроника.-1979.-Т.6.-С.1561-1564.
- I41. Адамович В.А., Баранов В.Д., Смаковский Ю.П., Стрельцов А.П. 0,5 ГВт лазер на ХеСІ, возбуждаемый электронным пучком//ЖТФ.-1981.-Т.51.-С.1323-1325.

- I42. ХеСl-лазер, возбуждаемый сильноточным пучком протонов/
Баранов С.В., Быстрицкий В.М., Диденко А.И. и др.//Кван-
товая электроника.-1982.-Т.9.-С.110-114.
- I43. Measurement of Lasing performance and efficiency of e-beam
pumped xenon chloride/Moody S.E., Levin L.A., Center R.E. et.
al.//IEEE J.Quant.Electr.-1981.-Vol.QE-17.-P.1856-1863.
- I44. Champagne L.F. Efficient operation of the electron-beam-
pumped ХеСl laser//Appl.Phys.Lett.-1978.-Vol.33.-P.523-526.
- I45. Rothe D.E., West J.B., Bhaumik M.L. Efficient e-beam excita-
tion of ХеСl//IEEE J.Quant.Electr.-1979.-Vol.QE-15.-P.314-321.
- I46. Fontaine B., Forestier B. High specific long-pulse superso-
nic flow ХеСl laser at 308 nm//Appl.Phys.Lett.-1980.-Vol.
36.-P.185-187.
- I47. Лосев В.П. Исследование УФ генерации лазеров высокого дав-
ления на молекулах ХеСl* и N₂: Дисс.... канд. физ.-мат. наук.
Томск: Ин-т сильноточной электроники СО АН СССР.-1979.-
-100, 138 с.

P.S. С небольшой правкой диссертация опубликована в виде статьи. При
необходимости цитирования прошу ссылаться на неё.

Ссылка: Sergeev P. B. "Electron-beam noble-gas halide lasers with high
excitation level"// Journal of Soviet Laser Research. V.14, №4, p. 237-285 (1993).
<https://doi.org/10.1007/BF01120654>