

Федеральное агентство по образованию
Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)

С.П. Мельников, В.Т. Пунин, А.А. Синянский

**ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ:
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА**

Учебное пособие

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия для студентов
высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 621.373.826.038.823(075)

ББК 32.86-5я7

М 48

Мельников С.П., Пунин В.Т., Синянский А.А. **Газовые лазеры с ядерной накачкой: физические процессы и техника эксперимента: Учебное пособие.** – М.: МИФИ, 2008. – 224 с.

Рассмотрен широкий круг вопросов, относящихся к проблеме прямого преобразования ядерной энергии в лазерное излучение – от первых предложений по созданию лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН) до инженерно-конструкторских разработок ядерно-лазерных установок, базирующихся на достижениях ядерной физики и техники, квантовой электроники, газовой динамики, оптики.

Обсуждаются основные этапы развития ЛЯН, способы их накачки и характеристики, а также схемы некоторых ядерно-лазерных устройств. Большое внимание уделено рассмотрению параметров ядерно-возбуждаемой плазмы, плазмохимических процессов и механизмов генерации различных типов ЛЯН.

Предназначено для студентов старших курсов, аспирантов и научно-технических работников, которые специализируются в области лазерной физики и техники.

Пособие подготовлено в рамках
Инновационной образовательной программы

Рецензент кандидат физ.-мат. наук А.П. Мороров
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

ISBN 978-5-7262-0932-6

© Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2008

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	5
Глава 1. ОСОБЕННОСТИ НАКАЧКИ ЛАЗЕРОВ ЯДЕРНЫМИ ИЗЛУЧЕНИЯМИ	6
1.1. Краткий исторический обзор	6
1.2. Способы возбуждения лазерных сред. Источники ядерных излучений	13
1.3. Проблемы поиска лазерных сред	20
1.4. Энерговклад ядерных частиц в лазерную среду	21
1.5. Оптические неоднородности и их влияние на лазерные характеристики	30
Глава 2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЯДЕРНО- ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЫ	37
2.1. Начальная стадия ионизационных процессов в газовых средах	37
2.2. Образование ионов и возбужденных атомов на начальной стадии ионизации	51
2.3. Плазмохимические процессы	60
Глава 3. ОРГАНИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ ЛЯН	73
3.1. Применение импульсных ядерных реакторов для исследования ЛЯН	73
3.2. Методики первых экспериментов на реакторах ВИР-2 и ТИБР-1	80
3.3. Экспериментальный комплекс на основе реактора ВИР-2М	86
3.4. Экспериментальная установка ЭБР-Л	90
3.5. Стенд для исследования характеристик ЛЯН	94
3.6. Эксперименты на реакторах SPR и TRIGA	96
Глава 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛЯН НА ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ	103
4.1. ИК-лазеры на переходах атомов Хе, Кг и Аг	103
4.2. Лазеры видимого диапазона на переходах атома Не	119
4.3. Лазеры на парах металлов	123
4.4. Лазеры на переходах атомов С, N, О и Сl	127

4.5. Лазеры на переходах молекул CO, N ₂ ⁺ и CO ₂	129
4.6. Экимерные, йодные и химические лазеры	131
4.7. Лазеры, возбуждаемые быстрыми нейтронами	136
Глава 5. МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ И КИНЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЛЯН	139
5.1. Механизмы возбуждения лазерных сред. Предельный КПД	139
5.2. Семейство лазеров на ИК-переходах атомов инертных газов	145
5.3. Лазеры на переходах 3p-3s атома Ne	159
5.4. Лазеры на смесях инертных газов с парами металлов	164
5.5. Лазеры на переходах атомов C, N, O и Cl	170
5.6. Молекулярные лазеры	171
Глава 6. ЛАЗЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ ГАЗОВЫХ СРЕД С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ	172
6.1. Экспериментальный комплекс ЛМ-4/БИГР	172
6.2. Модель реактора-лазера	179
6.3. Оптический квантовый усилитель	181
6.4. Лазерно-реакторная установка ЛИРА	184
6.5. Разработка лазерных устройств на основе газовых ЛЯН в США	188
Глава 7. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ РЕАКТОРОВ-ЛАЗЕРОВ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ	191
7.1. Основные типы непрерывных реакторов-лазеров	191
7.2. Реактор-лазер с продольной прокачкой газовой среды (ИОФАН-МИФИ)	195
7.3. Проекты непрерывных реакторов-лазеров (ВНИИЭФ)	197
7.4. Возможные применения реакторов-лазеров	204
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	206

ПРЕДИСЛОВИЕ

Газовым лазерам и механизмам их работы посвящено довольно большое количество как научных, так и учебных изданий, содержащих обзорную информацию [1-10] или рассматривающих их отдельные типы [11-17].

Для возбуждения газовых лазеров используются различные способы и источники накачки – газовый разряд, электронные и ионные пучки, газодинамический метод, химические реакции и др. Кроме этих традиционных методов накачки в научной литературе рассматривалась возможность использования для накачки лазеров мощных, компактных и энергоемких источников ядерной энергии.

Примерно за 40 лет, прошедших от начала 60-х годов прошлого века до настоящего времени, развитие работ в этом направлении прошло последовательный ряд стадий – от первых предложений по использованию источников ядерной энергии для накачки лазеров до создания разнообразных лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН). Наибольшие успехи достигнуты для газовых ЛЯН. В настоящее время исследование газовых ЛЯН достигли такого уровня, когда стало возможным обсуждение проектов мощных непрерывных и импульсных ядерно-лазерных установок.

Учебное пособие отражает опыт создания и исследования ЛЯН в различных российских и зарубежных лабораториях, в первую очередь во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»), сотрудниками которого являются авторы. Авторы стремились привести в систему накопленные за десятилетия разрозненные сведения, которые нередко публиковались в научных изданиях или сборниках материалов конференций, имеющих ограниченный тираж.

При написании учебного пособия использовался материал монографии [18] и других источников, представленных в списке литературы.

Авторы выражают благодарность А.М.Воинову, В.Н.Кривоносову, А.Н.Сизову за многолетнее сотрудничество в изучении газовых ЛЯН и А.П.Моровову за ценные замечания и советы, высказанные при рецензировании рукописи.

Глава 1. ОСОБЕННОСТИ НАКАЧКИ ЛАЗЕРОВ ЯДЕРНЫМИ ИЗЛУЧЕНИЯМИ

1.1. Краткий исторический обзор

В данном разделе кратко рассматриваются главные события, связанные с исследованиями в области преобразования кинетической энергии продуктов ядерных реакций в лазерное излучение, т. е. лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН). К ЛЯН относятся лазеры оптического диапазона спектра, которые возбуждаются непосредственно ядерными излучениями или с помощью промежуточных устройств, например, ядерно-оптических преобразователей (ядерно-возбуждаемая плазма, сцинтилляторы).

Хронология событий

Обсуждение проблемы прямого преобразования ядерной энергии в лазерное излучение началось в начале 1960-х годов сразу же после создания первых лазеров. Интерес к этой проблеме вызван возможностью использования для накачки лазеров мощных, компактных и энергоемких источников ядерной энергии (ядерные реакторы, ядерные заряды) и, соответственно, принципиальной возможностью создания мощных лазеров. Наиболее распространенной в настоящее время является концепция реактора-лазера (РЛ), в активной зоне которого, состоящей из делящегося вещества и лазерной среды, происходит прямое преобразование выделившейся ядерной энергии в лазерное излучение, минуя промежуточную стадию тепловой энергии.

Экспериментальные и теоретические исследования газовых ЛЯН проводились, в основном, в России и США. В табл. 1.1 представлены основные этапы развития ЛЯН. В некоторых случаях приводятся даты событий (если они достоверно известны авторам), а не даты публикаций о них.

В России работы по проблемам ЛЯН начались в конце 1960-х годов практически одновременно в трех институтах – ВНИИЭФ (Саров), ИАЭ им. И.В.Курчатова (Москва) и Институте ядерной физики МГУ (Москва). Это обстоятельство не является случайным, потому что именно во ВНИИЭФ и ИАЭ имелись в то

время такие мощные нейтронные источники, как импульсные реакторы. Примерно с середины 1970-х годов исследования в этом направлении стали проводиться в МИФИ (Москва), с конца 1970-х годов – во ВНИИТФ (Снежинск), а с начала 1980-х годов – в ФЭИ (Обнинск). Ряд экспериментальных работ с использованием статического реактора и расчеты кинетики некоторых ЛЯН были выполнены в Институте ядерной физики АН Казахстана (Алма-Ата).

Таблица 1.1. Основные этапы развития газовых ЛЯН

Дата	Событие	Научная организация (авторы)
1964	Расчетные оценки ядерно-лазерного устройства на смеси He-Ne ($\lambda = 633$ нм)	UAC (Herwig L.O.)
1965-1972	Эксперименты в США и СССР по поиску активных сред ЛЯН (смеси He-Ne, CO ₂ -N ₂ -He, Ne-O ₂ , ³ He-Hg, Ar, Ne, Xe, Kr и др.)	ANL, NL, UI, UF, NASA, GA <i>et al</i> (Eerkins J.W., Miley G.H., Guyot J.C., Schneider R.T., Matovich E., Derr V.E. <i>et al</i>); ВНИИЭФ (Воинов А.М., Казакевич А.Т., Кривоносов В.Н., Костенко М.Ф., Карюк В.М., Синянский А.А. и др.); МГУ, ИАЭ (Андрияхин В.М., Письменный В.Д., Хвостюнов В.Е. и др.)
1972	Первые успешные эксперименты по созданию ЛЯН (смесь He-Xe, $\lambda \approx 3$ мкм)	ВНИИЭФ (Синянский А.А., Воинов А.М., Казакевич А.Т., Мельников С.П., Довбыш Л.Е.); ГОИ (Подмошенский И.В.)
1973	Эксперименты по накачке смеси SF ₆ -C ₂ H ₆ (LANL) и газообразного ксенона (LLNL) γ -излучением ядерного взрыва	LANL (Lyons P.B., Clarke J.S., Metzger D.S.); LLNL (Ebert P.J., Ferderber J.L. <i>et al</i>)
1974	Сообщение о возможности создания реактора-лазера	ФИАН (Гудзенко Л.И., Яковленко С.И.)
1974-1976	Цикл экспериментальных исследований семейства ЛЯН на ИК переходах атомов Xe, Kr и Ar (получение КПД до 2 %)	ВНИИЭФ (Воинов А.М., Синянский А.А., Кривоносов В.Н., Мельников С.П. и др.); ГОИ (Подмошенский И.В.)
1975	Первые успешные эксперименты в США на импульсных реакторах по созданию ЛЯН: СО-лазер (5,1-5,6 мкм) и лазер на смеси He-Xe (3,51 мкм)	Sandia (McArthur D.A., Tollefsrud P.B.); LANL, UF (Helmick H.H., Fuller J.L., Schneider R.T.)
1977	Первый ЛЯН видимого диапазона (смесь He-Hg, 615 нм)	Sandia, (Akerman M.A., McArthur D.A.); UI (Miley G.H.)

Продолжение табл. 1.1

Дата	Событие	Научная организация (авторы)
1979	Получение генерации в смеси He-Cd (534 и 538 нм) при накачке продуктами реакции ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$	МИФИ (Миськевич А.И., Саламаха Б.С., Степанов В.А., Ильешенко В.С. и др.)
1982	Получение генерации в смеси He-Cd (442, 534 и 538 нм) при накачке осколками деления урана	ВНИИТФ (Магда Э.П., Крыжановский В.А., Семков Л.В. и др.); ВНИИЭФ (Синянский А.А., Мельников С.П.)
1985	Получение минимального для ЛЯН порога генерации при плотности потока тепловых нейтронов около $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (0,02 Вт/см ³)	ВНИИЭФ (Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А., Конак А.И., Зобнин В.Г., Мочкаев И.Н.)
1985-1990	Разработка кинетических моделей ЛЯН на различных газовых средах	ИОФАН (Яковленко С.И., Карелин А.В., и др.); ВНИИЭФ (Мельников С.П., Синянский А.А., Воинов А.М.)
1986	Концепция оптического квантового усилителя с ядерной накачкой (ОКУЯН)	ФЭИ (Зродников А.В, Дьяченко П.П., Гулевич А.В. и др.)
1979-2007	Теоретические и экспериментальные исследования газодинамических процессов в ЛЯН во ВНИИЭФ	ВНИИЭФ (Боровков В.В., Корзенев А.Н., Лажинцев Б.В., Матьев В.Ю., Сизов А.Н., Синянский А.А. и др.)
1988-1993	Теоретические исследования газодинамических процессов в ЛЯН (США)	Sandia (Torczynski J.R., Neal D.R. <i>et al</i>)
1989	Получение КПД ~3 % для ЛЯН на смесях Ar-Xe и He-Ar-Xe (1,73 и 2,03 мкм)	Sandia (Alford W.J., Hays G.N.)
1989-1994	Разработка в США кинетических моделей ЛЯН на переходах атомов Xe, Ar и Ne	UI (Kushner M.J., Ohwa M., Shon J.W., Moratz T.J., Rhoads R.L.)
1991-1993	Цикл экспериментальных исследований ксенонового лазера в США	Sandia (Alford W.J., Hays G.N., Hebner G.A.)
1994	Ввод в действие комплекса ЛМ-4/БИГР, получение непрерывной генерации в режиме прокачки газа	ВНИИЭФ (Воинов А.М., Синянский А.А., Турутин С.Л., Лажинцев Б.В., Порхаев В.В., Сизов А.Н., Покало А.Н. и др.)
1996	Первый ЛЯН ультрафиолетового диапазона спектра (смесь He-N ₂ -H ₂ , 391 нм)	ВНИИТФ (Барышева Н.М., Магда Э.П., Бочков А.В., Крыжановский В.А. и др.)

Продолжение табл. 1.1

Дата	Событие	Научная организация (авторы)
1999	Запуск демонстрационного образца реакторно-лазерной системы ОКУЯН	ФЭИ (Зродников А.В., Дьяченко П.П., Гулевич А.В. и др.)
1986-2008	Разработка ядерно-физической установки – модели стационарного реактора-лазера	ВНИИЭФ (Воинов А.М., Сизов А.Н., Сиянский А.А., Кривоносов В.Н., Никитин И.А., Турутов В.И. и др.)
<p><u>Примечание:</u> UAC – United Aircraft Corporation (США); ANL – Argonne National Laboratory (США); NL – Northrop Laboratories (США); UI – University of Illinois (США); UF – University of Florida (США); NASA – NASA Langley Research Center (США); GA – General Atomic (США); ВНИИЭФ – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (Саров); МГУ – Московский государственный университет (Москва); ИАЭ – Институт атомной энергии им. Курчатова (Москва); ГОИ – Государственный оптический институт им. Вавилова (Санкт-Петербург); ФИАН – Физический институт им. Лебедева АН СССР (Москва); Sandia – Sandia National Laboratories (США); LANL – Los Alamos National Laboratory (США); МИФИ – Московский инженерно-физический институт (Москва); ВНИИТФ – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики (Снежинск); ИОФАН – Институт общей физики АН СССР (Москва); ФЭИ – Физико-энергетический институт (Обнинск).</p>		

За рубежом экспериментальные и теоретические исследования ЛЯН проводились, в основном, в США (см. табл. 1.1), причем первые предложения по ЛЯН и первые экспериментальные исследования начались несколько раньше, чем в России. Наиболее существенный вклад в разработку и создание ЛЯН внесли исследования, выполненные в Sandia National Laboratories, University of Illinois, NASA Langley Research Center и University of Florida. Ряд отдельных исследований, относящихся к ЛЯН, был также выполнен во Франции, Китае и Японии.

Большинство опубликованных результатов относится к поиску ЛЯН и изучению характеристик их активных сред. Основные усилия были направлены на получение максимальной эффективности преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение (η_l). Лазерная эффективность или КПД представляет собой отношение мощности (энергии) лазерного излучения к мощности (энергии), поглощенной в активной лазерной среде. Другим важным параметром, определяющим возможность получения генерации при использовании для накачки

ЛЯН различных источников ядерных излучений, является удельная мощность накачки (q_{th}), при которой начинается генерация (или пороговая мощность накачки). Максимальные значения η_l и наиболее низкие пороги генерации были зарегистрированы для лазера на ИК-переходах атома Хе: $\eta_l = 2-3\%$ (ВНИИЭФ, 1976; лаборатория Sandia, 1989), $q_{th} \sim 0,02 \text{ Вт/см}^3$ (ВНИИЭФ, 1985).

Кроме работ, связанных с поиском ЛЯН и изучением их характеристик, следует отметить другие направления, относящиеся к разработке мощных ЛЯН:

- исследование газодинамических процессов и оптических неоднородностей в активных средах ЛЯН;
- изучение свойств ядерно-возбуждаемой плазмы (трековая структура плазмы, кинетика плазменных процессов, люминесцентные характеристики);
- выбор радиационностойких оптических и конструкционных материалов для ЛЯН;
- разработка и создание различных ядерно-лазерных устройств;
- разработка технологии изготовления тонкопленочного уранового топлива (радиатор осколков деления и топливо для реактора-лазера);
- выбор оптимального варианта конструкции реактора-лазера и создание его экспериментального образца;
- рассмотрение возможных применений ядерно-лазерных устройств различного типа.

Начальные этапы исследований

Для создания эффективных газовых ЛЯН необходимо использовать высокие давления газовой среды, близкие к атмосферному, так как именно при таких давлениях становится возможным эффективное поглощение кинетической энергии ядерных частиц (осколки деления урана, α -частицы и др.) на длине пробега в несколько сантиметров, что сравнимо с характерными поперечными размерами лазерных кювет. Именно поэтому на начальных стадиях исследований ЛЯН, когда еще не были известны газовые лазеры атмосферного давления, основное внимание уделялось жидкостным и твердотельным лазерным средам. В первую очередь изучались известные в то время конденсированные среды: рубиновый и

неодимовый лазеры; жидкостные лазеры на основе органических растворителей, активированных европием, и неорганические апро-тонные растворители, активированные неодимом. Попытки получения генерации при накачке ядерными излучениями конденсированных сред не дали положительного результата, хотя в экспериментах ВНИИЭФ на импульсном реакторе ТИБР была зарегистрирована сверхлюминесценция ($\lambda \sim 610$ нм) при использовании раствора $\text{Eu}(\text{BTFA})_4 \cdot \text{NDPhH}$ в ацетоне. Главными причинами отсутствия генерации при использовании конденсированных сред являются их радиационные повреждения: дефекты кристаллической решетки в твердотельных лазерах, радиолиз и образование газовых пузырьков на треках ядерных частиц в жидкостных лазерах.

Интерес к изучению газовых ЛЯН возрос в конце 1960-х годов, когда был создан мощный газоразрядный CO_2 -лазер ($\lambda = 10,6$ мкм) при давлении газовой среды ~ 1 атм [4,7,8,15] и получена генерация в ИК-области спектра при возбуждении смесей инертных газов атмосферного давления электронным пучком [19]. Результаты экспериментов, выполненных до 1972 г., в которых были предприняты попытки накачки газовых сред ядерными излучениями, приведены в табл. 1.2. Ни в одном из этих экспериментов не было однозначно показано наличие лазерной генерации. В табл. 1.2 включены также эксперименты по изучению воздействия ядерных излучений на параметры газоразрядных CO_2 -лазеров, которые можно рассматривать как предварительный этап на пути поиска газовых ЛЯН.

Первые неудачные попытки не остановили исследования по поиску газовых сред для ЛЯН, и в 1972 г. (Россия, ВНИИЭФ; смесь He-Xe) и в 1975 г. (США, Sandia, LANL; CO -лазер, смесь He-Xe) была получена генерация при накачке газовых сред осколками деления урана.

Таблица 1.2. Экспериментальные исследования по поиску газовых сред для ЛЯН, выполненные до 1972 года [18]

Научная организация (авторы, дата)	Способ накачки	Лазерная среда	Результаты
UI (Miley G.H., Guyot J.C. et al, 1967)	Реактор TRIGA, α -частицы (слой ^{10}B)	He-Ne ($\leq 0,13$ атм)	По мнению авторов, наблюдалось усиление на $\lambda = 3,39$ мкм
NL (Rusk J.R., Eerkins J.W., DeJuren J.A. et al, 1968)	Реактор TRIGA, α -частицы и осколки деления урана (слой ^{235}U и ^{10}B)	1) Ne-O ₂ (~ 0,1 атм) 2) CO ₂ -N ₂ -He 3) Ne, Ar, Kr, Xe ($\leq 0,4$ атм)	По мнению авторов, в инертных газах, наблюдалось стимулированное излучение
МГУ и ИАЭ (Андряхин В.М., Письменный В.Д. и др., 1968)	Пучок протонов с энергией 3 МэВ	CO ₂ -N ₂ - ^3He (0,013 атм)	Наблюдалось увеличение мощности генерации в 3 раза при облучении пучком протонов газоразрядного CO ₂ -лазера
МГУ и ИАЭ (Андряхин В.М., Письменный В.Д. и др., 1970)	Импульсный реактор ИИН, продукты ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	^3He -Hg (~ 0,5 атм); температура кюветы – 150°C	Наблюдаемая мощность излучения на $\lambda = 615$ нм существенно превышает, по мнению авторов, мощность спонтанного излучения
UF, NASA (Allario F., Rhoads H.S., Schneider R.T., 1971)	Статический реактор, продукты ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	CO ₂ -N ₂ - ^3He (0,008 атм)	Наблюдалось увеличение мощности генерации и КПД в 2 раза при облучении газоразрядного CO ₂ -лазера
UI (Ganley T., Verdeyen J.T., Miley G.H., 1971)	Реактор TRIGA, α -частицы (слой ^{10}B)	CO ₂ -N ₂ -He (≤ 1 атм)	Наблюдалось увеличение мощности генерации газоразрядных CO ₂ -лазеров как при низких, так и при высоких давлениях
ВНИИЭФ (Синянский А.А., Казакевич А.Т. и др., 1971)	Реактор ВИР-2, осколки деления (слой ^{235}U)	1) Ar, Xe ($\leq 0,5$ атм) 2) CO ₂ -(N ₂)-He (≤ 1 атм)	Генерация отсутствовала

1.2. Способы возбуждения лазерных сред. Источники ядерных излучений

Для возбуждения активных сред ЛЯН используются два способа: а) непосредственная или прямая накачка ядерными излучениями – кинетическая энергия ядерных частиц поглощается и преобразуется в лазерное излучение в самой лазерной среде; б) накачка оптическим излучением от промежуточных устройств, которые получили название ядерно-оптических преобразователей или конверторов (ядерно-возбуждаемая плазма, твердотельные и жидкие сцинтилляционные среды). В первом случае область накачки и область, в которой создается инверсная населенность, совпадают, во втором случае они пространственно разделены. В случае газовых ЛЯН используется, как правило, прямая накачка лазерной среды.

Существует еще один метод накачки газовых лазеров с использованием ионизирующих излучений (ядерные частицы, электронные и ионные пучки), в котором эти излучения используются только для предыонизации лазерной среды, а накачка осуществляется газовым разрядом. В этом случае ядерные излучения выполняют вспомогательную функцию – создают условия для последующей, однородной по объему, накачки газовой среды. Такие лазеры, излучающие на переходах молекул CO_2 , CO , XeF и атомов Xe , Ar , не относятся к ЛЯН и не рассматриваются в данной работе. Информацию о них можно найти, например, в книгах [4-8,10,15] и обзорных работах [20,21].

Существуют три основных источника ядерных излучений, которые можно использовать для накачки ЛЯН:

- ядерные взрывные устройства;
- радиоактивные изотопы;
- лабораторные нейтронные источники.

Ядерные взрывные устройства

Ядерные заряды представляют собой устройства однократно-го действия, при срабатывании которых происходит уничтожение как источника ядерной энергии, так и лазерной установки. Благодаря высоким потокам ядерных излучений и короткой длительности импульса (~ 10 нс) при использовании таких устройств можно достичь высоких удельных мощностей накачки $q \sim 10^9$ Вт/см³. На-

качка лазерных сред в этом случае осуществляется, в основном, γ -излучением. Исследования по разработке импульсных ЛЯН с использованием ядерных зарядов проводились в СССР и США до 1987 г., когда был введен запрет на их подземные испытания.

Результаты исследования ЛЯН, возбуждаемых γ -излучением ядерного взрыва, и их возможные применения рассмотрены в монографии [18]. При использовании ядерного заряда со сравнительно невысоким энерговыделением (около 0,5 килотонны тротила) можно осуществить накачку лазера с энергией излучения 0,1-1 МДж и длительностью импульса 5-10 нс [22]. Такие лазеры могут найти применение для решения некоторых проблем инерциального термоядерного синтеза [23]. Например, с их помощью можно определить уровни энергии, которые должны иметь лазерные драйверы для получения тех или иных коэффициентов усиления термоядерной мишени.

Радиоактивные изотопы

При использовании радиоактивных изотопов для накачки ЛЯН возможен лишь непрерывный режим работы с низкими удельными мощностями накачки. Для получения максимальных удельных мощностей накачки нужно применять изотопы с малыми периодами полураспада, что, естественно, снижает время жизни такого лазера. Наиболее подходящими для накачки газовых ЛЯН являются α -активные изотопы ^{210}Po , ^{242}Cm и спонтанно делящийся изотоп ^{252}Cf . Некоторые характеристики этих изотопов приведены в табл. 1.3.

Таблица 1.3. Характеристики радиоактивных изотопов

Изотоп (период полураспада)	Энергия частиц, МэВ	Удельная активность, Ки/г	Удельное энер- говыделение, Вт/г
^{210}Po (138 дней)	5,3 (α -частица)	4490	140
^{242}Cm (163 дня)	6,1 (α -частица)	3300	120
^{252}Cf (2,65 года, α -распад)	6,1 (α -частица)	540	20
	180 (два осколка)	17	11

Расчеты удельной мощности накачки были выполнены для

цилиндрических лазерных кювет с внутренними диаметрами 1-8 см, на внутреннюю поверхность которых нанесены слои изотопов толщиной, равной половине пробега частиц в материале слоя. Расчеты показали, что для изотопов ^{210}Po и ^{242}Cm удельные мощности накачки в зависимости от диаметра кюветы и давления аргона (0,25 и 0,5 атм) изменяются в диапазоне $q = 0,06-0,1 \text{ Вт/см}^3$, а для ^{52}Cf – $q < 0,02 \text{ Вт/см}^3$. При таких малых удельных мощностях накачки возможно, в принципе, достижение порога генерации при использовании лишь наиболее низкопороговых активных сред ЛЯН, например смесей $\text{Ag}(\text{Kr})\text{-Xe}$ (см. раздел 4.1).

Кроме тонких радиоизотопных слоев для возбуждения газовых сред можно, в принципе, использовать газообразные изотопы, например β -излучатели ^{42}Ar , ^{85}Kr и др. В этом случае следует рассматривать газовые среды, основными компонентами которых являются Ar или Kr (например Ar-Xe или Kr-Xe). Однако при использовании изотопов ^{42}Ar и ^{85}Kr удельная мощность накачки невелика ($q \leq 0,001 \text{ Вт/см}^3$), и их можно пока использовать лишь для пре-ионизации активных сред газоразрядных лазеров.

Лабораторные нейтронные источники

Из мощных лабораторных нейтронных источников наиболее распространенными являются ядерные реакторы, с помощью которых был выполнен основной объем исследований по поиску активных сред ЛЯН и изучению их характеристик. Ядерные реакторы являются источниками не только нейтронного излучения, но и γ -излучения, однако для накачки ЛЯН используются нейтроны, так как в этом случае при использовании ядерных реакций можно получить удельный энерговклад в лазерную среду, примерно на два порядка величины превышающий энерговклад за счет γ -излучения.

В экспериментах по исследованию ЛЯН на реакторах непосредственная накачка активных сред осуществляется, как правило, не с помощью нейтронного излучения, а при использовании продуктов экзотермических ядерных реакций, протекающих при взаимодействии нейтронов с ядрами ^{235}U , ^{10}B и ^3He :



Некоторые характеристики этих реакций приведены в табл. 1.4.

Для эффективного возбуждения газовой среды необходимо, чтобы изотопы, взаимодействующие с нейтронами, находились в непосредственном контакте с лазерной средой. При использовании в качестве нейтронных источников ядерных реакторов применяются два основных способа возбуждения лазерных сред (рис.1.1):

1) газообразный изотоп или его соединение (^3He , $^{235}\text{UF}_6$) является составной частью лазерной среды;

2) внутренняя поверхность лазерной кюветы, заполненной газовой смесью, покрывается тонким слоем изотопа (^{10}B , ^{235}U) или его соединением ($^{235}\text{UO}_2$, $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$). В опубликованных к настоящему времени работах используются оба способа.

Таблица 1.4. Ядерные реакции, которые использовались для накачки ЛЯН

Изотоп (энергия реакции, МэВ)	Природный состав изотопов	Сечение реакции для тепловых нейтронов, барн	Продукты реакции	Кинетическая энергия продуктов реакций, МэВ	Пробег продуктов реакций в воздухе при давлении 1 атм, см
^3He (0,76)	^4He (100 %) + + ^3He (0,00014 %)	5400	^1H ^3H	0,57 0,19	1,0 0,2
^{10}B (2,3)	^{11}B (80,4 %) + + ^{10}B (19,6 %)	3800	^4He Li	1,5 0,8	0,9 0,4
^{235}U (168)	^{238}U (99,28 %) + + ^{235}U (0,72 %)	580	Легкий осколок Тяжелый осколок	99 68	2,3 1,8

Из приведенного ниже (раздел 1.4) сравнения эффективностей накачки газовых ЛЯН при использовании изотопов ^3He , ^{235}U и ^{10}B следует, что примерно одинаковые энерговклады в газовые среды можно получить при использовании газообразного изотопа

^3He и тонкого слоя ^{235}U . Максимальные удельные мощности накачки ЛЯН ($q \sim 5 \cdot 10^3$ Вт/см 3 для газовых сред) достигаются в экспериментах на импульсных реакторах с минимальной длительностью импульса ~ 100 мкс. Способ накачки с использованием урана или его соединений интересен тем, что на его основе возможно, в принципе, создание мощных ядерно-лазерных установок (реакторов-лазеров), в активной зоне которых уран используется не только для возбуждения лазерной среды, но и как ядерное топливо.

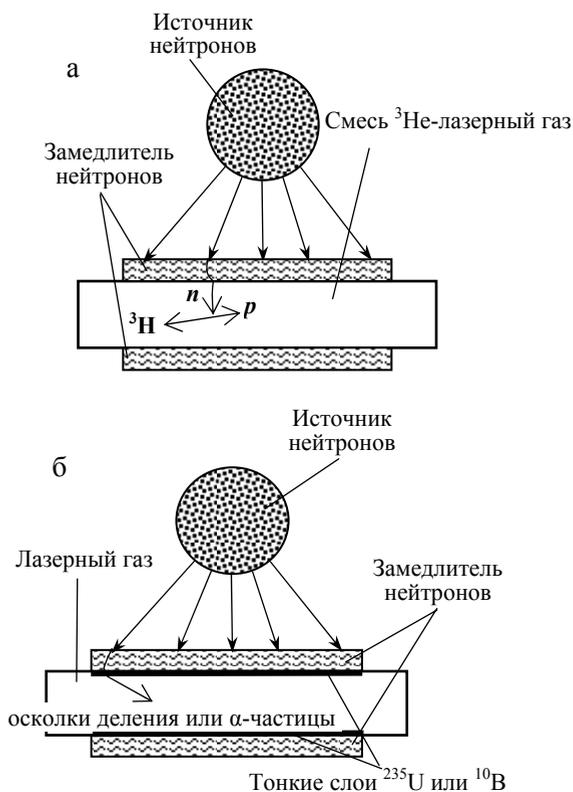


Рис. 1.1. Способы возбуждения газовых сред ЛЯН

Удельная мощность накачки и однородность возбуждения среды зависят от способа накачки, величины нейтронного потока, геометрии и размеров лазерной кюветы, вида ядерных частиц и давления газа.

В случае объемного источника накачки при использовании ^3He неоднородность накачки вызвана поглощением тепловых нейтронов в ^3He и снижением энерговыклада в пристеночной области из-за ухода продуктов реакции (^1H , ^3H) на стенки кюветы.

В случае поверхностного источника накачки область однородного возбуждения определяется поперечным размером лазерной кюветы и длиной пробега осколков деления или α -частиц, которая составляет для различных газов при атмосферном давлении 1-10 см. Результаты расчета энерговыклада для лазерных кювет в виде цилиндра и прямоугольного параллелепипеда с нанесенными на внутреннюю поверхность слоями ^{235}U в зависимости от толщины уранового слоя, размеров лазерной кюветы и давления газа приведены в разделе 1.4. Здесь отметим, что при использовании урановых слоев эффективность поглощения энергии осколков деления в газовой смеси не превышает 50 % (бесконечно тонкий слой) и составляет, как правило, 15-20 % при толщине уранового слоя, равного половине пробега осколка в материале слоя ($\sim 5 \text{ мг/см}^2$).

Как было отмечено выше, в экспериментах с ЛЯН в качестве источников нейтронов использовались, в основном, ядерные реакторы. Среди ядерных реакторов максимально возможными для лабораторных устройств потоками нейтронов обладают импульсные аperiодические реакторы [24] с длительностью импульсов от ~ 50 мкс до ~ 10 мс, которые обеспечивают получение повторяемых и контролируемых вспышек деления атомных ядер. Организация экспериментов с ЛЯН при использовании импульсных реакторов рассмотрена в главе 3.

Кроме аperiодических импульсных реакторов для накачки ЛЯН можно, в принципе, использовать импульсные реакторы периодического действия [25], хотя нейтронные потоки, которые они обеспечивают, примерно в 10-50 раз ниже, чем в случае аperiодических реакторов. В обзорной работе [26] отмечается эксперимент, проведенный в 1985 г. сотрудниками МИФИ и ИОФАН на импульсном периодическом реакторе ИБР-30 (ОИЯИ, г. Дубна). Этот

эксперимент, выполненный с использованием газовых смесей He-Ne-Ar и He-Ar-Xe, не дал положительного результата, что объясняется, по мнению авторов, недостаточно высоким нейтронным потоком (низкой мощностью накачки).

Стационарные ядерные реакторы имеют существенно более низкие нейтронные потоки по сравнению с импульсными реакторами. В исследовательских стационарных реакторах типа ИРТ-2000 и ВВР плотности потоков тепловых нейтронов составляют $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (удельная мощность накачки газовых сред до $\sim 1 \text{ Вт/см}^3$), что недостаточно для исследования большинства ЛЯН, особенно на стадии поиска новых лазерных сред. Поэтому эксперименты на стационарных реакторах были направлены, главным образом, на изучение спектрально-люминесцентных характеристик плазмы и электроионизационных лазеров (см., например, [20]). Следует отметить, что существуют специальные стационарные реакторы типа СМ [27], у которых в центральной полости активной зоны плотности потока тепловых нейтронов достигают $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Однако эксперименты с ЛЯН на реакторе СМ затруднены из-за ограниченного объема пространства с таким высоким нейтронным потоком.

Из других возможных лабораторных источников нейтронов для накачки ЛЯН предлагалось также использовать нейтронное излучение токамаков и устройств на основе плазмы высокой плотности (плазменный фокус, Z-пинч).

В рассмотренных выше вариантах накачки ЛЯН с помощью нейтронных источников применялись ядерные реакции, протекающие при взаимодействии ядер некоторых изотопов с тепловыми нейтронами. При этом для увеличения потока тепловых нейтронов лазерные кюветы окружались замедлителем быстрых нейтронов (оргстекло, полиэтилен, графит). Максимальные давления газовых сред не превышают 5-6 атм, что обусловлено возникновением слишком большой неоднородности накачки с ростом давления из-за сокращения длин пробега продуктов ядерных реакций или ослабления потока тепловых нейтронов. Одним из способов однородной накачки газовых сред при давлениях десятки и сотни атмосфер является использование эффекта упругого рассеяния быстрых нейтронов на атомах (ядрах) среды. В этом случае ионизация и возбуждение газовой среды осуществляются ядрами отдачи. Такой

способ накачки ЛЯН был впервые реализован во ВНИИЭФ [28] и рассмотрен ниже в разделе 4.7.

1.3. Проблемы поиска лазерных сред

Как было отмечено выше, максимальная удельная мощность накачки газовых ЛЯН не превышает $5 \cdot 10^3$ Вт/см³ и достигается в экспериментах с использованием импульсных реакторов при максимально возможных плотностях потока тепловых нейтронов $\sim 10^{17}$ см⁻²·с⁻¹. Такой уровень накачки существенно ниже тех значений, которые можно достичь не только при использовании не только электронных и ионных пучков, но и в импульсном газовом разряде. Это обстоятельство затрудняет поиск лазерных переходов для ЛЯН, особенно в видимой и УФ-областях спектра, так как начальный коэффициент усиления лазерной среды прямо пропорционален λ^2 (λ – длина волны лазерного излучения). Если также учесть, что частота проведения экспериментов на импульсных реакторах не превышает, как правило, один импульс в день (~ 100 импульсов в год), а сами импульсные реакторы являются редкими и опасными установками, то эксперименты по поиску и исследованию активных сред ЛЯН представляют собой достаточно сложную проблему.

Существенную помощь в предварительном отборе и исследовании активных сред для ЛЯН оказывают эксперименты с использованием других, более доступных, безопасных и работающих с высокой частотой источников ионизирующих излучений – сильноточных электронных и ионных ускорителей [29,30]. Как следует из материалов главы 2, кинетика плазменных процессов в лазерных средах, возбуждаемых различными видами ионизирующих излучений (γ -излучение, осколки деления и другие продукты ядерных реакций, быстрые электроны и ионы) практически одинакова, и поэтому лазерные характеристики не зависят от вида ионизирующих частиц.

В настоящее время электронные и ионные ускорители работают в широком диапазоне длительностей импульса от ~ 10 нс до непрерывного режима при энергиях электронов и ионов от $\sim 0,1$ до ~ 100 МэВ. Удельные мощности накачки газовых сред в импульсном режиме могут достигать 10^9 Вт/см³, а в непрерывном режиме –

около 10 Вт/см^3 , что позволяет моделировать накачку ЛЯН в широком диапазоне условий – от стационарных ядерных реакторов до ядерных взрывов.

Из исследований с использованием электронных и ионных пучков, имеющих отношение к ЛЯН, следует отметить пионерскую работу [19], в которой была впервые осуществлена накачка лазеров атмосферного давления на смесях He-Ne, He-Xe, Ne-Xe и Ar-Xe ионизирующими излучениями (в данном случае электронным пучком), а также исследования, выполненные в ФИАН [21,31], Институте сильноточной электроники СО РАН [32] и некоторых других лабораториях России. За рубежом наиболее интересные исследования были выполнены в США, Германии и Нидерландах. Подробное рассмотрение газовых лазеров, возбуждаемых электронными и ионными пучками не является целью данной работы. Тем не менее в последующих разделах при обсуждении характеристик ЛЯН будет привлекаться, если это необходимо, информация, полученная с использованием электронных и ионных пучков.

Некоторую информацию, помогающую осуществлять поиск газовых лазерных сред для ЛЯН (спектроскопические характеристики лазерных переходов, кинетика заселения и «тушения» лазерных уровней), можно получить из результатов люминесцентных исследований. Обзор наиболее значительных работ, относящихся к спектрам люминесценции различных газовых сред при высоком давлении в видимой и ИК-областях спектра при возбуждении ядерными излучениями и пучками быстрых электронов приведен в монографии [18].

1.4. Энерговклад ядерных частиц в лазерную среду

Все известные к настоящему времени газовые ЛЯН, для накачки которых используется нейтронное излучение ядерных реакторов, имеют непрерывные механизмы генерации. Поэтому удельная мощность, поглощенная в лазерной среде, является для них одним из наиболее важных параметров, который определяет возможность достижения порога генерации.

Непосредственное возбуждение газовой среды в ЛЯН происходит в результате торможения ядерных частиц с начальными кинетическими энергиями $\sim 0,01\text{-}100 \text{ МэВ}$. Процессы торможения

высокоэнергетичных заряженных частиц в веществе исследованы достаточно подробно (см., например, [33]) и здесь рассматриваться не будут. На рис.1.2-1.5 приведены данные, позволяющие определить удельную мощность накачки газовых сред при использовании реакций (1.1) и (1.3).

Как показывают расчеты [18], с энергетической точки зрения использование ${}^3\text{He}$ в качестве объемного источника накачки является почти столь же эффективным, как и использование тонких урановых слоев. Действительно, рассмотрим для примера две цилиндрические кюветы одинаковой геометрии. Пусть на внутреннюю поверхность одной из них нанесен слой металлического ${}^{235}\text{U}$ с оптимальной толщиной δ_{U} , равной половине пробега в уране среднего осколка деления, т.е. $\delta_{\text{U}} = 2,8 \cdot 10^{-4}$ см. Кювета заполнена лазерной смесью, не содержащей ${}^3\text{He}$. Тогда полная энергия, передаваемая газу осколками деления в единицу времени равна:

$$W = 2\pi r_1 \delta_{\text{U}} L_c \sigma_f N_{\text{U}} \Phi E_0 \varepsilon, \quad (1.4)$$

где $E_0 = 168$ МэВ – суммарная кинетическая энергия осколков деления ядер урана; L_c – длина кюветы; N_{U} – плотность ядер урана в активном слое; r_1 – внутренний радиус кюветы; ε – эффективность передачи энергии газу осколками деления (отношение энергии, переданной газу осколками, к полной кинетической энергии осколков, выделившейся в урановом слое); σ_f – сечение деления урана нейтронами; Φ – плотность потока нейтронов.

Пусть вторая кювета не имеет уранового покрытия, но заполнена газовой смесью, основным компонентом которой является ${}^3\text{He}$. Полная энергия, выделяемая в газовом объеме этой кюветы в единицу времени составляет

$$W_{\text{He}} = \pi r_1^2 \delta_{\text{U}} L_c \sigma_{\text{He}} N_{\text{He}} \Phi E_{\text{He}} \varepsilon_{\text{He}}, \quad (1.5)$$

где N_{He} – плотность ядер ${}^3\text{He}$; $E_{\text{He}} = 0,76$ МэВ – кинетическая энергия продуктов реакции (1.1); ε_{He} – эффективность передачи энергии продуктов этой реакции газу; σ_{He} – сечение этой реакции. Из равенств (1.4), (1.5) имеем:

$$\frac{W_{\text{He}}}{W} = \frac{r_1}{2\delta_{\text{U}}} \cdot \frac{\sigma_{\text{He}}}{\sigma_f} \cdot \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{U}}} \cdot \frac{E_{\text{He}}}{E_0} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{He}}}{\varepsilon}.$$

Для проведения сравнительной оценки положим, что основным компонентом газовой смеси в первой кювете является ${}^4\text{He}$ и

давление газа в обеих кюветах составляет $p_0 = 2$ атм; поперечный размер кюветы $r_1 = 1$ см. При таких соотношениях давления (которое при температуре 300 К соответствует плотности атомов гелия $N_{\text{He}} = 5,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и поперечного размера кюветы ослабление потока нейтронов за счет взаимодействия с ^3He невелико и при оценках им можно пренебречь. С другой стороны, принятое соотношение радиуса и давления для газового лазера, возбуждаемого осколками деления и не содержащего ^3He , близко к оптимальному и $\varepsilon = 0,16$ (рис.1.4). При указанных параметрах $\varepsilon_{\text{He}} \approx 0,5$ (рис.1.3). Полагая для тепловых нейтронов $\sigma_f = 5,8 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$; $\sigma_{\text{He}} = 5,4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, а также учитывая, что $N_{\text{U}} = 4,8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (металлический уран), из последнего равенства находим $W_{\text{He}}/W \approx r_1 \varepsilon_{\text{He}} \approx 0,5$. Из данного результата следует, что в обоих случаях энергоклады могут быть сравнимы по величине. Следует отметить, что при использовании реакции (1.1) в качестве основного компонента (буферного газа) лазерной смеси необходимо применять ^3He , что ограничивает возможности выбора газовых смесей. При использовании реакций (1.2), (1.3) такой недостаток отсутствует.

Полная энергия, передаваемая газу в единицу времени продуктами реакции (1.2), равна:

$$W_{\text{B}} = 2\pi r_1 \delta_{\text{B}} L_c \sigma_{\text{B}} N_{\text{B}} \Phi E_{\alpha} \varepsilon_{\text{B}}, \quad (1.6)$$

где $E_{\alpha} = 2,38$ МэВ – кинетическая энергия α -частиц; N_{B} – плотность ядер ^{10}B в активном слое; δ_{B} – толщина слоя бора; ε_{B} – эффективность передачи энергии газу α -частицами; σ_{B} – сечение реакции (1.2). Из равенств (1.4), (1.6) находим:

$$\frac{W}{W_{\text{B}}} = \frac{\delta_{\text{U}} \varepsilon \sigma_f N_{\text{U}} E_0}{\delta_{\text{B}} \varepsilon_{\text{B}} \sigma_{\text{B}} N_{\text{B}} E_{\alpha}}. \quad (1.7)$$

Появившаяся в результате реакции (1.2) α -частица может вылететь из слоя бора в газовую смесь только в том случае, если она образовалась на расстоянии от границы с газом, не превышающем длины свободного пробега в материале этого слоя. Поэтому максимальная эффективная толщина слоя бора не превышает длины свободного пробега α -частицы и равна $\delta_{\text{B}} \approx 0,6 \cdot 10^{-4}$ см при плотности ядер $N_{\text{B}} = 1,4 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Максимальное значение эффективности энергоклада, как уже указывалось ранее, не превосходит 50 %, т.е. $\varepsilon_{\text{B}} < 0,5$. Пусть лазерные кюветы с ураном и бором по геомет-

рии и составу газовой смеси полностью идентичны рассмотренной выше кювете. Тогда с учетом того, что для тепловых нейтронов $\sigma_B = 3,8 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, получим $W/W_B > 5$. Преимущество использования урановых слоев очевидно.

Существенным моментом является тот факт, что сечение поглощения тепловых нейтронов изотопами ^3He и ^{10}B очень велико. Поэтому размещение лазерных кювет с подобными источниками возбуждения ЛЯН в активной зоне ядерного реактора может привести к ощутимому уменьшению запаса его реактивности, а в некоторых случаях к переходу реактора в подкритическое состояние. При использовании же кювет со слоями ^{235}U последние могут выполнять одновременно роль топливных элементов активной зоны реактора.

Рассмотрим более подробно результаты расчетов, позволяющих определить энерговыход в газовую среду для реакций (1.1) и (1.3), которые чаще всего применялись в экспериментах.

При использовании реакции (1.1) возбуждение лазерной среды осуществляется протонами и ионами трития, имеющими кинетическую энергию соответственно 0,57 и 0,19 МэВ. В этом случае применяются, как правило, двойные газовые смеси $^3\text{He-B}$ (давление смеси – 0,5-1,5 атм; концентрация лазерной примеси B – 1-10 %). Длины пробега протона и иона трития в ^3He при давлении 1 атм составляют соответственно 4,9 и 0,9 см. Расчеты удельного энерговыхода в газовую среду при использовании реакции (1.1) для цилиндрической кюветы были выполнены в работах [34,35]. Расчеты показали, что для каждого значения давления существует оптимальный поперечный радиус кюветы. При размерах меньше оптимального становятся велики потери продуктов реакции (1.1) на стенках кюветы. При размерах больше оптимального начинает сказываться «выедание» нейтронного потока в направлении от границы кюветы в глубь газового объема. Некоторые результаты расчетов приведены на рис.1.2 и рис.1.3. Следует отметить, что модель [35] позволяет проводить расчеты для различных нейтронных спектров при использовании более точных закономерностей торможения заряженных частиц. Отличия результатов расчетов в этих двух работах для случая моноэнергетического потока тепловых нейтронов составляют 10-15 % (рис.1.2).

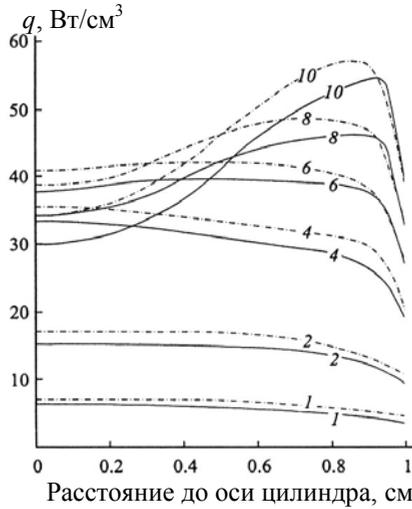


Рис.1.2. Зависимость удельной мощности накачки от расстояния до оси цилиндрической кюветы для плотности потока тепловых нейтронов $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (радиус кюветы 1 см, энергия нейтронов 0,0252 эВ). Штрихпунктирные кривые – результаты работы [34], сплошные – работы [35]; цифры у кривых – давление ^3He в атмосферах

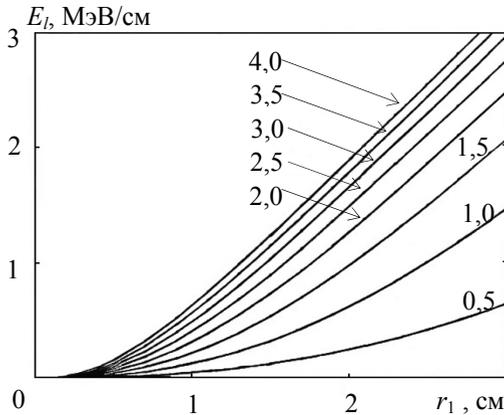


Рис.1.3. Полная поглощенная энергия E_l на единицу длины бесконечной цилиндрической трубки в зависимости от ее радиуса r_1 при флюенсе тепловых нейтронов 1 см^{-2} [34]. Цифры у кривых – давление ^3He в атмосферах

Для возбуждения активных смесей ЛЯН с помощью реакции (1.3) используются тонкие слои ^{235}U или его соединений, нанесенные на металлические подложки или внутренние поверхности лазерных кювет. В этом случае эффективность передачи энергии газовой среде ϵ , которая представляет собой отношение энергии, поглощенной в газовой среде, к энергии, выделившейся в урановом слое, не может превышать 50 %, так как один из образовавшихся осколков деления поглощается в подложке (для бесконечно тонкого слоя при высоком давлении газа $\epsilon = 50$ %). При использовании урановых слоев для оптимальных давлений активной среды $\epsilon = 10-20$ %.

При проведении исследований, связанных с разработкой ЛЯН и изучением их характеристик, возникает потребность в определении как полной энергии, поглощенной в рабочей газовой смеси, так и пространственного распределения энерговыклада по объему газа. Количественные данные такого рода позволяют оценить и оптимизировать характеристики лазера. К таким характеристикам относятся КПД генерации, пороговая мощность накачки, оптимальное давление, пространственно-временная структура оптических неоднородностей и т.п.

Величина как полной энергии, поглощенной в газовой смеси, так и удельного энерговыклада в каждой точке зависят от геометрии лазерного канала, состава и плотности смеси, состава и толщины уранового слоя. Обычно ЛЯН, возбуждаемые осколками деления, имеют форму протяженного кругового цилиндра либо прямоугольного канала. В первом случае активный делящийся материал тонким слоем ($\delta_{\text{U}} = 1-10$ мкм) нанесен на внутреннюю поверхность цилиндрического корпуса лазера. Во втором – на две противоположные внутренние поверхности канала.

В случае тонких урановых слоев расчеты энерговыклада в газовой среде ЛЯН, выполненные с помощью метода Монте-Карло [36] и аналитическим методом [37], полностью совпадают. Во всех работах, посвященных расчетам энерговыклада при торможении в газе тяжелых ионов, в том числе и осколков деления, зависимость энергии E_i тормозящейся частицы заданной массы от пройденного пути x представляется в виде:

$$E_i = E_{i0}(1-x)^n, \quad (1.8)$$

где E_{i0} – начальная энергия частицы.

Показатель степени n может принимать значения 1, 3/2 или 2. Линейный закон ($n = 1$) обычно используется для описания торможения легких ионов: протонов, α -частиц. К осколкам деления он применяется редко. Для описания торможения осколков деления чаще всего используют $n = 2$ и $n = 3/2$. Наиболее адекватным для осколков деления считается «квадратичный» закон торможения ($n = 2$), который и используется в большинстве работ.

На рис.1.4 и рис.1.5 представлены результаты расчета эффективности поглощения кинетической энергии осколков деления в газовой среде для цилиндрического и плоского урановых слоев. На рисунках введены обозначения: ε – отношение кинетической энергии осколков деления, поглощенной в газовой смеси, к полной их кинетической энергии, выделившейся в урановом слое; $D_0 = d/R_0$ – приведенный поперечный размер газового объема (d – диаметр в случае цилиндрического уранового слоя или толщина газа в случае плоского слоя); $D_1 = \delta_U/R_1$ – приведенная толщина урансодержащего слоя.

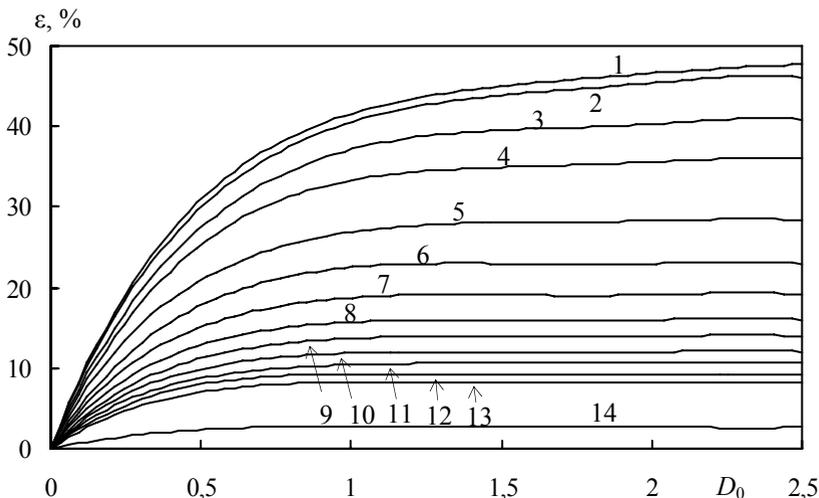


Рис.1.4. Эффективность бесконечного цилиндрического уранового слоя в зависимости от приведенного диаметра цилиндра для $D_1 = 0,001$ (1); 0,01 (2); 0,05 (3); 0,1 (4); 0,2 (5); 0,3 (6); 0,4 (7); 0,5 (8); 0,6 (9); 0,7 (10); 0,8 (11); 0,9 (12); 1,0 (13); 3,0 (14)

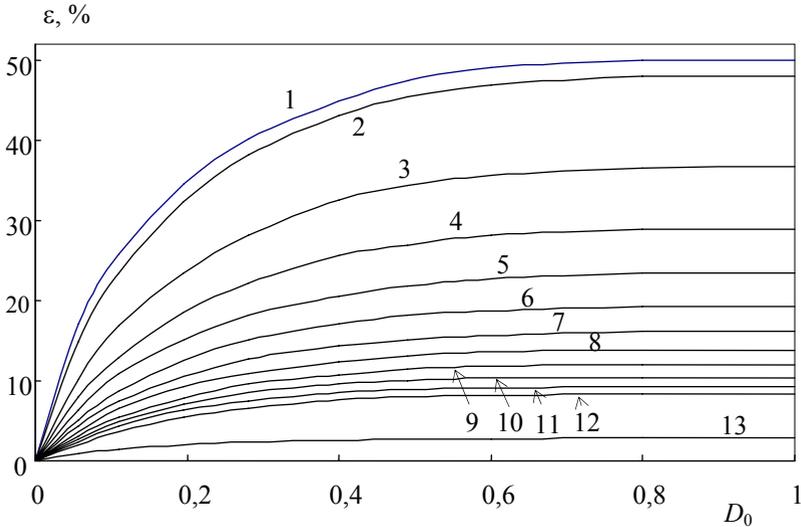


Рис.1.5. Эффективность бесконечного плоского уранового слоя в зависимости от приведенной толщины газового слоя для $D_1 = 0,001$ (1); $0,01$ (2); $0,1$ (3); $0,2$ (4); $0,3$ (5); $0,4$ (6); $0,5$ (7); $0,6$ (8); $0,7$ (9); $0,8$ (10); $0,9$ (11); $1,0$ (12); $3,0$ (13)

Пробеги осколков деления урана в некоторых веществах приведены в табл. 1.5. Для характеристики массового спектра осколков деления часто используют приближение, в котором принимается, что при делении ядра ^{235}U тепловыми нейтронами образуются два осколка, легкий и тяжелый, которые имеют средние величины масс соответственно 96, 140 а.е.м. и кинетических энергий 100, 68 МэВ. Для определения пробегов осколков деления R в различных средах можно использовать эмпирическое соотношение [36]:

$$R \text{ (мг/см}^2\text{)} = (0,0391 + 0,0202 A_s/Z_s^{1/2}) \cdot E_f^{2/3}, \quad (1.9)$$

где A_s и Z_s – массовое число и заряд атомов среды, E_f (МэВ) – начальная кинетическая энергии осколка. Иногда для расчетов применяют более простое соотношение, которое позволяет определить так называемый средний пробег \bar{R} без разделения осколков на легкие и тяжелые [36]:

$$\bar{R} \text{ (мг/см}^2\text{)} = 0,755 + 0,388 A_s \cdot Z_s^{-1/2}. \quad (1.10)$$

Таблица 1.5. Пробеги осколков деления ^{235}U в некоторых средах

Среда	Плотность при нормальных условиях, г/см ³	Масса осколка	Пробег осколка, мг/см ²		
			Эксперимент [37]	Расчет по (1.9)	Расчет по (1.10)
He	$1,78 \cdot 10^{-4}$	Средний легкий	1,3	2,10	1,85
		Средний тяжелый	1,1	1,63	
Ne	$9,00 \cdot 10^{-4}$	Средний легкий	–	3,65	3,21
		Средний тяжелый	–	2,82	
Ar	$1,78 \cdot 10^{-3}$	Средний легкий	4,4	5,02	4,41
		Средний тяжелый	3,9	3,88	
Kr	$3,71 \cdot 10^{-3}$	Средний легкий	7,4	7,04	6,19
		Средний тяжелый	5,7	5,44	
Xe	$5,85 \cdot 10^{-3}$	Средний легкий	8,6	8,73	7,67
		Средний тяжелый	6,7	6,74	
Al	2,7	Средний легкий	4,0	4,16	3,66
		Средний тяжелый	3,5	3,22	
U	18,7	Средний легкий	12,6 (макс. пробег)	11,7	10,3
		Средний тяжелый		9,02	
UO ₂	10,0-10,9	Средний легкий	8,0-8,7	9,04	7,94
		Средний тяжелый		6,98	
U ₃ O ₈	7,3	Средний легкий	10,0 (макс. пробег)	8,45	7,42
		Средний тяжелый		6,53	

Таким образом, при использовании урановых слоев эффективность поглощения кинетической энергии осколков деления в газовой среде на практике не превышает 20 %. Применение газообразного (при сравнительно невысоких температурах) соединения $^{235}\text{UF}_6$ позволяет, в принципе, получить эффективность поглощения в газовой смеси до 100 %. Для одной из смесей ($^{235}\text{UF}_6\text{-He}$) были выполнены расчеты энерговклада в зависимости от давления смеси, концентрации $^{235}\text{UF}_6$ и радиуса лазерной кюветы [38]. Однако поиск газовых сред с ядерной накачкой на основе $^{235}\text{UF}_6$ пока не дал положительного результата из-за высоких скоростей «тушения» возбужденных атомов молекулами UF_6 .

Основным методом экспериментального определения энерговклада в газовые среды ЛЯН является измерение скачка давления в газовой кювете в процессе импульса накачки. Для этих целей используются, например, индуктивные дифференциальные малогабаритные датчики давления типа ДМИ, с помощью которых можно измерять статическое и импульсное давление в диапазоне 0-10 атм. Принцип действия датчика заключается в изменении индуктивного сопротивления катушек в результате деформации мембраны под действием давления. Давление в кювете $p(t)$ связано со средним удельным энерговкладом $E(t)$ простым соотношением:

$$p(t) = p_0 + (\gamma - 1)E(t), \quad (1.11)$$

где p_0 – начальное давление в кювете, γ – постоянная адиабаты газа.

Из сравнения расчетных и экспериментальных данных следует, что измеренный в экспериментах энерговклад меньше расчетного примерно в 1,5-2 раза. Подробный анализ причин несоответствия расчетных и экспериментальных данных по энерговкладу, выполнен в монографии [18]. Причинами полученного в экспериментах занижения эффективности энерговклада являются: отток тепла от разогреваемого осколками газа к металлическим подложкам урановых слоев и стенкам экспериментальных кювет (~ 25%); неоднородность толщины и шероховатость реальных слоев (~ 10%); снижение энерговклада за счет краевых эффектов (5-15%).

1.5. Оптические неоднородности и их влияние на лазерные характеристики

Поперечные размеры ЛЯН сопоставимы с длиной свободного пробега осколка деления в газовой смеси. Поэтому распределение удельного энерговклада в поперечном направлении является неоднородным и зависит заметным образом от поперечных координат. Размеры лазеров в направлении оптической оси системы многократно превосходят длину свободного пробега осколков деления в используемых смесях. Это означает, что в подавляющей части объема лазерного канала продольное распределение удельного энерговклада определяется лишь формой продольных распределений плотности газа и потока нейтронов, которыми облучается лазер.

Нарушение оптической однородности лазерной среды, связанное с неоднородным распределением энерговклада по активному объему и последующими газодинамическими процессами, может привести к появлению дополнительных рефракционных потерь в резонаторе или даже к изменению устойчивости резонатора и, соответственно, к снижению энергетических лазерных характеристик и увеличению расходимости лазерного луча. Возможно, что эти обстоятельства являются главной причиной наблюдавшихся в некоторых экспериментах с ЛЯН на основе инертных газов с большим атомным весом (например, Аг или Кг) лазерных импульсов в виде нерегулярной последовательности пиков, причем в некоторых случаях наблюдался полный срыв генерации, а затем ее восстановление. На рис.1.6 показана осциллограмма одного из таких экспериментов на импульсном реакторе ТИБР-1М с длительностью импульса на половине высоты около 0,8 мс.

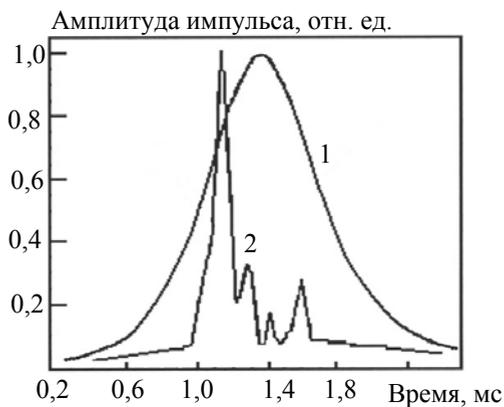


Рис.1.6. Осциллограммы реакторного импульса (1) и импульса генерации (2) в инфракрасном ЛЯН на смеси Кг-Хе (200:3) при давлении 1 атм с цилиндрическим урановым слоем

В настоящее время ЛЯН работают в квазинепрерывном или непрерывном режимах в зависимости от длительности возбуждения. В первом случае эксперименты проводились без прокачки газовой среды через активный объем, во втором – такая прокачка необходима для нормальной работы ЛЯН.

Оптические неоднородности в ЛЯН без прокачки газа

В экспериментах на импульсных реакторах при длительностях нейтронных импульсов 0,05-50 мс ЛЯН работали в квазинепрерывном режиме при отсутствии прокачки газовой среды. Подробные исследования динамики развития оптических неоднородностей в He, Ne, Ar, которые являются основными газовыми компонентами ЛЯН, были выполнены на импульсном реакторе ВИР-2М. Обзор этих исследований выполнен в работах [18,39]. В экспериментах использовались два типа лазерных кювет: а) кювета с плоскими урановыми слоями длиной 200 см, расстоянием между слоями 2 см и толщиной слоя окиси-закиси ^{235}U около 3 мг/см^2 ; б) кювета с цилиндрическим урановым слоем диаметром 2,7 см, длиной 57 см и толщиной слоя окиси-закиси ^{235}U около 7 мг/см^2 .

Экспериментальные исследования оптических неоднородностей сопровождалась расчетами (см. монографию [18]), в которых динамика газа описывалась системой уравнений, включающей уравнения движения и непрерывности, уравнение энергии с учетом переноса тепла и уравнение состояния. Для проверки справедливости основных положений расчетной модели были выполнены расчеты эволюции пространственных распределений плотности газа для кювет с цилиндрическими и плоскими урановыми слоями. Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными.

В качестве примера на рис.1.7 приведены данные для гелия в случае цилиндрического уранового слоя. Расчет выполнен для условий экспериментов на реакторе ВИР-2М с длительностью нейтронного импульса около 3 мс. Исследования показали, что оптические неоднородности, развивающиеся в кюветах с цилиндрическим урановым слоем и плоскими урановыми слоями (в сечении, перпендикулярном плоскости слоев) при длительностях накачки ≤ 10 мс, приводят к образованию в большей части активного объема положительной газовой линзы. Для условий экспериментов на реакторе ВИР-2М фокусное расстояние такой линзы составляет 2-13 м.

Показатель преломления связан с плотностью газа простым соотношением:

$$n(r,t) = 1 + C[\rho(r,t)/\rho_0], \quad (1.12)$$

где ρ_0 – начальная плотность газа, C – константа. Как показывают исследования, поведение показателя преломления на большей части кюветы довольно хорошо описывается параболической зависимостью

$$n(r,t) = n(0,t) - \alpha(t)r^2, \quad (1.13)$$

где $\alpha(t)$ – зависящий от времени коэффициент параболы. Такая форма распределения показателя преломления позволяет, в принципе, осуществлять корректировку волнового фронта посредством применения относительно простых оптических элементов.

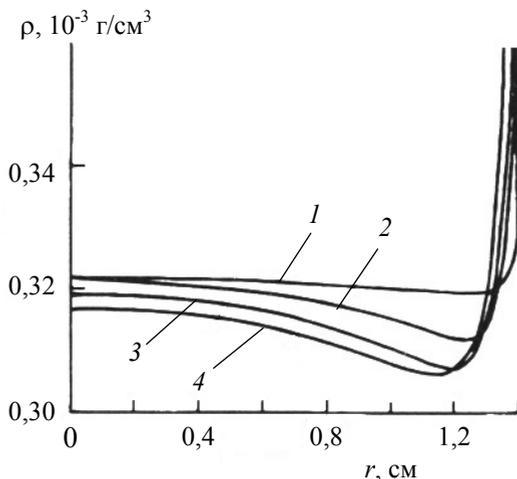


Рис.1.7. Распределение плотности по радиусу цилиндрического уранового слоя в различные моменты времени при возбуждении гелия при давлении 2 атм осколками деления: 1 – 6 мс, 2 – 8 мс, 3 – 10 мс, 4 – 12 мс (диаметр уранового слоя 28 мм)

Из рис.1.7 видно, что вблизи поверхности уранового слоя (стенки кюветы) за счет теплопередачи от нагретого газа холодной стенке формируется область с повышенной плотностью газа. В ряде работ эта область получила название пассивной или «мертвой» зоны. Здесь возникает отрицательная газовая линза, которая может привести к существенным потерям лазерного излучения, так как попадающие в эту область световые лучи отклоняются на стенки кюветы. Ширина этой области со временем увеличивается по закону

$$r_T \sim \sqrt{at}, \quad (1.14)$$

где a – коэффициент температуропроводности ($a \sim 1 \text{ см}^2/\text{с}$ для инертных газов). При $t = 10 \text{ мс}$ получаем $r_T \sim 1 \text{ мм}$, что существенно меньше диаметра кюветы, который в данном случае составляет 28 мм. При переходе к непрерывному режиму работы с временами $\geq 0,1 \text{ с}$ размер «мертвой» зоны может охватывать весь активный объем ЛЯН, поэтому для такого режима необходима прокачка газа.

Более подробные данные по сравнению расчетных и экспериментальных результатов приведены в табл. 1.6 (E_1/E_0 – отношение удельного энерговклада на расстоянии $r = 1 \text{ см}$ от оси кюветы к его значению при $r = 0$; Δp_m – максимальный прирост давления в кювете; $\chi(0,t)$ – относительная плотность на оси кюветы в момент времени $t = 10 \text{ мс}$).

Таблица 1.6. Сопоставление экспериментальных и расчетных характеристик для кюветы с цилиндрическим урановым слоем [18,39]

Газ		He				Ar			Ne
$p_0, \text{ атм}$		1	2	3	5	0,25	0,5	1	1
E_1/E_0	Экспер.	1,11	1,33	1,43	2,5	1,11	1,43	2,5	1,67
	Расчет	1,10	1,21	1,45	3,1	1,10	1,22	2,15	1,41
$\Delta p_m, \text{ атм}$	Экспер.	0,30	0,51	–	0,69	–	–	0,74	0,61
	Расчет	0,34	0,58	0,68	0,65	0,41	0,68	0,83	0,72
$\chi(0,t)$ $t = 10 \text{ мс}$	Экспер.	0,94	0,97	0,98	1,03	0,79	0,87	1,16	0,945
	Расчет	0,96	0,99	1,01	1,04	0,97	1,04	1,19	0,959

Оптимальное давление газовой смеси должно быть таким, чтобы поперечный размер лазерной кюветы составлял примерно 0,5 от длины пробега осколка в этой смеси для ЛЯН с плоскопараллельным расположением урановых слоев. Так, при расстоянии между плоскими слоями 2 см для лазерных сред на основе гелия, неона, аргона оптимальные давления составляют соответственно 2,5; 0,8 и 0,6 атм. Использование более высоких давлений приводит к незначительному увеличению энерговклада (на 20-30 %) и к неоправданному росту оптических неоднородностей в несколько раз. Для кюветы с цилиндрическим слоем урана оптимальный диаметр равняется примерно 0,6 от длины пробега осколка в газе.

Газодинамические процессы в ЛЯН с прокачкой газа

Как показали многочисленные исследования оптических неоднородностей газовых сред, необходимым условием получения непрерывной генерации с длительностью ≥ 1 с является организация прокачки газа, при которой его полная смена в активном объеме ЛЯН осуществляется за время $\sim 0,01$ с. Не менее важным фактором, требующим прокачки газовой смеси, является разогрев газа. Так, при потоке тепловых нейтронов около 10^{14} см⁻²·с⁻¹ удельная мощность накачки гелия ($p_0 = 2$ атм), заполняющего цилиндрическую лазерную кювету с внутренним радиусом 1 см, при толщине активного слоя металлического урана 3 мкм составляет ~ 10 Вт/см³. При таких условиях в случае непрерывного возбуждения и в отсутствии смены газа температура активной среды увеличится до $\sim 10^4$ К в течение 1 с.

Одним из способов непрерывной смены газа могла бы явиться продольная прокачка (в направлении оптической оси каналов). Однако из требования сохранения баланса тепла для лазерного канала с непрерывным потоком газа следует, что необходимая скорость прокачки в этом случае должна составлять $u_0 \sim 100$ м/с. При поперечных размерах лазерного канала 1 см указанные скорости соответствуют числам Рейнольдса $Re = u_0 d / \nu \geq 10^4$ (где ν – коэффициент кинематической вязкости газа). Эти значения Re заметно превосходят критическое значение $Re_c \approx 2200$, при котором ламинарный режим течения переходит в турбулентный, что может отрицательно сказаться на оптическом качестве активной среды. Поэтому во ВНИИЭФ рассматривается, в основном, поперечная прокачка газовых сред [18,39], что позволяет снизить скорость прокачки до ~ 10 м/с.

ЛЯН с поперечной прокачкой газа представляет собой набор лазерных ячеек с плоскими урановыми слоями шириной около 10 см, разделенных теплообменниками (радиаторами). Поперечный разрез одной ячейки показан на рис.1.8. Прокачка газа осуществляется перпендикулярно к оптической оси лазера, при этом газ последовательно проходит через ячейку и радиатор, а затем попадает в следующую ячейку. Таким образом может быть организована цепочка лазерных ячеек, связанных единым газовым контуром.

Режим прокачки газа вносит свои особенности в характер возникающих оптических неоднородностей. Для ЛЯН с плоскими урановыми слоями и поперечной прокачкой газа распределение плотности газа и, как следствие, показателя преломления существенно двумерно. Характер оптических неоднородностей в плоскости, перпендикулярной к урановым слоям, определяется, как и в случае неподвижного газа, параболической зависимостью показателя преломления (за исключением зоны теплообмена), причем крутизна параболы растет вниз по потоку. Распределение показателя преломления в плоскости, параллельной урановому слою, определяется скоростью движения газа, удельной мощностью накачки и имеет вид оптического клина. При увеличении скорости прокачки газа размер клина уменьшается, при росте мощности накачки – увеличивается.

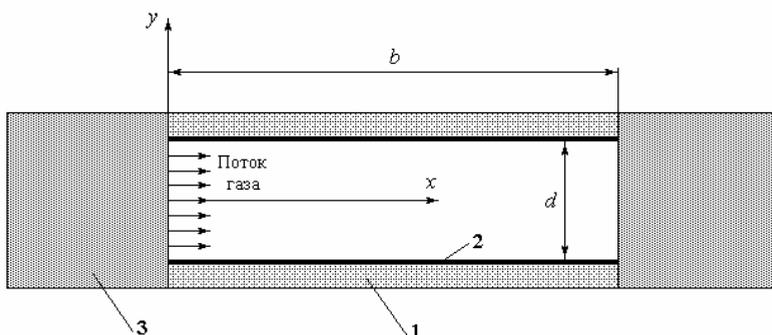


Рис. 1.8. Поперечный разрез лазерной ячейки: 1 – металлическая подложка; 2 – слой урана; 3 – радиатор

На выходе из радиатора может происходить возмущение газового потока. При использовании радиаторов пластинчатого типа на выходе из радиатора возникают вихревые образования в результате процессов теплообмена в лазерной ячейке. Для снижения этого эффекта необходимо уменьшить размер и интенсивность вихревых структур в газе на выходе радиатора.

Глава 2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЫ

В газовых ЛЯН заселение лазерных уровней происходит в результате процессов, происходящих в низкотемпературной плазме высокого давления, образованной ионизирующими излучениями. Иногда такую плазму называют ядерно-возбуждаемой плазмой.

Плазма, образующаяся при торможении в газе атмосферного давления высокоэнергетичных заряженных частиц, является термодинамически неравновесной. Плазму такого типа, где концентрация электронов существенно превышает свое равновесное значение, называют переохлажденной или рекомбинационной [12,40]. В ядерно-возбуждаемой плазме (в отличие от газоразрядной плазмы с ионизационным типом неравновесности) большинство электронов имеют энергии, близкие к тепловой, и ключевую роль в кинетике заряженных частиц играют рекомбинационные процессы.

2.1. Начальная стадия ионизационных процессов в газовых средах

Зависимость процессов ионизации от вида заряженных частиц

Для воздействия на газовую среду используют различные виды ионизирующих излучений – осколки деления ядер урана и трансурановых элементов, α -частицы, γ -кванты, быстрые электроны и протоны. В случае γ -квантов ионизацию газа вызывают быстрые электроны, возникающие в результате комптоновского рассеяния, фотоэффекта и эффекта образования пар. На начальной стадии ионизационных процессов различают первичную ионизацию при непосредственном взаимодействии заряженной частицы с атомами среды и вторичную ионизацию при взаимодействиях атомов среды с электронами, образованными в результате первичной ионизации.

Процесс ионизации атома можно рассматривать как бинарное столкновение налетающей заряженной частицы с одним из электронов оболочки атома [33]. Из-за большой разницы в массах тяжелых заряженных частиц (например, осколка деления) и электрона только сравнительно небольшая доля энергии осколка может

быть передана орбитальному электрону, поэтому спектр электронов, возникающий при первичной ионизации тяжелыми частицами, является более мягким по сравнению с аналогичным спектром, образующимся при ионизации газа быстрыми электронами. В качестве примера на рис.2.1 показаны спектры электронов при первичной ионизации неона осколками деления урана и быстрыми электронами с начальной энергией 1 МэВ [41]. Хотя оба спектра имеют максимумы в области низких энергий, в спектре, образованном быстрыми электронами, присутствует заметная доля электронов с энергиями до ~ 10 кэВ. Средняя энергия электронов, образующихся в неоне в результате первичной ионизации быстрыми электронами и осколками деления, равняется 150 эВ и 40 эВ соответственно. Как результат, в случае осколков деления вторичные электроны могут дать дополнительно в среднем один-два акта ионизации, тогда как в случае быстрых электронов – от пяти до десяти актов ионизации [42]. Информация о средней энергии электронов при первичной ионизации осколками деления для других инертных газов согласуется с приведенными выше данными для неона. Средние энергии электронов при первичной ионизации He, Ar, Kr и Xe осколками деления равняются 60, 44, 41 и 35 эВ соответственно.

Несмотря на перечисленные особенности первичной ионизации тяжелыми и легкими заряженными частицами, отличия в радиационном воздействии на газовую среду различных видов ионизирующих частиц не существенны, так как конечный результат такого воздействия представляет собой комбинированный эффект первичной и вторичной ионизации. Это обстоятельство подтверждается приведенными ниже данными, из которых следует, что функция распределения электронов по энергиям и энергетическая цена образования ион-электронной пары в различных газах практически не зависят от вида заряженных частиц. То же самое заключение можно сделать из анализа спектров люминесценции газовых сред и характеристик газовых ЛЯН, которые не зависят от вида заряженных частиц. В связи с этим для расчета характеристик ЛЯН, возбуждаемых тяжелыми заряженными частицами и быстрыми электронами, используются одни и те же кинетические модели.

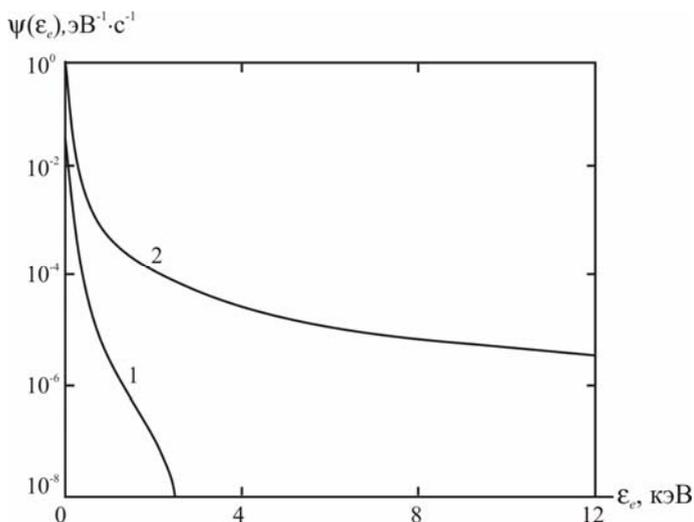


Рис.2.1. Нормированные спектры электронов в неоне при первичной ионизации осколками деления урана (1) и быстрыми электронами с начальной энергией 1 МэВ (2) [41]

Трековая структура плазмы

Одна из особенностей ядерно-возбуждаемой плазмы, которая может оказать влияние на характеристики газовых ЛЯН, связана с образованием треков или колонок ионизации при прохождении через газы высокого давления тяжелых заряженных частиц, например, осколков деления. Это приводит к неоднородной ионизации газовой среды и, как следствие, может повлиять на процессы заселения лазерных уровней в ЛЯН. В зависимости от параметров газовой среды поперечные размеры треков составляют 1-10 мкм, а характерное время жизни трека или время установления однородной ионизации за счет диффузии – 0,1-1 мкс. Степень влияния трековой структуры на характеристики ядерно-возбуждаемой плазмы зависит от типа ионизирующих частиц, удельной мощности накачки, вида и давления газа. Неоднородность ионизации, вызванная образованием треков, будет наиболее существенной в следующих случаях: а) при ионизации газа осколками деления и другими тяжелыми ионами; б) для газов высокого давления с большой атомной

массой; в) при низких удельных мощностях накачки, когда отсутствует перекрытие треков.

Влияние трекового характера ионизации газа на рекомбинационные процессы исследовалось в работе [43], где были измерены коэффициенты рекомбинации для ^3He , ^4He и смесей $^3\text{He}-\text{CO}_2$, $\text{Ar}-\text{N}_2$ при ионизации γ -квантами, продуктами ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ и осколками деления ^{235}U . В первом случае ионизационная камера облучалась γ -квантами ^{60}Co , в двух остальных – нейтронным излучением стационарного ядерного реактора при плотности потока нейтронов $\leq 10^{10} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$. Результаты этих измерений для нескольких давлений газовых сред показаны в табл. 2.1.

Таблица 2.1. Сравнение коэффициентов рекомбинации газовых сред при разных способах ионизации [43]

Способ ионизации	Газовая среда	Давление, атм	Коэффициент рекомбинации, $\text{см}^3/\text{с}$	
			Продукты нейтронных реакций	γ -кванты
Газ ^3He ; реакция $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ (кинетическая энергия продуктов реакции – 0,76 МэВ)	^3He	1	$5,4\cdot 10^{-7}$	$5,4\cdot 10^{-7}$
		6	$2,0\cdot 10^{-6}$	$1,8\cdot 10^{-6}$
		10	$3,0\cdot 10^{-6}$	$2,9\cdot 10^{-6}$
	$^3\text{He}-\text{CO}_2$ (2 %)	1	$1,8\cdot 10^{-5}$	$1,8\cdot 10^{-5}$
		10	$1,7\cdot 10^{-5}$	$1,8\cdot 10^{-5}$
Тонкий слой $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$; реакция $^{235}\text{U}(n,f)$ (кинетическая энергия осколков деления – 176 МэВ)	^4He	1	$2,4\cdot 10^{-6}$	–
		10	$5,1\cdot 10^{-6}$	$1,6\cdot 10^{-6}$
	$\text{Ar}-\text{N}_2$ (5 %)	1	$3,6\cdot 10^{-5}$	$9,2\cdot 10^{-6}$

Из сравнения приведенных в табл. 2.1 данных следует, что при ионизации ^4He (10 атм) и смеси $\text{Ar}-\text{N}_2$ (1 атм) осколками деления урана коэффициенты рекомбинации в 3-4 раза выше, чем при ионизации γ -квантами. Именно в этих двух случаях проявляется трековая структура плазмы и имеет место так называемая колонная рекомбинация. Важным результатом работы [43] является также вывод о том, что колонная рекомбинация становится заметной при ионизационных потерях $\theta_i \geq 10^7$ пар ионов/см. Оптимальные давления буферных газов, при которых работают газовые ЛЯН, составляют $p_{\text{He}} \leq 3$ атм, $p_{\text{Ne}} \leq 1$ атм и $p_{\text{Ar}} \leq 0,5$ атм (см. раздел 1.5). При

таких давлениях $\theta_i \leq 10^6$ пар ионов/см и влияние трековой структуры плазмы на рекомбинационные процессы будет незначительным.

Флуктуация концентраций компонентов плазмы, вызванная трековой структурой, может оказать некоторое влияние на характеристики ЛЯН, возбуждаемых осколками деления, если заселение верхних лазерных уровней происходит за счет быстрых процессов перезарядки, например в случае ЛЯН на смеси He-Cd [26]. При накачке осколками деления лазеров на переходах атомов инертных газов влиянием трековой структуры плазмы можно, по-видимому, пренебречь, так как время жизни треков значительно меньше, чем характерные времена рекомбинационных процессов.

При высоких удельных мощностях накачки происходит перекрытие треков и трековая структура плазмы исчезает. Оценки показывают, что для гелия при давлении 1 атм перекрытие треков происходит при удельных мощностях накачки $q \geq 2$ Вт/см³.

Кинетика ионизации газа

Ионизация газа на начальной стадии осуществляется непосредственно заряженными частицами и вторичными электронами. Качественная картина энергетического распределения электронов в газе показана на рис.2.2 [44] (f_e – функция распределения электронов по энергиям, ε_e – энергия электронов). Весь диапазон энергии электронов можно разбить на три области:

1. Область ионизационного каскада $V_i < \varepsilon_e < \varepsilon_0$ (ε_0 – начальная энергия частицы, V_i – потенциал ионизации атомов или молекул газа), в которой энергия электронов достаточна для ионизации частиц газа и расходуется на ионизацию и возбуждение частиц.

2. Область $I_m < \varepsilon_e < V_i$ (I_m – минимальный порог электронных или колебательных возбуждений), в которой энергия электронов уменьшается, в основном, за счет возбуждения электронных и колебательных состояний частиц газа. В этой области, как и в предыдущей, электроны теряют энергию сравнительно большими «порциями», равными или превышающими I_m (для гелия $I_m = 19,8$ эВ – энергия наиболее низко расположенного состояния 2^3S ; для молекулярных газов I_m существенно ниже и может составлять ~ 1 эВ).

3. В подпороговой области ($\varepsilon_e < I_m$) электроны теряют энергию небольшими «порциями» за счет упругих соударений с части-

цами газа, причем доля энергии, теряемая электроном в одном столкновении, равна $\delta_{ea} = 2m_e/M_a$ (m_e , M_a – массы электрона и атома). Такой процесс иногда называют термализацией электронов.

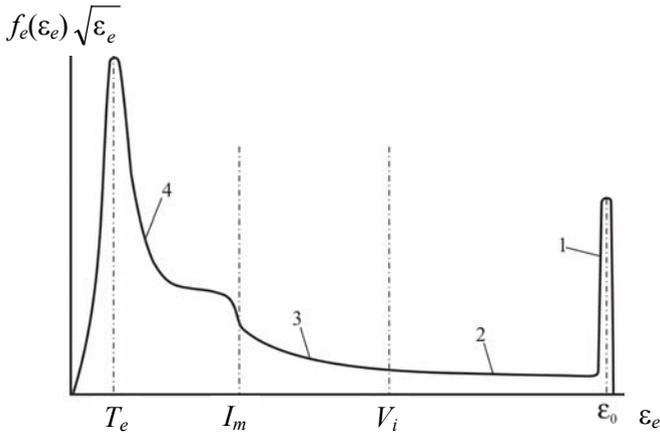


Рис.2.2. Качественный вид функции распределения электронов по энергиям в газе [44]: 1 – первичные электроны источника; 2 – электроны ионизационного каскада; 3 – электроны в области неупругого возбуждения; 4 – тепловые и подпороговые электроны

Оценка характерного времени потери энергии электронами в высокоэнергетической области ($\epsilon_e > I_m$) для газов атмосферного давления дает $\tau_{nel} \sim (u_e \sigma_{ex} [A])^{-1} \sim 0,1$ нс [40], где $u_e \sim 10^8$ см/с – скорость электрона, $\sigma_{ex} \sim 10^{-17}$ см² – характерное сечение для неупругих процессов, $[A]$ – концентрация частиц газа. В работе [45] методом Монте-Карло выполнены расчеты времени τ_{ex} , необходимого для замедления первичных электронов совместно с вторичными электронами ионизационного каскада от начальной энергии ϵ_0 до I_m . Это время было вычислено для He, Ne, Ar, Kr и Xe в предположении, что импульс электронного пучка представляет собой δ -функцию в момент времени $t = 0$ (рис.2.3). Расчеты показывают, что τ_{ex} увеличивается с ростом ϵ_0 и для $\epsilon_0 = 1$ МэВ при атмосферном давлении τ_{ex} изменяется от 25 нс (ксенон) до 250 нс (гелий). Следует отметить, что время замедления вторичных электронов (τ_s), которые имеют более низкие энергии и, соответственно, более высокие сечения неупругого взаимодействия с атомами газа, суще-

ственно ниже, чем τ_{ex} , и составляет $\tau_e \geq 0,01$ нс·атм [45]. Именно такие времена реализуются, когда быстрые электроны возбуждают газовый объем с небольшими размерами (порядка нескольких сантиметров).

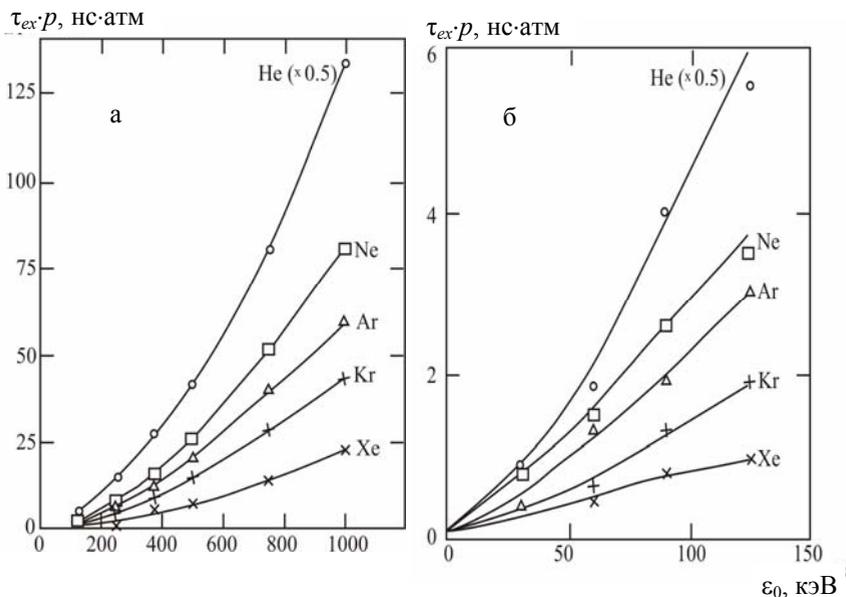


Рис.2.3. Зависимость произведения $\tau_{ex} \cdot p$ (τ_{ex} – промежуток времени, необходимый для замедления первичных электронов совместно с вторичными электронами от начальной энергии ϵ_0 до I_m , p – давление газа) от начальной энергии электронного пучка ϵ_0 для He, Ne, Ar, Kr, Xe: а – $150 \text{ кэВ} \leq \epsilon_0 \leq 1 \text{ МэВ}$; б – $\epsilon_0 \leq 125 \text{ кэВ}$ [45]. Для гелия значения $\tau_{ex} \cdot p$ следует увеличить в два раза

Расчеты высокоэнергетической части f_e для аргона ($\epsilon_e > I_m = 11,6$ эВ) показали, что стационарное распределение устанавливается достаточно быстро за времена $\leq 0,1$ нс после включения электронного пучка [46]. Время установления стационарного распределения увеличивается с ростом начальной энергии электронов: от $\sim 0,001$ нс при $\epsilon_0 = 1$ кэВ до $\sim 0,1$ нс при $\epsilon_0 = 1$ МэВ. Эти результаты согласуются с выполненными в работе [47] расчетами временной эволюции $f_e(\epsilon_e > I_m)$ при $\epsilon_0 = 10$ кэВ для неона (4 атм) и

ксенона (1 атм). Время выхода на стационарный режим для ксенона примерно на порядок величины ниже, чем для неона, и составляет $\sim 0,001$ нс, что объясняется более высокими сечениями неупругих процессов.

Для электронов с энергиями $\varepsilon_e < I_m$ механизм потери энергии связан с процессами упругого рассеяния на частицах газа. Характерное время такого процесса потерь энергии $\tau_{el} \sim (u_e \sigma_{el} \delta_{ea} [A])^{-1}$, где $u_e \sigma_{el} \sim 10^{-9}$ см³/с – константа скорости упругого процесса, для инертных газов [40]. При средней энергии плазменных электронов $\bar{\varepsilon}_e \sim 1$ эВ и атмосферном давлении $\tau_{el} \geq 100$ нс, что существенно превышает τ_{nel} . Измерения характерных времен процессов термализации электронов при начальной энергии 0,5 эВ и температуре газа $T_g = 300$ К, выполненные с помощью микроволновой методики, показали, что для для Ag (0,4 атм), Kr (0,15 атм) и Xe (0,14 атм) произведение $\tau_{el} p$ (p – давление газа) равняется соответственно 1050, 240 и 260 нс·атм. Экспериментальные данные для He и Ne при начальной энергии электронов около 1 эВ и $T_g = 300$ К, составляют 4,8 и 120 нс·атм соответственно.

Время установления стационарного распределения f_e в подпороговой области $\varepsilon_e < I_m$ значительно превышает аналогичное время для высокоэнергетичной области. Из результатов расчетов $f_e(\varepsilon_e < I_m)$, полученных при решении нестационарного кинетического уравнения Больцмана для He, Ne, Ar и Xe в случае ионизации электронными пучками, следует, что время выхода на стационарный режим при атмосферном давлении составляет 5-10 нс.

Функция распределения электронов по энергиям в подпороговой области существенно определяется частотой электрон-электронных соударений, которая связана со степенью ионизации плазмы $\zeta = n_e/[A]$ (n_e – концентрация электронов). Из представленных на рис.2.4 данных [48] для смеси Ne-Xe-HCl следует, что влияние электрон-электронных соударений на формирование функции распределения электронов по энергиям очень велико даже при сравнительно невысокой удельной мощности возбуждения $q = 2$ кВт/см³ ($\zeta \leq 10^{-6}$). Сложная структура приведенного на рис.2.4 распределения, вычисленного без учета электрон-электронных соударений, объясняется влиянием колебательного возбуждения молекул HCl.

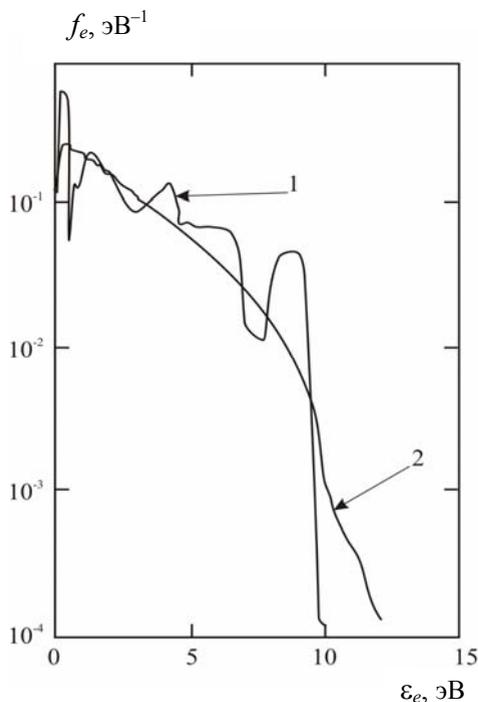


Рис.2.4. Результаты расчета [48] стационарного распределения электронов по энергиям низкоэнергетической области спектра для смеси Ne-Xe-HCl (596:3:1) при давлении 4,9 атм, возбуждаемой электронным пучком, без учета (1) и с учетом (2) электрон-электронных соударений ($q = 2 \text{ кВт/см}^3$)

При низкой степени ионизации плазмы функция распределения электронов по энергиям в подпороговой области ($\epsilon_e < I_m$) может отличаться от максвелловского распределения. Для установления максвелловского распределения медленных электронов по энергиям с температурой T_e необходимо, чтобы частота электрон-электронных соударений существенно превышала частоту потери энергии при упругих электрон-атомных соударениях. Это условие можно записать следующим образом [40]:

$$\zeta = \frac{n_e}{[A]} \gg \frac{m_e}{M_a} \frac{\sigma_{ea} \bar{\epsilon}_e^2}{e^4 \Lambda}, \quad (2.1)$$

где σ_{ea} – сечение упругого рассеяния электронов на атомах; e – заряд электрона; Λ – кулоновский логарифм. Для гелия, который часто используются в газовых смесях ЛЯН в качестве буферного газа, $\sigma_{ea} \sim 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $\bar{\epsilon}_e \sim 0,5 \text{ эВ}$; $\Lambda \sim 10$; $m_e/M_a = 1,4 \cdot 10^{-4}$ и, следовательно-

но, $\zeta \gg 10^{-6}$. Отметим, в экспериментах на импульсных реакторах для ЛЯН атмосферного давления $q \leq 5$ кВт/см³ и степень ионизации $\zeta < 10^{-5}$. Поэтому условие (2.1) выполняется лишь в случае максимально возможных для ЛЯН мощностей накачки.

При расчетах функций распределений электронов по энергиям использовались различные методы: модель непрерывного замедления, в которой предполагается, что быстрый электрон теряет энергию в процессе замедления непрерывным образом; моделирование процессов размена энергии электронов методом Монте-Карло, а также численное решение кинетического уравнения Больцмана. Модель непрерывного замедления применима, в основном, для расчета спектров электронов с энергиями $\varepsilon_e > I_m$, а для точного определения спектров в области подпороговых и тепловых энергий необходимо численное решение кинетического уравнения Больцмана.

Для анализа кинетики плазменных процессов в ЛЯН наиболее интересна информация о функциях распределения электронов по энергиям для He, Ne или Ar, так как именно эти газы используются в качестве основного компонента почти во всех известных газовых ЛЯН. Следует отметить, что все данные, относящиеся к функциям распределения электронов по энергиям в инертных газах, получены расчетным путем за исключением работы [49], где с помощью спектроскопических и зондовых измерений определены функции распределения для He и Ar при возбуждении осколками деления ²³⁵U (рис.2.5, рис.2.6) в диапазоне давлений 0,03-1 атм ($q \sim 0,01$ Вт/см³ при давлении 1 атм, $n_e \sim 10^{11}$ см⁻³, $\zeta \sim 10^{-8}$). Для сравнения на рис.2.5 показаны также результаты расчета [50] для гелия, возбуждаемого α -частицами.

Расчетные или экспериментальные данные по функциям распределения электронов по энергиям в неоне при возбуждении ядерными частицами нам неизвестны.

Информация о функциях распределения электронов по энергиям для плазмы, возбуждаемой электронными пучками, более обширна. Расчеты методом Монте-Карло для He, Ar и Xe в диапазоне начальных энергий электронов $\varepsilon_0 = 20-10000$ эВ показали, что функция распределения электронов по энергиям в подпороговой области ($\varepsilon_e < 20$ эВ) не зависит от ε_0 при $\varepsilon_0 > 300$ эВ [51].

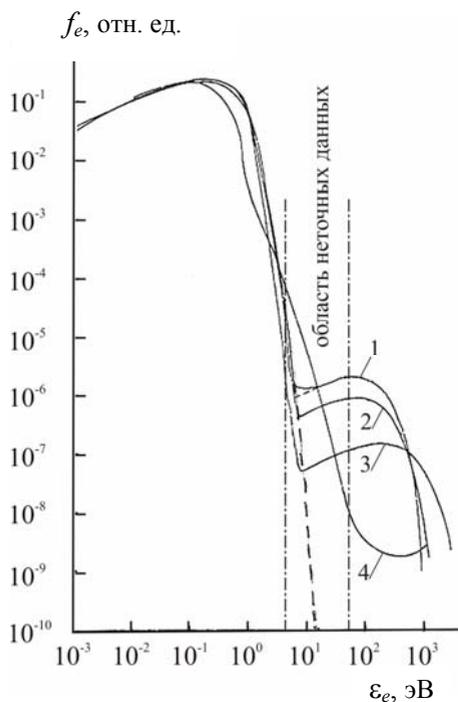


Рис.2.5. Функция распределения электронов по энергиям в гелии при возбуждении осколками деления [49]: давление гелия $p_{\text{He}} = 0,07$ атм (1); $0,13$ атм (2) и 1 атм (3). Кривая 4 – результаты расчета [50] при возбуждении гелия α -частицами. Пунктирная линия – максвелловское распределение

Функция распределения электронов по энергиям для Ag ($p_{\text{Ag}} = 3$ атм) при возбуждении электронным пучком длительностью 5 нс и $\epsilon_0 = 200$ кэВ ($q = 1,5$ МВт/см³; $n_e = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $\zeta = 2,5 \cdot 10^{-5}$) показана на рис.2.7 [52]. Из приведенных данных следует, что для электронов с $\epsilon_e < 10$ эВ функция распределения электронов примерно совпадает с максвелловским распределением. Это обстоятельство более отчетливо иллюстрируется данными на рис.2.8, где приведено отношение функции распределения электронов к максвелловскому распределению для трех разных давлений Ag [52]. При более высоких ϵ_e эти распределения отличаются: количество электронов в области $\epsilon_e = 10$ -30 эВ меньше, а для $\epsilon_e > 30$ эВ больше по сравнению с максвелловским распределением. Из сравнения данных рис.2.6 и рис.2.7 можно сделать заключение, что вид функций рас-

пределения для аргона при существенно отличающихся условиях возбуждения примерно одинаков.

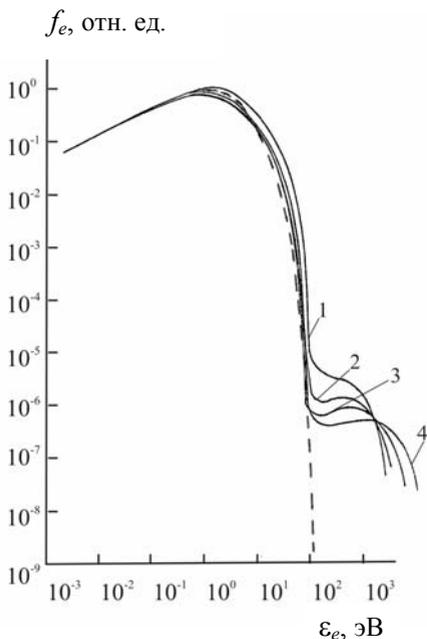


Рис.2.6. Функция распределения электронов по энергиям в аргоне при возбуждении осколками деления [49]. Давление аргона $p_{Ar} = 0,4$ атм (1); 0,6 атм (2); 0,8 атм (3) и 1 атм (4). Пунктирная линия – максвелловское распределение

Расчет функции распределения электронов по энергиям для Ne был выполнен в работах [47,48] для следующих условий: пучок электронов с $\varepsilon_0 = 200$ кэВ, $p_{Ne} = 4$ атм, $q = 200$ кВт/см³, $n_e \approx 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\zeta \approx 5 \cdot 10^{-6}$. Для неона (как и для аргона) функция распределения электронов в области малых энергий ($\varepsilon_e < I_m$) также совпадает с максвелловским распределением, а при $\varepsilon_e > 40$ эВ количество электронов существенно превышает равновесное значение (рис.2.9).

Из приведенных выше данных следует, что в том диапазоне условий, в которых исследованы газовые ЛЯН атмосферного давления в экспериментах на импульсных реакторах при возбуждении продуктами ядерных реакций ($q \leq 5$ кВт/см³, $\zeta \leq 10^{-5}$), функция распределения электронов по энергиям состоит из двух частей. В подпороговой области $\varepsilon_e < I_m$ сосредоточено основное количество плазменных электронов, и их распределение по энергиям является близким к максвелловскому с некоторой характерной температу-

рой $T_e = 2 \int \epsilon_e \sqrt{\epsilon_e} f_e(\epsilon_e) d\epsilon / 3k = 2 \bar{\epsilon}_e / 3k$. Функция распределения электронов по энергиям в области $\epsilon_e < I_m$ практически не зависит от вида заряженных частиц. Низкоэнергетичные электроны этой области участвуют в процессах, имеющих большое значение в кинетике заселения и релаксации лазерных уровней ЛЯН: электрон-ионная рекомбинация, «тушение» возбужденных состояний, процессы прилипания к электроотрицательным атомам и молекулам, возбуждение и ионизация при соударениях с частицами газа, находящимися в возбужденных состояниях.

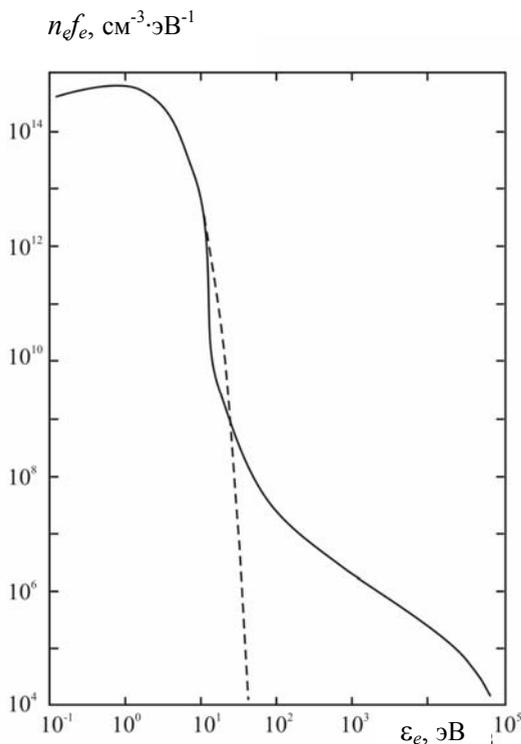


Рис.2.7. Функция распределения электронов по энергиям в аргоне ($p_{\text{Ar}} = 3$ атм) при возбуждении пучком быстрых электронов с $\epsilon_0 = 200 \text{ кэВ}$ через 5 нс после включения пучка [52]. Пунктирная линия – максвелловское распределение при $T_e = 1,5 \text{ эВ}$

a_{fm} , ОТН. ЕД.

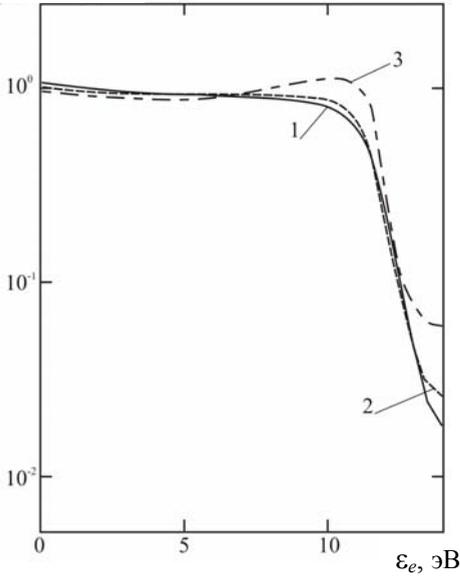


Рис.2.8. Отношение a_{fm} функции распределения электронов по энергиям к максвелловскому распределению при давлениях аргона 1 (1), 3 (2) и 10 (3) атм [52]. Условия возбуждения такие же, как на рис.2.7

$n_e f_e$, $\text{см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$

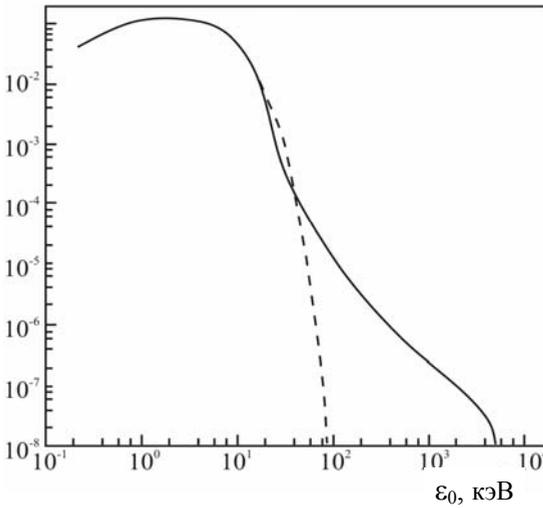


Рис.2.9. Стационарная функция распределения электронов по энергиям в неоне ($p_{\text{Ne}} = 4$ атм) при возбуждении пучком быстрых электронов с $\epsilon_0 = 200$ кэВ [47,48]. Пунктирная линия – максвелловское распределение при $T_e = 4,6$ эВ

При $\varepsilon_e > I_m$ функция распределения резко снижается вследствие эффективных неупругих электрон-атомных соударений и отличается от максвелловского распределения. Электроны в этой области практически не участвуют в рекомбинационных процессах, а сама эта область является источником, поставляющим электроны в подпороговую область.

2.2. Образование ионов и возбужденных атомов на начальной стадии ионизации

Ионы и возбужденные атомы могут возникать как в результате столкновения первичной заряженной частицы с атомами газа, так и при столкновении атомов среды с вторичными электронами. Для отдельного определения вклада первичных и вторичных процессов в образование ионов и возбужденных атомов обычно используются расчетные методы.

Результаты расчета [53] энергии, которая затрачена на образование ионов, возбужденных атомов и подпороговых электронов при возбуждении гелия ($p_{\text{He}} = 0,53$ атм) протонным пучком с энергией 4 МэВ, показаны на рис.2.10. В качестве исходной рассматривалась поглощенная энергия на длине пробега протона 1 см, которая составляла 9,1 кэВ. Из приведенных на рис.2.10 данных видно, что доля первичной ионизации составляет 52 %, а доля возбужденных атомов, образованных в результате первичных процессов, – 31 %. По данным работы [42], доля первичной ионизации для Ne и Xe составляет 15-20 % при возбуждении пучком быстрых электронов и 30-50 % при возбуждении осколками деления. Это отличие авторы [42] объясняют более жестким спектром электронов, образующихся в результате первичной ионизации электронным пучком.

Единственной, по-видимому, работой, в которой экспериментально определено соотношение первичных и вторичных неупругих процессов, является работа [54], где с помощью спектроскопической методики изучались процессы возбуждения в гелии под действием осколков деления урана. Отношение r_{je} числа возбужденных атомов, образованных непосредственно осколками деления, к числу возбужденных атомов, образованных вторичными электронами ионизационного каскада, показано на рис.2.11. При давлении гелия 25 мм рт. ст. отношение $r_{je} \approx 1$, а при давлении 100

мм рт. ст. вклад вторичных электронов в образование возбужденных атомов гелия примерно в два раза выше, чем осколков деления. При давлениях гелия около 1 атм вкладом осколков деления в непосредственное образование возбужденных атомов можно пренебречь.

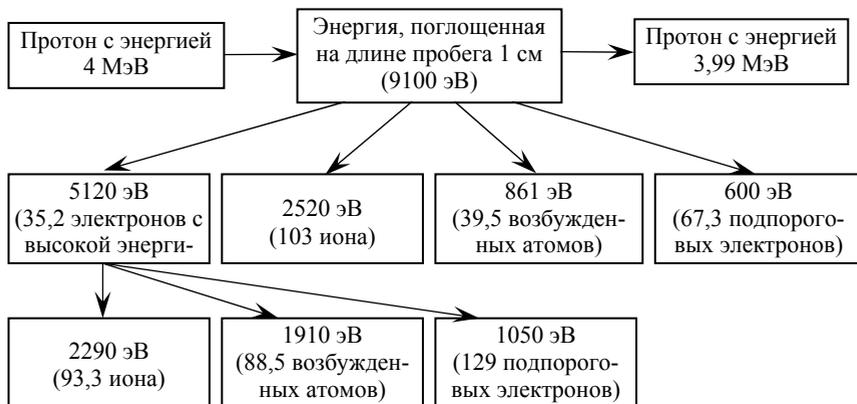


Рис.2.10. Каналы преобразования поглощенной энергии при возбуждении гелия ($p_{\text{He}} = 0,53$ атм) протонным пучком с энергией 4 МэВ [53]

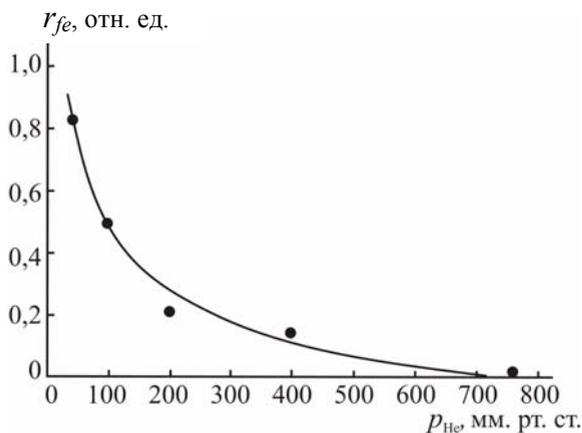


Рис.2.11. Зависимость r_{fe} от давления гелия [54]

Для характеристики скоростей неупругих процессов ионизации и возбуждения в газовых средах часто используют энергетическую цену элементарного процесса. Энергетическая цена j -го неупругого процесса, происходящего с частицей газа вида s , представляет собой отношение удельной мощности возбуждения к частоте происходящих актов этого процесса [55]:

$$w_{sj} = \frac{q}{[A_s] \int_{E_{sj}}^{\infty} \sigma_{sj}(\varepsilon) \sqrt{2\varepsilon/m_e} f_e(\varepsilon) d\varepsilon}, \quad (2.2)$$

где $[A_s]$ – концентрация атомов вида s ; σ_{sj} , E_{sj} – сечение и энергетический порог j -го неупругого процесса. Выражение (2.2) применимо для определения энергетических цен ионизации и возбуждения как в случае однокомпонентных газовых сред, так и газовых смесей.

Наиболее простым способом определения энергии, которая расходуется на ионизацию и возбуждение атомов, является использование полуэмпирической формулы Платцмана [56], связывающей энергетическую цену образования пары ион-электрон w_i с потенциалом ионизации атома V_i :

$$w_i = E_i + (N_x/N_i)E_x + E_e = 1,71V_i, \quad (2.3)$$

где $E_i = 1,06V_i$ – средняя энергия, затраченная на ионизацию; $E_x = 0,85V_i$ – средняя энергия, затраченная на возбуждение; $E_e = 0,31V_i$ – средняя кинетическая энергия подпорогового электрона; $N_x/N_i = 0,4$ – отношение числа возбужденных к числу ионизованных атомов, которое для всех инертных газов примерно одинаково.

Выражение (2.3) было получено для инертных газов, возбуждаемых α - и β -частицами. Для осколков деления значение w_i несколько выше, чем для α - и β -частиц. В этом случае формула Платцмана имеет тот же вид, однако отношение $N_x/N_i = 0,53$ и $w_i = 1,82V_i$. Используя w_i , можно определить скорости образования ионов f^+ и возбужденных атомов f^* в единице объема:

$$f^+ = q/w_i, \quad f^* = (N_x/N_i)f^+, \quad (2.4)$$

где q – удельная мощность накачки газовой среды.

В табл. 2.2 приведены результаты расчета w_i по формуле (2.3) для легких частиц и осколков деления, результаты численных расчетов при ионизации инертных газов электронными пучками, а также результаты экспериментов по ионизации инертных газов α -, β -частицами и осколками деления урана, а также расчетные данные для N_x/N_i . Таблица заимствована из монографии [18], где приведены ссылки на оригинальные работы.

Таблица 2.2. Энергетическая цена образования пары ион-электрон в инертных газах (в эВ) и отношение числа возбужденных к числу ионизованных атомов (N_x/N_i)

Инертный газ		He	Ne	Ar	Kr	Xe
Потенциал ионизации V_i , эВ		24,6	21,6	15,8	14,0	12,1
Расчет по формуле (4.3)	Легкие частицы $w_i = 1,71V_i$, эВ	42,1	36,9	27,0	23,9	20,1
	Осколки деления $w_i = 1,82V_i$, эВ	44,8	39,3	28,8	25,5	22,0
Численные расчеты (по данным разных работ)	Электронный пучок	46,8	36,5	27,3	23,6	20,9
		45,9	38	25,4		22
		46,2	38,5	25	21	22,2
		46,0	36,1	26,1	24,3	22,3
		46,4	36,6	26,0	24,0	21,7
	Протонный пучок	46,4	—	—	—	—
Эксперименты (по данным разных работ)	β -частицы ^{14}C и ^{63}Ni	42,3	36,6	26,4	24,2	22,0
	α -частицы ^{210}Po и ^{239}Pu	42,7	36,8	26,4	24,1	21,9
		46,0		26,4		
	α -частицы ^{241}Am	—	—	26,5	23,9	21,0
Осколки деления ^{235}U	—	39,2	28,2	—	—	
N_x/N_i (по данным разных работ)		0,65	0,45	0,51	0,53	0,60
		0,64		0,44		
		0,66	0,54	0,45	0,32	0,38
		0,68	0,55	0,57	0,56	0,70
		0,54	0,51	0,32	0,39	0,51
		0,77	0,33	0,52	0,55	0,60

Из данных табл. 2.2 можно сделать следующие выводы:
а) точные численные расчеты и расчеты по формуле (2.3) значений w_i согласуются между собой с погрешностью не хуже 10 %;
б) α - и β -частицы практически эквивалентны друг другу с точки зрения энергетических затрат на образование ион-электронной па-

ры (отношение $w_i(\alpha)/w_i(\beta) = 1$ с точностью не хуже $\pm 2\%$ [56]); в) значение w_i для осколков деления на 6-7% больше, чем для легких частиц; г) максимальный разброс между результатами разных авторов наблюдается для отношения N_x/N_i , что связано, по-видимому, с отличиями в сечениях возбуждения, которые использовались в расчетах.

Для расчетов кинетики плазмы и характеристик ЛЯН необходимо знать не только доли энергии, которые тратятся на ионизацию и возбуждение, но и распределение поглощенной энергии по возбужденным состояниям. Первоначальные спектры возбужденных состояний в газах, возбуждаемых ядерными излучениями, определялись, как правило, расчетным путем, причем достоверность и точность расчетов зависела, в первую очередь, от используемых в расчетах значений сечений возбуждения.

Из выражения (2.2) видно, что расчет энергетических цен процессов тесно связан с точностью определения $f_e(\epsilon_e)$ в области неупругих электрон-атомных взаимодействий ($\epsilon_e > I_m$). Поскольку в этой области форма распределения электронов по энергиям практически не зависит от энергии первичных электронов (см., например, данные [46] для аргона), то важным практическим следствием является отсутствие энергетической зависимости для w_{sj} в широком диапазоне значений энергий электронов. Отсутствие энергетической зависимости цены образования пары ион-электрон w_i наблюдалось также в экспериментах на ранних стадиях исследования [56], в которых показано, что такая закономерность справедлива с точностью $\pm 2\%$ для β -частиц в диапазоне энергией 5-60 кэВ.

В качестве примера на рис.2.12 показана зависимость количества ионов и возбужденных атомов на 100 эВ поглощенной энергии ω_{sj} ($\omega_{sj} = 100/w_{sj}$) от начальной энергии электронов, полученная в результате расчетов [51] методом Монте-Карло для He, Ar и Xe. Для всех трех газов ω_{sj} и, следовательно, w_{sj} перестают зависеть от ϵ_0 , если $\epsilon_0 \geq 500$ эВ.

Наиболее полная информация об энергетических ценах неупругих процессов получена в результате расчетов для однокомпонентных газовых сред. Ниже в табл. 2.3-2.7 приведены расчетные данные для He, Ne, Ar, Kr и Xe соответственно (E_{sj} – пороговая энергия). В расчетах [53] предполагалось, что газовая среда (гелий) возбуждалась протонным пучком с энергией 4 МэВ, во всех ос-

тальных работах – электронными пучками с начальной энергией 1-2 кэВ.

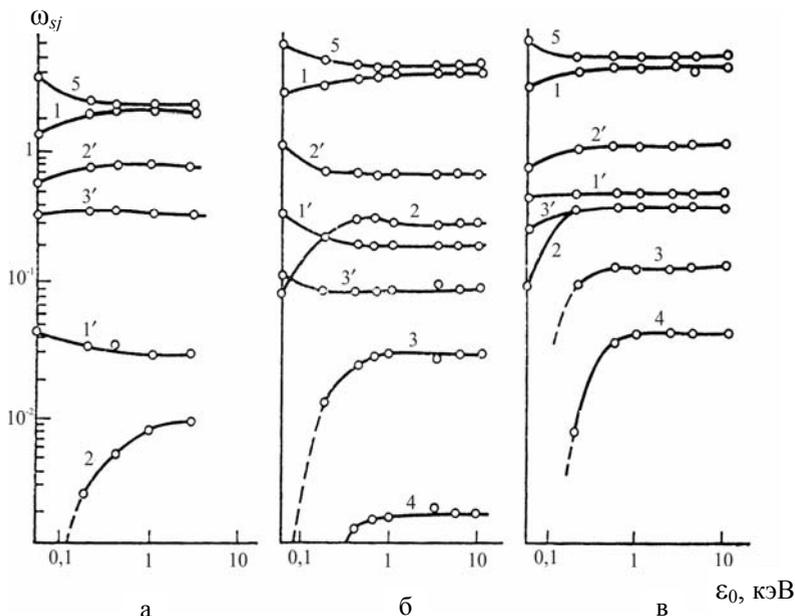


Рис.2.12. Зависимость количества ионов и возбужденных атомов на 100 эВ поглощенной энергии ω_{sj} от начальной энергии электронов ϵ_0 в гелии (а), аргоне (б) и ксеноне (в) [51]: 1, 2, 3, 4 – ионы A^+ , A^{2+} , A^{3+} , A^{4+} соответственно; 5 – подпороговые электроны; $1'$, $2'$, $3'$ – возбужденные состояния атомов гелия ($1'$ – 2^1S и 2^3S ; $2'$ – 2^1P и 2^3P ; $3'$ – 3^1S , 3^1P , 3^1D , 3^3P и 3^3D), аргона ($1'$ – $4s$; $2'$ – $4s'$; $3'$ – $5s$, $3d$, $5s'$ и $3d'$) и ксенона ($1'$ – $6s$; $2'$ – $6s'$, $6p$, $5d$; $3'$ – более высокие уровни)

Наиболее подробные сведения об образовании возбужденных состояний на начальной стадии процессов взаимодействия первичной частицы и вторичных электронов с газовой средой получены для гелия, так как для него существует достаточно подробная информация о сечениях неупругих процессов. Из приведенных в табл. 2.3 данных можно определить, что около 50 % возбужденных атомов He образуется в состоянии 2^1P .

Это согласуется с результатами работы [58], в которой на основе анализа спектров люминесценции и кинетики плазменных процессов сделано заключение о том, что большинство первона-

чально возбужденных атомов He^* образуется в состояниях n^1P , причем половина из них – в состоянии 2^1P . Основными каналами разрушения атомов $\text{He}^*(2^1P)$ являются радиационные и столкновительные переходы в метастабильные состояния 2^1S . Вероятность радиационного перехода равняется $1,9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, а константа скорости процесса $\text{He}^*(2^1P) + \text{He} \rightarrow \text{He}^*(2^1S) + \text{He}$ составляет $k_q = 1,8 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$. Поэтому при $p_{\text{He}} \sim 1 \text{ атм}$ атомы $\text{He}^*(2^1P)$ в результате столкновительных процессов достаточно быстро за времена $\tau_q = (k_q[\text{He}])^{-1} \sim 20 \text{ нс}$ преобразуются в метастабильные атомы $\text{He}^*(2^1S)$. В связи с этим при рассмотрении кинетики плазменных процессов в квазинепрерывных газовых ЛЯН на основе гелия можно принять, что первичными возбужденными атомами являются атомы $\text{He}^*(2^1S)$.

Таблица 2.3. Энергетические цены w_{sj} неупругих процессов возбуждения для He

Уровень	2^3S	2^1S	2^3P	2^1P	3^3S	3^1S	3^3P	3^1P	3^1D	3^3D	$n \geq 4$	Литература
$E_{sj}, \text{эВ}$	19,8	20,6	20,9	21,2	22,7	22,9	23,0	23,1	23,1	23,1	23,7	
$w_{sj}, \text{эВ}$	2560		120		290						670	[51]
	569	890	1050	172	5830	4500	5140	725	827	4920	480	[53]
	547	860	1020	168	5600	4240	6150	711	6470	19500	1170	[57]

Таблица 2.4. Энергетические цены w_{sj} неупругих процессов возбуждения для Ne

Уровень	$3s$	$3p$	$4s, 5s, 3d$	Литература
$E_{sj}, \text{эВ}$	16,7	18,6	20,1	
$w_{sj}, \text{эВ}$	170	130	1500	[47]
	110	150	1200	[55]

Таблица 2.5. Энергетические цены w_{sj} неупругих процессов возбуждения для Ar

Уровень	$4s[3/2]_2^0, 4s'[1/2]_0^0$	$4s[3/2]_1^0$	$4s'[1/2]_1^0$	$4p$	$3d, 5s$	$4d, 6s$	Литература
$E_{sj}, \text{эВ}$	11,55	11,62	11,83	13,0	14,0	15,0	
$w_{sj}, \text{эВ}$	280			640	550	–	[46]
	190			270	290	660	[47]
	130			–	1000	–	[51]
	110	800	120	500	800	–	[55]

Таблица 2.6. Энергетические цены w_{sj} неупругих процессов возбуждения для Kr

Уровень	$5s$	$5p$	$6s, 4d$	Более высокие уровни	Литература
E_{sj} , эВ	10,0	11,5	12,2	12,9	
w_{sj} , эВ	110	200	1500	4700	[47]

Таблица 2.7. Энергетические цены w_{sj} неупругих процессов возбуждения для Xe

Уровень	$6s$	$6s', 6p, 5d$	Более высокие уровни	Литература
w_{sj} , эВ	8,4	9,7	11,2	
w_{sj} , эВ	130	120	910	[47]
	400	90	270	[51]

Из приведенных в табл. 2.4-2.7 данных следует, что в случае тяжелых инертных газов 80-90 % возбужденных атомов образуются в нижних ns - и np -состояниях примерно в одинаковой пропорции ($n = 3, 4, 5, 6$ соответственно для Ne, Ar, Kr, Xe). Возбужденные атомы образуются также за счет плазмохимических процессов, например, процессов рекомбинации (см. раздел 2.3). Однако, вклад начальной стадии ионизации в образование возбужденных атомов в случае тяжелых инертных газов может быть значительным. Так, исследование [59] спектрально-кинетических характеристик люминесценции Ne при возбуждении одиночными осколками деления ^{252}Cf показало, что все десять $3p$ -уровней атома Ne заселяются очень быстро, за времена пролета осколка деления через газ (~ 4 нс). Это обстоятельство позволило авторам [59] сделать вывод, что существенный вклад в заселение $3p$ -уровней дают процессы прямого возбуждения неона на начальном этапе ионизации газовой среды.

Выше были рассмотрены энергетические затраты на образование ионов и возбужденных атомов в однокомпонентных газовых средах. В случае газовых смесей энергетическую цену неупругого процесса можно представить в виде [60]:

$$\bar{w}_{sj} = \left(\sum_s \frac{\nu_s}{w_{sj}} \right)^{-1}, \quad \nu_s = \frac{[A_s]}{R_s} \left(\sum_s \frac{[A_s]}{R_s} \right)^{-1}, \quad (2.5)$$

где $-v_s$ — доля энергии, которая поглощается в компоненте s газовой смеси, R_s — пробег заряженной частицы в компоненте s газовой среды при давлении 1 атм.

Активными средами газовых ЛЯН чаще всего являются двойные смеси, причем в качестве основного компонента (буферного газа) используются He, Ne или Ar. Информация об энергетических ценах образования w_{sj} для смесей, представляющих интерес для ЛЯН, весьма ограничена и получена в результате расчетов для смесей He-Xe, Ar-Kr, He-Ar, Ar-Xe, Ne-Xe, Ar-Xe(Kr, N₂), He-Cd. В качестве примера на рис.2.13 и рис.2.14 показаны цены образования ионов и возбужденных атомов Xe* для смеси Ar-Xe [55].

При концентрации ксенона $\sim 1\%$, которая является оптимальной для наиболее мощного ЛЯН на переходах $5d-6p$ атома Xe, цена образования возбужденного атома Xe* в верхнем лазерном состоянии $5d[3/2]_I^0$ составляет > 10 кэВ, что примерно на два порядка превышает цену образования атомов Xe* в нижних лазерных состояниях $6p$ (см. рис.2.13). Поэтому заселение состояния $5d[3/2]_I^0$ на начальной стадии незначительно.

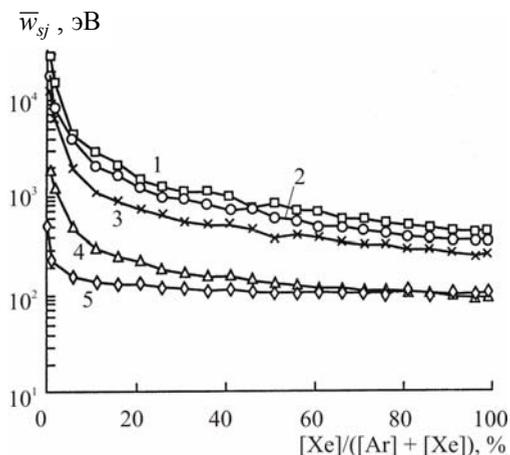


Рис.2.13. Цены возбуждения уровней атома Xe для смеси Ar-Xe [26]: 1 — $5d[3/2]_I^0$; 2 — $5d[1/2]_I^0$; 3 — $6s'[1/2]_I^0$; 4 — $6s''[1/2]_I^0$; 5 — $6p$ -уровни

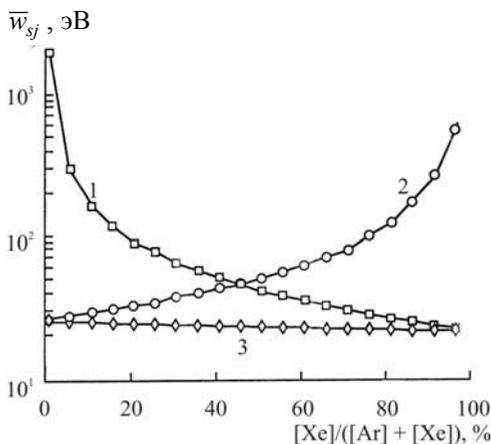


Рис.2.14. Цена ионизации атомов Хе (1), Аг (2) и смеси Аг-Хе (3) [26]

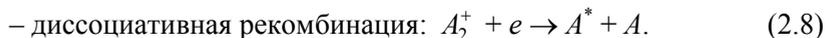
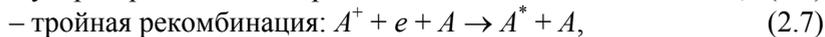
Из данных рис.2.14 видно, что при увеличении концентрации ксенона цена ионизации для смеси Аг-Хе плавно снижается от цены ионизации чистого Аг (26 эВ) до цены ионизации чистого Хе (22 эВ). При концентрации Хе около 45 % цены ионизации атомов Хе и Аг, а также скорости их ионизации, примерно одинаковы.

2.3. Плазмохимические процессы

Вслед за начальной стадией в плазме возникает последовательность плазмохимических процессов, которые стремятся вернуть ее в равновесное состояние. Важное место среди таких процессов занимают реакции рекомбинации заряженных частиц, в результате которых происходит нейтрализация плазмы и образование возбужденных атомов.

Кинетика плазменных процессов для однокомпонентной смеси

Для однокомпонентной газовой среды A при атмосферном давлении основными рекомбинационными процессами являются:



Молекулярные ионы A_2^+ образуются в результате ионной конверсии:



причем константы скорости этого процесса для всех ионов инертных газов отличаются незначительно и составляют $k_{ic} = (0,6-3,5) \times 10^{-31}$ см⁶/с при температуре газа $T_g = 300$ К.

В результате рекомбинационных процессов (2.6) и (2.7) первоначально образуются высоковозбужденные состояния атома, которые стабилизируются за счет соударений с третьей частицей (электроном или атомом). Дальнейшая релаксация возбужденных состояний происходит в результате столкновений с плазменными электронами, атомами газа и за счет спонтанного распада. Особое место среди рекомбинационных процессов занимает реакция диссоциативной рекомбинации (2.8), которая при высоком давлении часто является не только основным процессом нейтрализации заряженных частиц, но и одним из главных каналов образования возбужденных частиц, в том числе в верхних лазерных состояниях. В случае диссоциативной рекомбинации энергия связи рекомбинирующего электрона преобразуется в кинетическую энергию разлета атомов.

Значения констант скоростей рекомбинационных процессов существенно отличаются и зависят, в первую очередь, от температуры электронов T_e . Для процессов рекомбинации (2.6) и (2.7) атомарных ионов A^+ константы скоростей равняются: для ударно-радиационной рекомбинации $k_{cr} = 4 \cdot 10^{-9} T_e^{-4,5}$ см⁶/с (T_e в градусах Кельвина) для любых атомарных ионов инертных газов; для тройной рекомбинации $k_{tr} \approx (0,5-30) \cdot 10^{-22} \cdot T_e^{-2,5}$ см⁶/с (T_e в градусах Кельвина) для $A = \text{Xe}, \text{Kr}, \text{Ar}, \text{Ne}, \text{He}$.

Константы скорости процесса диссоциативной рекомбинации (2.8) для молекулярных ионов инертных газов приведены в табл. 2.8 [61]. Зависимость k_{dr} от электронной температуры существенно более слабая, чем для k_{cr} и k_{tr} , поэтому при увеличении T_e влияние диссоциативной рекомбинации на процесс нейтрализации плазмы резко возрастает.

Для определенности рассмотрим аргоновую плазму и оценим характерные времена плазменных процессов при $q \approx 0,01-5$ кВт/см³, которые имеют место при работе газовых ЛЯН. При атмо-

сферном давлении аргона $T_e \approx 0,5-2,0$ эВ; $n_e \approx 5 \cdot 10^{12}-2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и $\zeta \approx 2 \cdot 10^{-7}-7 \cdot 10^{-5}$. Сравнение характерных времен рекомбинационных процессов $\tau_{cr} = (k_{cr}n_e^2)^{-1} \approx 1$ с, $\tau_{ir} = (k_{ir}n_e[\text{Ar}])^{-1} \approx 0,3$ с ($[\text{Ar}] = 2,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³ – концентрация атомов Ar), а также характерного времени процесса ионной конверсии $\tau_{ic} = (k_{ic}[\text{Ar}]^2)^{-1} \approx 5 \cdot 10^{-9}$ с и характерного времени диссоциативной рекомбинации $\tau_{dr} = (k_{dr}n_e)^{-1} \approx 1 \cdot 10^{-7}-2 \cdot 10^{-6}$ с показывает, что в рассматриваемой аргоновой плазме нейтрализация заряженных частиц осуществляется исключительно по каналу диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов.

Таблица 2.8. Константы скоростей процессов диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов инертных газов с электронами (T_e в градусах Кельвина) [61]

Молекулярный ион	He ₂ ⁺	Ne ₂ ⁺	Ar ₂ ⁺	Kr ₂ ⁺	Xe ₂ ⁺
k_{dr} , см ³ /с	$1,5 \cdot 10^{-7} T_e^{-1}$	$2 \cdot 10^{-6} T_e^{-0,43}$	$3,9 \cdot 10^{-5} T_e^{-0,67}$	$3,7 \cdot 10^{-5} T_e^{-0,55}$	$8,1 \cdot 10^{-5} T_e^{-0,6}$

Такое же заключение можно сделать для плазмы на основе Ne, Kr и Xe. Для гелиевой плазмы, во-первых, константа k_{dr} на два-три порядка ниже, во-вторых, процесс термализации электронов происходит более эффективно и, соответственно, электронная температура существенно меньше. В этом случае нельзя полностью пренебрегать рекомбинационными процессами (2.6), (2.7) с участием атомарных ионов He⁺.

Уравнения баланса заряженных частиц в плазме для рассмотренных выше условий без учета рекомбинационных процессов (2.6) и (2.7) можно записать следующим образом:

$$\frac{d[A^+]}{dt} = f^+ - k_{ic}[A^+][A]^2, \quad (2.10)$$

$$\frac{d[A_2^+]}{dt} = k_{ic}[A^+][A]^2 - k_{dr}[A_2^+]n_e, \quad (2.11)$$

$$n_e = [A^+] + [A_2^+], \quad (2.12)$$

где $[A^+]$ и $[A_2^+]$ – концентрации атомарных и молекулярных ионов, $f^+ = q/w_i$ – скорость образования ионов (w_i – энергетическая цена образования пары ион-электрон). Для уравнения (2.10) решение имеет простой вид:

$$[A^+] = f^+ \tau_{ic} [1 - \exp(-t/\tau_{ic})], \quad \tau_{ic} = (k_{ic}[A]^2)^{-1}, \quad (2.13)$$

которое получено при условии, что $[A^+] = 0$ при $t = 0$.

В плазме газовых ЛЯН характерные времена всех основных плазменных процессов существенно меньше длительности импульса возбуждения (минимальная длительность реакторного импульса ~ 50 мкс), поэтому при $q \approx 0,01-5$ кВт/см³ в плазме за время порядка $(f^+ k_{dr})^{-1/2} \approx 5 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-6}$ с устанавливается квазистационарный режим. Концентрации электронов и ионов можно найти из решения уравнений (2.10)-(2.12), если приравнять нулю значения производных:

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{f^+ \tau_{ic}}{2} (\sqrt{S+1} + 1); \quad [A^+] = f^+ \tau_{ic}; \\ [A_2^+] &= \frac{f^+ \tau_{ic}}{2} (\sqrt{S+1} - 1), \quad S = \frac{4}{f^+ \tau_{ic}^2 k_{dr}}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Характеристики рассматриваемой плазмы существенно зависят от безразмерного параметра S , введение которого позволяет провести удобную классификацию условий возбуждения [40]. При так называемом «слабом» возбуждении выполняется условие $S \gg 1$, и из выражений (2.14) получаем:

$$n_e = [A_2^+] = \sqrt{\frac{f^+}{k_{dr}}} \gg [A^+]. \quad (2.15)$$

Отметим, что в случае «слабого» возбуждения нестационарная система уравнений (4.10)-(2.12) имеет аналитическое решение:

$$n_e = [A_2^+] = \sqrt{\frac{f^+}{k_{dr}}} \operatorname{th} \left[\left(f^+ k_{dr} \right)^{1/2} t \right]. \quad (2.16)$$

В случае «сильного» возбуждения ($S \ll 1$) имеем:

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{\sqrt{2} + 1}{2} f^+ \tau_{ic} \approx 1,2 f^+ \tau_{ic}, \\ [A_2^+] &= \frac{\sqrt{2} - 1}{2} f^+ \tau_{ic} \approx 0,2 f^+ \tau_{ic}, \quad [A^+] = f^+ \tau_{ic}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Если принять $S = 1$, то можно получить выражение для степени ионизации плазмы ζ_{ws} , разделяющей области «слабого» и «сильного» возбуждения:

$$\zeta_{ws} \approx \frac{2k_{ic}[A]}{k_{dr}}. \quad (2.18)$$

Для условий, в которых изучались газовые ЛЯН атмосферного давления на импульсных реакторах, имеет место «слабое» возбуждение ($S > 10^3$), поэтому для оценочных расчетов характеристик плазмы можно использовать соотношение (2.15). Справедливость (2.15) подтверждена, например, в экспериментах [62], где была измерена концентрация электронов при возбуждении неона ($p_{Ne} = 0,24$ атм) протонным пучком с энергией 20 МэВ в диапазоне $q \approx 2 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-2}$ Вт/см³ ($S > 10^4$).

Уравнения баланса (2.10)-(2.12) записаны в предположении, что нейтрализация заряженных частиц происходит исключительно за счет диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов. Это предположение основано на оценках скоростей рекомбинационных процессов, причем предполагалось, что значения T_e известны и для газовых ЛЯН составляют 0,5-2,0 эВ.

Для определения T_e необходимо рассмотреть баланс энергии плазменных электронов. Этот вопрос довольно подробно рассмотрен, например, в работе [40], где выполнен анализ основных процессов, приводящих к установлению некоторой средней энергии плазменных электронов $\bar{\varepsilon}_e$. Таких процессов четыре: а) образование в интервале $0 < \varepsilon_e < I_m$ электронов со средней энергией $I_m/2$, превышающей $\bar{\varepsilon}_e$; б) диссоциативная рекомбинация, в результате которой исчезают наиболее медленные электроны; в) неупругие электрон-атомные процессы возбуждения атомов; г) упругие электрон-атомные соударения. В результате первых двух процессов электроны нагреваются, а за счет двух последних – охлаждаются.

Для области «слабого» возбуждения ($S \gg 1$) уравнение баланса энергии электронов имеет вид [40]:

$$\frac{f^+}{n_e} \left(\frac{I_m}{2} - \frac{2\bar{\varepsilon}_e}{3} \right) = [1 - F(Z)] \frac{4 \exp(-1/g)}{g^{3/2}} \Lambda e^4 n_e \sqrt{\frac{2\pi}{m_e I_m}} \quad (2.19)$$

где $g = T_e/I_m$; $Z = \frac{2f_{0n}[A]g^{3/2}}{5\Lambda n_e}$ (f_{0n} —сила осциллятора перехода);

$F(Z) = \int_0^{\infty} \exp[-(t + Zt^{3/2})] dt$. Значения функции $F(Z)$ приведены в табл. 2.9.

Таблица 2.9. Значения функции $F(Z)$ [40]

Z	1	2	4	6	8	10	20
$F(Z)$	0,53	0,40	0,28	0,23	0,20	0,17	0,11

В результате преобразований из выражения (2.19) можно получить достаточно простое трансцендентное уравнение:

$$\frac{n_e \exp(-1/g)}{[A_2^+] g(0,5 - g)} [1 - F(Z)] = C, \quad (2.20)$$

где $C = \frac{k_{dr}^0}{4\Lambda e^4 I_m} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi}}$ (k_{dr}^0 — константа скорости процесса диссоциативной рекомбинации при $T_e = 300$ К). Безразмерная константа C равна 0,015; 0,03; 0,053; 0,06 соответственно для Ne, Ar, Kr и Xe. При больших значениях $Z \gg 1$ уравнение (2.20) упрощается, так как в этом случае $F(Z) \ll 1$ (таблица 2.9):

$$e^{-1/u} = Cg(0,5 - g). \quad (2.21)$$

Из решения приближенного уравнения (2.21) при условии $n_e = [A_2^+]$ ($S \gg 1$) следует, что значения $g = T_e/I_m$ для Ne, Ar, Kr и Xe отличаются незначительно и находятся в диапазоне 0,14-0,17. В частности, расчет для Ar ($C = 0,03$; $I_m \approx 11,5$ эВ) дает $g \approx 0,16$ и $T_e \approx 2,2 \cdot 10^4$ К.

Из приведенных результатов следует, что в случае «слабого» возбуждения при $\zeta \ll 10^{-4}$ баланс энергии электронов и T_e почти не зависят от ζ . По мнению авторов работы [40], это объясняется тем, что при увеличении давления газа происходит резкий спад функции распределения электронов в области $\epsilon_e > I_m$ и, следовательно, снижается доля плазменных электронов, расходующих свою энергию на возбуждение атомов.

Расчет параметров плазмы для газовых смесей ЛЯН

Выше были рассмотрены основные плазменные процессы, происходящие в однокомпонентной газовой среде. Активной средой газовых ЛЯН чаще всего являются двойные смеси $A-B$, где A – буферный газ с высоким потенциалом ионизации и возбуждения, B – лазерная примесь с более низким потенциалом ионизации и возбуждения. Схема основных плазменных процессов в двойной смеси показана на рис.2.15.

Основными каналами передачи энергии от ионов и атомов буферного газа A атомам примеси B являются: процесс перезарядки $A^+(A_2^+) + B \rightarrow (B^+)^* + A(2A)$, реакция Пеннинга $A^* + B \rightarrow (B^+)^* + A + e$ (если энергия возбужденного атома A^* выше потенциала ионизации атома B) или передача возбуждения $A^* + B \rightarrow B^* + A$.

В плазме высокого давления основным видом ионов являются молекулярные ионы A_2^+ , B_2^+ , AB^+ , которые образуются в результате тройных процессов $A^+(B^+) + 2A(A,B) \rightarrow A_2^+(B_2^+, AB^+) + A$. Нейтрализация плазмы происходит в результате рекомбинационных процессов, среди которых в зависимости от конкретных условий могут преобладать либо процессы тройной рекомбинации атомарных ионов $A^+(B^+) + 2e(e,A) \rightarrow A^*(B^*) + e(A)$, либо процессы диссоциативной рекомбинации $A_2^+(B_2^+, AB^+) + e \rightarrow A^*(B^*) + A(B,A)$.

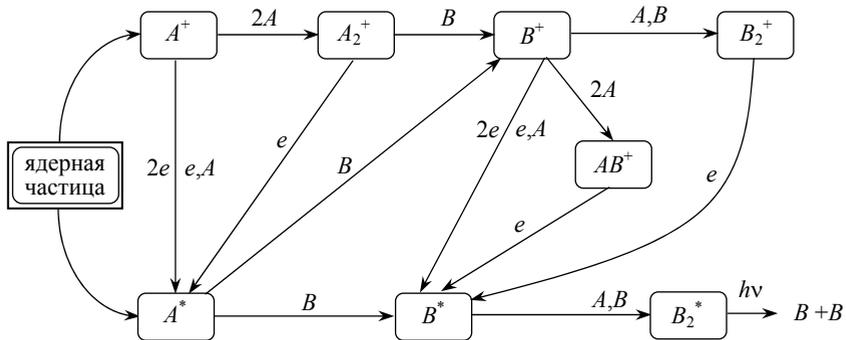


Рис.2.15. Схема основных плазменных процессов в двойной смеси $A-B$

Для расчета параметров плазмы и далее лазерных характеристик используют кинетические модели, представляющих собой баланс скоростей образования и распада отдельных компонент плазмы. В некоторых моделях количество учитываемых плазмохимических реакций достигает нескольких сотен. Для адекватного описания совокупности плазменных процессов, имеющих отношение к расчету характеристик конкретного лазера, в случае, например, двойных смесей вполне достаточно использовать 10-15 основных процессов. В связи с этим для расчетов иногда целесообразно применять так называемые «малые» модели, в которые включены лишь основные плазменные процессы. Ниже в качестве примера приведены результаты расчета параметров плазмы для ЛЯН на смесях He-Xe и Ar-Xe при использовании «малых» моделей [63].

Расчеты концентраций электронов, ионов и электронной температуры в зависимости от парциального давления Xe выполнены для экспериментальных условий [64,65], в которых исследовались ЛЯН на смесях He-Xe и Ar-Xe, возбуждаемые осколками деления урана при длительности нейтронного импульса 4 мс. Удельная мощность накачки в максимуме нейтронного импульса при $p_{\text{He}} = 2$ атм и $p_{\text{Ar}} = 0,5$ атм составляла около 20 Вт/см^3 . Плазменные процессы, которые были включены в кинетические модели, приведены в табл. 2.10 и 2.11 [63].

Таблица 2.10. Основные плазменные процессы в смеси He-Xe

Номер процесса	Процесс	Константа скорости
1	$\text{He}^*(2^1\text{S}) + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^+ + \text{He} + e$	$4,4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
2	$\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$6,4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$
3	$\text{He}_2^+ + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^+ + 2\text{He}$	$4,7 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
4	$\text{Xe}^+ + \text{Xe} + \text{He} \rightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{He}$	$1,1 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$
5	$\text{Xe}^+ + e + e \rightarrow \text{Xe}^* + e$	$4,0 \cdot 10^{-9} T_e^{-4,5} \text{ см}^6/\text{с}$
6	$\text{Xe}^+ + e + \text{He} \rightarrow \text{Xe}^* + \text{He}$	$1,7 \cdot 10^{-21} T_e^{-2,5} \text{ см}^6/\text{с}$
7	$\text{Xe}_2^+ + e \rightarrow \text{Xe}^* + \text{Xe}$	$8,1 \cdot 10^{-5} T_e^{-0,6} \text{ см}^3/\text{с}$
Примечание: Константы скоростей процессов приведены при $T_g = 300 \text{ К}$, температура электронов T_e – в градусах Кельвина.		

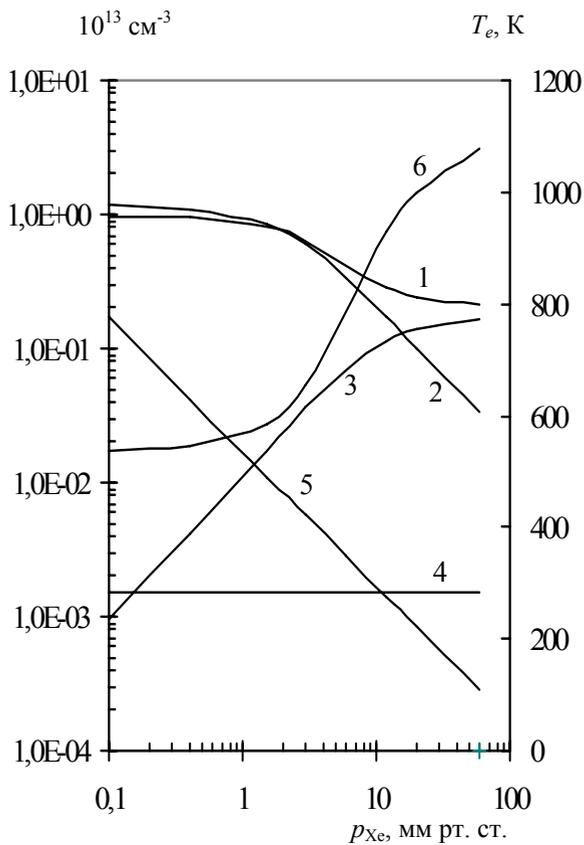
Таблица 2.11. Основные плазменные процессы в смеси Ar-Xe

Номер процесса	Процесс	Константа скорости
1	$\text{Ar}^+ + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ar}$	$2,5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$
2	$\text{Ar}_2^+ + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^+ + 2\text{Ar}$	$1,2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$
3	$\text{Ar}_2^+ + e \rightarrow \text{Ar}^* + \text{Ar}$	$3,9 \cdot 10^{-5} T_e^{-0,67} \text{ см}^3/\text{с}$
4	$\text{Xe}^+ + \text{Xe} + \text{Ar} \rightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{Ar}$	$2,0 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$
5	$\text{Ar}^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^* + \text{Ar}$	$6,8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
6	$\text{Xe}_2^+ + e \rightarrow \text{Xe}^* + \text{Xe}$	$8,1 \cdot 10^{-5} T_e^{-0,6} \text{ см}^3/\text{с}$
7	$\text{Xe}^+ + 2\text{Ar} \rightarrow \text{ArXe}^+ + \text{Ar}$	$1,0 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$
8	$\text{Ar}_2^+ + \text{Xe} \rightarrow \text{ArXe}^+ + \text{Ar}$	$2,0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
9	$\text{ArXe}^+ + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{Ar}$	$7,0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
10	$\text{ArXe}^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{Xe}^+ + 2\text{Ar}$	$5,0 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
11	$\text{ArXe}^+ + e \rightarrow \text{Xe}^* + \text{Ar}$	$1,7 \cdot 10^{-5} T_e^{-0,5} \text{ см}^3/\text{с}$
Примечание: Константы скоростей процессов приведены при $T_g = 300 \text{ К}$, температура электронов T_e – в градусах Кельвина.		

Эти процессы выбраны в результате предварительного анализа характерных времен нескольких десятков плазмохимических реакций с участием атомарных и молекулярных ионов инертных газов, а также возбужденных атомов и молекул. Кинетические уравнения были дополнены уравнениями баланса электронной энергии.

Характерные времена всех плазменных процессов существенно меньше длительностей импульсов накачки, поэтому в плазме устанавливается квазистационарный режим. Результаты расчетов концентраций ионов, электронов и температуры электронов для смесей He-Xe и Ar-Xe в максимуме нейтронного импульса приведены на рис.2.16. С ростом парциального давления Xe происходит изменение ионного состава плазмы: снижаются концентрации атомарных ионов и молекулярных ионов буферного газа (He_2^+ , Ar_2^+), а концентрация молекулярных ионов Xe_2^+ увеличивается. Низкая концентрация гетероядерных ионов ArXe^+ (рис.2.16,б) объясняется их эффективным разрушением в результате соударений с атомами

Ag и Хе. Парциальные давления Хе для смесей He-Xe и Ag-Xe, при которых достигаются максимальные мощности лазерного излучения, составляют 1-2 мм рт. ст. [64,65]. В этом случае, как следует из приведенных на рис.2.16 данных, основным каналом образования возбужденных атомов Хе* является процесс диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Хе₂⁺ с электронами.



а

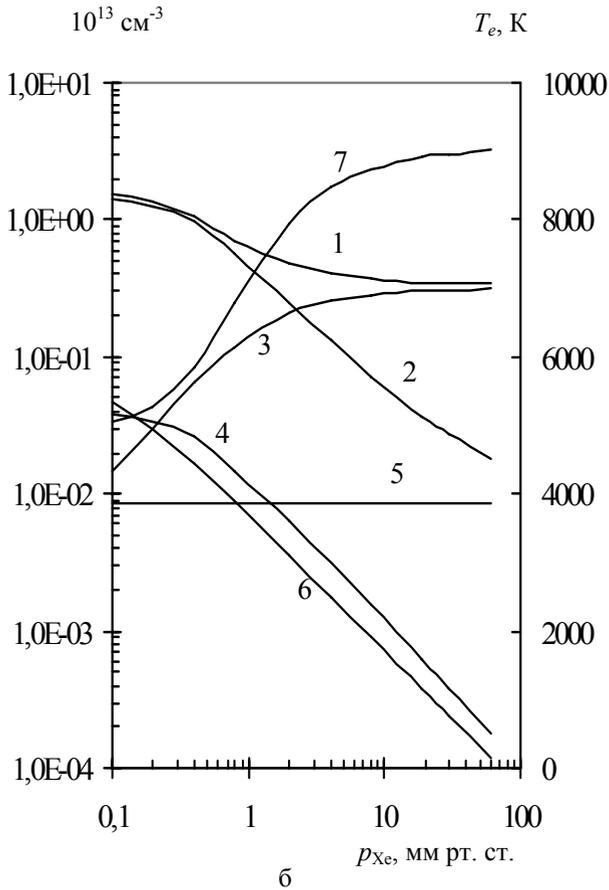


Рис.2.16. Зависимости параметров плазмы от парциального давления Хе для смесей He-Xe и Ar-Xe [63]: а) смесь He-Xe (1 – n_e , 2 – $[\text{Xe}^+]$, 3 – $[\text{Xe}_2^+]$, 4 – $[\text{He}^+]$, 5 – $[\text{He}_2^+]$, 6 – T_e); б) смесь Ar-Xe (1 – n_e , 2 – $[\text{Xe}^+]$, 3 – $[\text{Xe}_2^+]$, 4 – $[\text{ArXe}^+]$, 5 – $[\text{Ar}^+]$, 6 – $[\text{Ar}_2^+]$, 7 – T_e)

При расчете характеристик плазмы для смеси He-Xe не учитывались процессы образования и распада гетероядерных ионов HeXe^+ . Энергия диссоциации гетероядерных ионов уменьшается с увеличением разницы в массах входящих в их состав атомов. Так, для ионов ArXe^+ и HeAr^+ энергия диссоциации составляет, соответственно, 0,18 и 0,026 эВ, а для иона HeXe^+ она составляет $\leq 0,02$ эВ. Следовательно, ионы HeXe^+ эффективно разрушаются в столкновениях с атомами, поэтому их равновесная концентрация будет незначительной.

Аналогичные расчеты параметров плазмы с использованием «малой» модели были выполнены для смесей He-Ar и He-Kr [66]. Как и в случае смеси He-Xe, процессы образования и распада гетероядерных ионов HeAr^+ и HeKr^+ не учитывались. Одно из существенных отличий смесей на основе гелия от смесей, в которых буферными газами являются тяжелые газы Ne, Ar или Kr, заключается в заметной роли процессов ударно-радиационной и тройной рекомбинации атомарных ионов в процессах нейтрализации плазмы и образования возбужденных атомов (рис.2.16,а). В смесях на основе Ne, Ar или Kr эти процессы практически полностью подавлены из-за высокой электронной температуры.

Экспериментальные исследования

Большинство работ, посвященных изучению характеристик ядерно-возбуждаемой плазмы, являются расчетно-теоретическими, и представленные выше данные являются, по существу, их кратким обзором. Количество экспериментальных работ в этом направлении весьма незначительно, особенно это относится к экспериментам, выполненным на реакторах.

В экспериментах на стационарных реакторах проводились, в основном, измерения концентрации электронов и электронной температуры с помощью микроволновой диагностики и электрических зондов. Измерения были выполнены для ^4He , ^3He , Ne, Ar, Xe и для смеси Ne-Ar при ионизации газовых сред непосредственно n,γ -излучением реактора, а также осколками деления урана и продуктами ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$. Ссылки на оригинальные работы приведены в монографии [18].

Наиболее интересными являются оптические методы диагностики плазмы, использование которых не вносит возмущений в из-

меряемые плазменные характеристики. Информацию о свойствах плазмы в этом случае можно получить из исследования характеристик ее излучения или поглощения – интенсивности и длины волны отдельных линий, ширины и формы контура линий и др.

Нам известна лишь одна работа [67], в которой в условиях реакторных экспериментов с помощью оптического метода были измерены концентрации метастабильных атомов в He, Ne и смеси He-Ne. Возбуждение газовых сред при давлениях до 1,2 атм осуществлялось продуктами ядерной реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ в процессе облучения газовой кюветы с тонким слоем ^{10}B нейтронным потоком импульсного реактора TRIGA. Для определения концентраций метастабильных атомов $\text{He}^*(2^1S)$, $\text{He}^*(2^3S)$, $\text{Ne}^*(3s[1/2]_0^0)$, $\text{Ne}^*(3s[3/2]_2^0)$ использовалось поглощение этими атомами излучения на переходах с длинами волн 501,6; 388,9; 626,6 и 621,7 нм соответственно. Концентрации метастабильных атомов, которые зависят от давления газовых сред и плотности потока нейтронов, могут быть значительными. Так, для гелия при $p_{\text{He}} = 0,2-0,5$ атм и плотности потока нейтронов $\Phi = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ концентрация атомов $\text{He}^*(2^3S)$ составляла $(2-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, что по порядку величины сравнимо с концентрацией электронов ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$).

Глава 3. ОРГАНИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ ЛЯН

3.1. Применение импульсных ядерных реакторов для исследования ЛЯН

Практически все экспериментальные исследования по поиску и изучению характеристик ЛЯН, возбуждаемых продуктами ядерных реакций, выполнены на импульсных ядерных реакторах, которые различаются составом и конструкцией активной зоны (АЗ), длительностью и флюенсом нейтронного импульса, объемом и конфигурацией пространства для облучения, частотой повторения импульсов. В этом разделе использованы данные монографии [18] и работы [68].

К настоящему времени в России и за рубежом разработаны и находятся в эксплуатации более десятка импульсных реакторов и несколько десятков их модификаций. Наиболее полная информация об импульсных реакторах и их характеристиках содержится в монографии [24]. В качестве топлива для таких реакторов применяются металлический ^{235}U высокого обогащения, уран-молибденовые и уран-алюминиевые сплавы, тройной сплав уран-цирконий-водород, водные растворы солей урана и др. Начиная с 50-х годов прошлого века импульсные реакторы интенсивно используются в различных областях науки и техники в качестве мощных источников нейтронного и γ -излучений. Длительности нейтронных импульсов варьируются от 30 мкс до 0,1 с при плотности потока нейтронов в экспериментальных каналах 10^{17} - 10^{19} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ и нейтронных флюенсах 10^{13} - 10^{17} см $^{-2}$.

Разработка и эксплуатация импульсных реакторов в России осуществляется, в основном, во ВНИИЭФ и ВНИИТФ, поэтому именно в этих институтах проводились основные экспериментальные исследования ЛЯН. В России для исследований ЛЯН в разное время использовались импульсные реакторы ВИР-1, ВИР-2, ТИБР-1М, БР-1, БИГР (ВНИИЭФ); ИИН-3 (ИАЭ); ЭБР-Л (ВНИИТФ); БАРС-6 (ФЭИ), а за рубежом – близкие по характеристикам импульсные реакторы типа Godiva, SPR, TRIGA, ACRR, APRF и др. Сравнительно недавно появились сообщения об экспериментальных исследованиях ЛЯН в Китае на реакторе CFBR-II. В

табл. 3.1 приведены характеристики некоторых из этих реакторов, а также эксперименты с ЛЯН, которые на них проводились (результаты экспериментов рассмотрены ниже в главе 4).

Импульсные реакторы первоначально разрабатывались для испытаний различных материалов и электронных устройств внутри или вблизи АЗ, поэтому далеко не все из них приспособлены для проведения сложных лазерных экспериментов. Исключение, пожалуй, составляют специально разработанные для исследований ЛЯН реактор ЭБР-Л [24,69], двухзонный реактор БАРС-6 [24], а также удачно сконструированный и позднее приспособленный для экспериментов с ЛЯН водный реактор ВИР-2М [24,70].

В экспериментах по поиску лазерных сред для ЛЯН использовались, как правило, импульсные реакторы на быстрых нейтронах типа БИР, БР-1, ЭБР, Godiva, SPR с небольшой по размеру (~ 30 см) активной зоной, изготовленной из металлического ^{235}U или его сплавов, и длительностью реакторного импульса 50-100 мкс. Это объясняется тем, что такие реакторы обеспечивают максимальные плотности потоков нейтронов и, соответственно, максимальные удельные мощности накачки, что облегчает достижение порога генерации в ЛЯН. Активная зона обычно устанавливается на высоте 1,5-2 м от пола каземата, стены которого обеспечивают биологическую защиту от излучений. Потоки нейтронов и γ -квантов максимальны в центре АЗ и уменьшаются примерно на порядок величины на ее наружной поверхности. К недостаткам при использовании таких реакторов следует отнести большую пространственную неоднородность нейтронного потока, что ограничивает длину лазерных кювет до ~ 50 см. Исключением является двухзонный реактор БАРС-6, с помощью которого можно достаточно равномерно облучать лазерные кюветы длиной до 150 см.

Различные варианты размещения ЛЯН в экспериментах с использованием импульсных реакторов на быстрых нейтронах показаны на рис.3.1. Вариант рис.3.1,а является наиболее распространенным, так как в этом случае влияние ЛЯН на параметры реактора незначительно. Максимальные удельные мощности накачки газовых сред до $5 \cdot 10^3$ Вт/см³ реализуются при размещении лазерных кювет внутри АЗ (рис.3.1,б,г).

Таблица 3.1. Импульсные реакторы, которые использовались для исследований ЛЯН

	Тип реактора	$\tau_{1/2}$, мс	Q , МДж	F_{\max} , 10^{14} см $^{-2}$	Область применения
Реакторы на быстрых нейтронах	ТИБР, Россия	0,5	8	10	ЛЯН на переходах атомов Ar, Kr, Xe
	БР-1, Россия	0,05	12	10	ЛЯН с накачкой быстрыми нейтронами
	БАРС-1, Россия	0,05	2	5	ЛЯН на переходах иона Cd $^{+}$
	ЭБР-Л, Россия	0,2	4	3	ЛЯН на переходах атомов Ne, Ar, Xe, Cd, Hg, ионов Cd $^{+}$, Zn $^{+}$ и иона N $_2^{+}$
	БАРС-6, Россия (две активные зоны)	$\sim 0,2$	3 ($\times 2$)	~ 3	ЛЯН на переходах атома Xe
	БИГР, Россия	2,5-10 5	300	120	Непрерывный ЛЯН на переходах атома Xe
	Godiva-IV, США	0,03	2	3	ЛЯН на переходах атома Xe
	SPR-II (SPR-III), США	0,04 (0,08)	4 (10)	8 (6)	ЛЯН на переходах атомов Ne, Ar, Xe, иона Hg $^{+}$ и молекулы CO; усиление на УФпереходе молекулы XeF
	APRFR, США	0,07	5	5	ЛЯН на переходах атома Ar, Kr, Xe, Cl и молекулы CO
	HPRR, США	0,05	3	~ 4	Поиск генерации при инициировании химического HF-лазера ядерными излучениями
	CALIBAN, Франция	0,06	1,8	3,4	ЛЯН на переходе атома C
	CFBR-II, Китай	0,19	0,4	0,9	ЛЯН на переходе атома Xe
Реакторы на тепловых и промежуточных нейтронах	ИИН-3, Россия	~ 1	~ 10	5	Поиск генерации на переходах иона Hg $^{+}$
	ВИР-2, Россия	3-30	60	7	ЛЯН на переходах атома Ne, Ar, Kr, Xe, C, N, O, Cl и ионов Cd $^{+}$, Zn $^{+}$
	TRIGA, США	~ 10	~ 30	5-10	ЛЯН на переходах атомов Ne, Xe, N, C; усиление на УФпереходе молекулы XeF
	ACRR, США	6,5	300	70	ЛЯН на переходах атома Xe

Примечание: $\tau_{1/2}$ – длительность импульса на половине высоты; Q – максимальное энерговыделение в АЗ; F_{\max} – максимальный флюенс нейтронов внутри АЗ

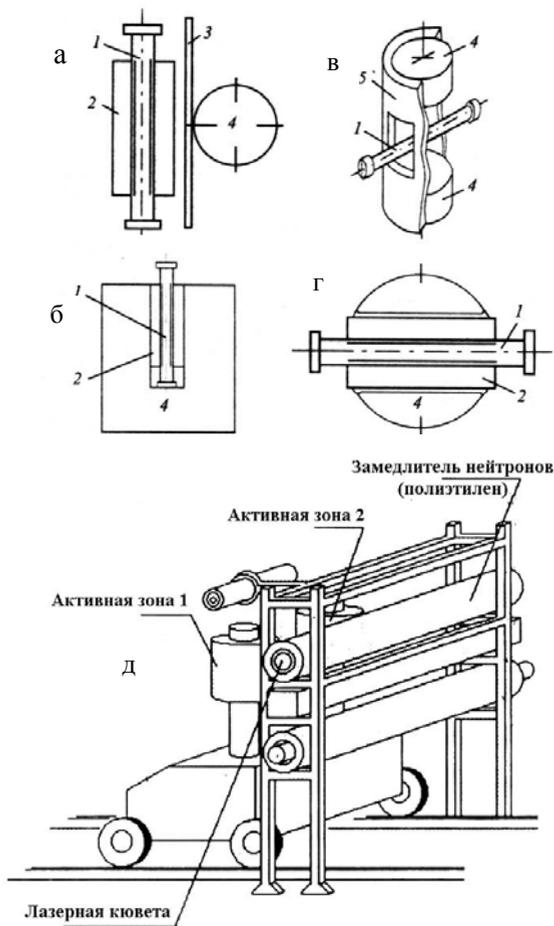
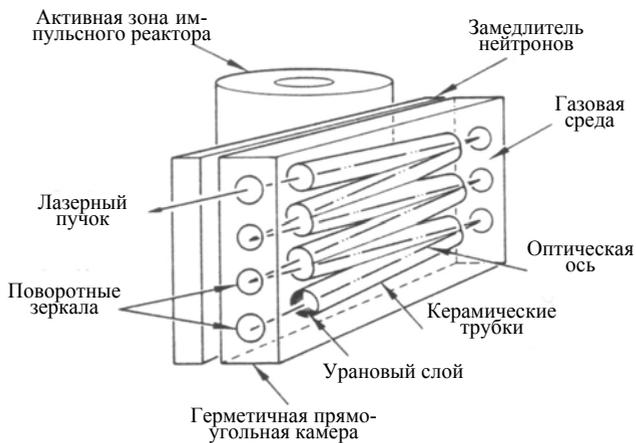


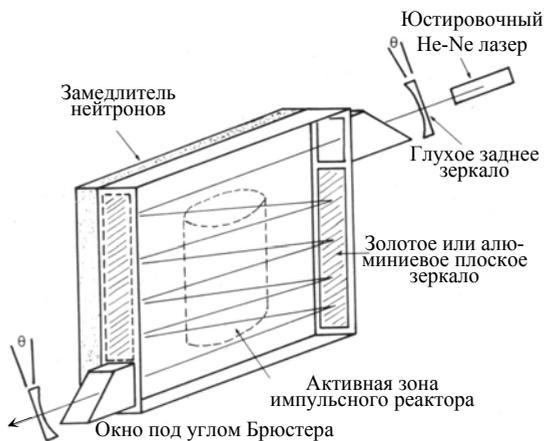
Рис.3.1. Варианты размещения лазерных устройств в экспериментах на быстрых импульсных реакторах: 1 – ЛЯН, 2 – замедлитель нейтронов, 3 – кадмиевый экран, 4 – АЗ реактора, 5 – отражатель нейтронов); а – размещение ЛЯН рядом с АЗ реактора (ТИБР; Godiva-IV; SPR-II, III; APRF); б – ЛЯН с замедлителем внутри АЗ (SPR-II, эксперименты по измерению усиления на УФ переходах молекулы XeF); в – размещение ЛЯН без замедлителя внутри АЗ в экспериментах по накачке ЛЯН быстрыми нейтронами (реактор БР-1); г – специализированная установка ЭБР-Л; д – специализированная установка на основе двухзонного реактора БАРС-6

Активную длину и объем ЛЯН можно увеличить при использовании многопроходной лазерной кюветы. Два варианта таких устройств показаны на рис.3.2. В первом случае внутри прямоугольной камеры, изготовленной из нержавеющей стали, были помещены керамические трубки (до 6 шт.), на внутренние поверхности которых диаметром 2,54 см были нанесены слои $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$. Полная активная длина такого лазера достигала 240 см. В качестве поворотных зеркал использовались плоские зеркала с золотым покрытием. Другой вариант конструкции, предназначенный для возбуждения газовых сред продуктами ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$, отличается тем, что трубки с урановыми слоями отсутствуют, а в качестве поворотных зеркал используются прямоугольные пластины с золотым или алюминиевым покрытием. В этом случае при изменении угла между зеркалами резонатора можно варьировать число проходов в кювете и активную длину лазера.

Лазерные кюветы обычно окружаются слоем замедлителя (полиэтилен, оргстекло, вода) толщиной 3-5 см для смягчения спектра нейтронов, что позволяет в 10-100 раз увеличить мощность накачки лазера при использовании приведенных в табл. 1.4 (раздел 1.2) ядерных реакций. При этом в случае использования импульсных реакторов с короткой длительностью импульса (50-100 мкс) временные зависимости потока быстрых нейтронов (мощности реактора) и мощности накачки лазерной среды не совпадают, что связано с процессом термализации нейтронов внутри замедлителя. На рис.3.3 показаны результаты расчетов временной зависимости мощности накачки (плотности потока замедленных нейтронов) внутри замедлителя для следующих экспериментальных условий: толщина цилиндрического полиэтиленового замедлителя 5 см, длительность реакторного импульса $\tau_{1/2} = 50$ мкс. Результаты этих расчетов (уширение импульса накачки до ~ 150 мкс и его смещение на ~ 30 мкс) согласуются с экспериментальными данными. В том случае, когда длительность реакторного импульса $\tau_{1/2} \geq 1$ мс (например, в экспериментах на импульсном реакторе ВИР-2М), реакторный импульс и импульс накачки совпадают.



а



б

Рис.3.2. Конструктивные схемы двух вариантов ЛЯН с многопроходными кюветами: а – лазер с урановыми слоями; б – лазер, возбуждаемый за счет реакции ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$

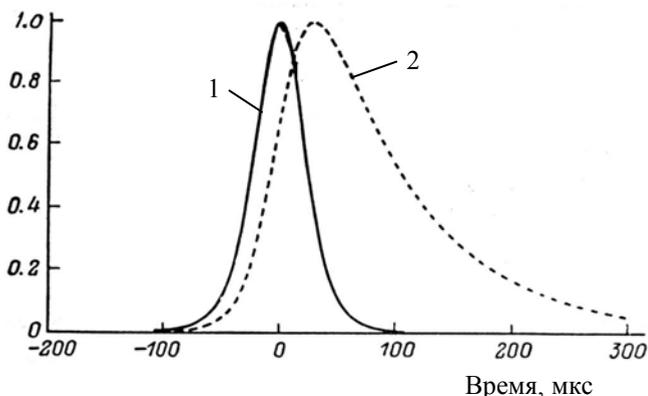


Рис.3.3. Временные зависимости мощности реактора (1) и мощности накачки (2) при использовании для накачки ЛЯН импульсного реактора на быстрых нейтронах

Оптимизацию конструкции ЛЯН (состав и параметры лазерной среды, устройство резонатора, способы отвода избыточного тепла) с целью выбора наиболее оптимального варианта ячейки ядерно-лазерной установки непрерывного или квазинепрерывного действия удобнее проводить с использованием импульсных ядерных реакторов на тепловых или промежуточных нейтронах, в состав активной зоны которых введен замедлитель: реактор ВИР-2М с активной зоной из раствора солей ^{235}U в воде; бассейновый реактор TRIGA и его модификация ACRR, твэлы которых изготовлены из сплава уран-цирконий-водород. Для этих реакторов характерна большая длительность нейтронного импульса 1-50 мс при максимальном флюенсе нейтронов $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а также возможность проводить лазерные эксперименты с кюветами длиной до 200 см.

При использовании рассмотренных выше экспериментальных схем проводился, в основном, поиск активных сред ЛЯН и исследование их характеристик (спектр генерации, энергетические характеристики, пороги генерации). Для изучения многоканальных ЛЯН во ВНИИЭФ был создан экспериментальный комплекс ЛМ-4/БИГР и ядерно-лазерная установка, представляющая собой макет реактора-лазера. Во ВНИИТФ и ФЭИ разрабатываются многоканальные установки ЛИРА и «Стенд Б». Из зарубежных работ можно отметить эксперименты на реакторе ACRR (лаборатория

Sandia, США) с использованием крупногабаритного лазерного модуля ALEC (Advanced Laser Excitation Cavity). Конструкции таких сложных многоканальных установок и основные результаты, полученные при их исследовании, обсуждаются в главе 6.

Проведение экспериментов на импульсных ядерных реакторах связано с дополнительными трудностями, вызванными тем, что лазерная кювета и измерительные устройства попадают в зону интенсивного облучения. Это накладывает ограничение на выбор конструкционных, оптических материалов и фотоприемников, а также заставляет принимать специальные меры по проверке работоспособности отдельных узлов установки в момент и после воздействия на нее излучения реактора. Следует отметить, что именно недостаточная радиационная стойкость активных элементов лазеров на твердых и жидких средах является основной причиной отсутствия генерации в условиях прямой накачки ядерными излучениями.

Все материалы и устройства, используемые в экспериментах с ЛЯН, должны удовлетворять требованиям радиационной стойкости. Особое внимание необходимо уделять зеркалам резонаторов и окнам для вывода светового излучения, которые в отличие от фотоприемников и других измерительных устройств нельзя удалить из зоны интенсивного облучения. В связи с этими обстоятельствами параллельно с исследованиями самих ЛЯН проводилось изучение радиационной стойкости их элементов и вспомогательных устройств [18,71,72].

3.2. Методики первых экспериментов на реакторах ВИР-2 и ТИБР-1М

Реактор ВИР-2

Впервые накачка лазеров ядерными излучениями была осуществлена во ВНИИЭФ в 1972 г. при использовании смеси Не-Хе (первый успешный эксперимент состоялся 12 мая 1972 г.), однако первую статью по ЛЯН сотрудникам ВНИИЭФ удалось опубликовать лишь в 1979 г. [73].

В первой серии экспериментов в качестве нейтронного источника использовался импульсный водный реактор ВИР-2 [24],

исследования на котором проводились с 1971 г. по 1978 г. В 1979 г. был введен в эксплуатацию модифицированный реактор ВИР-2М [24], у которого увеличена прочность корпуса АЗ и незначительно изменены параметры реакторного импульса. В качестве топлива в этих реакторах используется раствор соли урана UO_2SO_4 в обычной воде.

Реактор расположен в двухзальном помещении с толщиной бетонных стен 2-6 м. Корпус АЗ (высота 2 м; диаметр около 0,7 м; толщина стенок 65 мм) заключен в бетонный блок размером $4 \times 4 \times 3,5$ м, являющийся биологической защитой. Дно корпуса находится на уровне потолка нижнего зала и может закрываться защитным шибером. Для размещения облучаемых объектов используются следующие экспериментальные каналы: центральный канал с внутренним диаметром 142 мм; полусферическая полость с внутренним диаметром 300 мм; боковые каналы диаметром 100 мм, примыкающие к боковой поверхности корпуса АЗ; полость вблизи поверхности АЗ с сечением 560×620 мм²; нижний реакторный зал высотой 2,5 м.

На рис.3.4. представлена схема первых экспериментов [18,26]. Вертикально расположенная лазерная кювета облучалась в боковом канале реактора ВИР-2. Средний по длине кюветы флюенс тепловых нейтронов составлял $1,3 \cdot 10^{13}$ см⁻² при длительности реакторного импульса около 4 мс.

Внутри цилиндрического корпуса кюветы находилась алюминиевая трубка с внутренним диаметром 27 мм и длиной 100 см, на поверхность которой нанесен слой окиси-закиси ²³⁵U толщиной около 2-3 мг/см² по металлическому ²³⁵U. Для увеличения потока тепловых нейтронов кювета была окружена полиэтиленовым замедлителем нейтронов с толщиной стенки 30 мм. Устойчивый резонатор лазера образован зеркалами с серебряным покрытием – глухим сферическим зеркалом с радиусом кривизны 10 м и выходным плоским зеркалом на подложке из кварца или ВаF₂. Вывод лазерного излучения из кюветы осуществлялся через отверстие связи диаметром 1-2 мм в плоском зеркале. Расстояние между зеркалами 120 см.

Измерительные устройства были вынесены из зоны облучения на расстояние около 10 м от лазерной кюветы. В поисковых

экспериментах для регистрации излучения в диапазоне 400-1100 нм использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-28, а для регистрации ИК-излучения (2-11 мкм) – фотосопротивление Ge:Au, охлаждаемое жидким азотом. После обнаружения генерации для измерения энергии лазерного импульса использовался калориметр ИЭК-1.

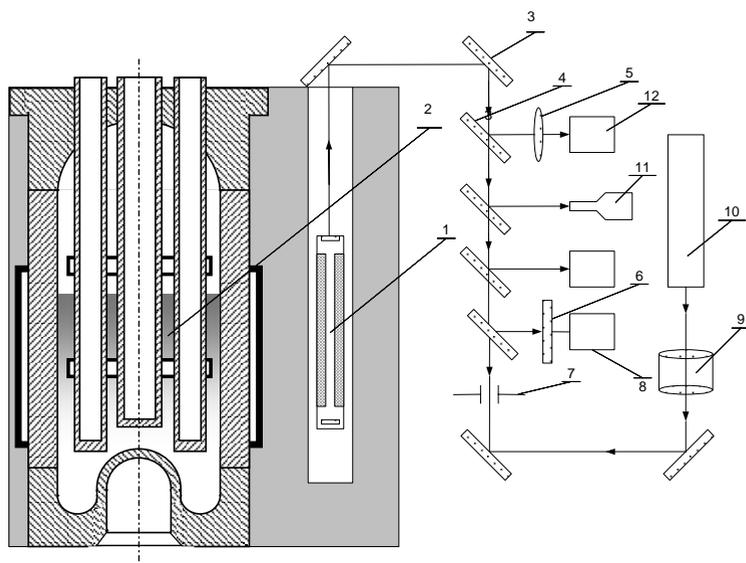


Рис.3.4. Схема первых лазерных экспериментов на реакторе ВИР-2 [18,26]: 1 – лазерная кювета; 2 – АЗ реактора; 3 – поворотные зеркала; 4 – делительные пластины; 5 – линза из CaF_2 ; 6 – светофильтр; 7 – диафрагма; 8 – фотоприемник Ge:Au; 9 – конденсор; 10 – гелий-неоновый лазер ЛГ-126; 11 – фотоэлектронный умножитель ФЭУ-28; 12 – калориметр ИЭК-1

В качестве активной среды первоначально использовалась смесь He-Xe(10:1) при давлениях 0,08-1 атм. Осциллограмма одного из первых опытов при давлении смеси 1 атм показана на рис.3.5. Длина волны генерации, определенная приблизительно с помощью светофильтров, составляла ~ 3 мкм. Мощность лазерного излучения в оптимальном по давлению и составу смеси режиме составляла 25 Вт при КПД по отношению к поглощенной в среде энергии $\eta_l \sim 0,5$ %.

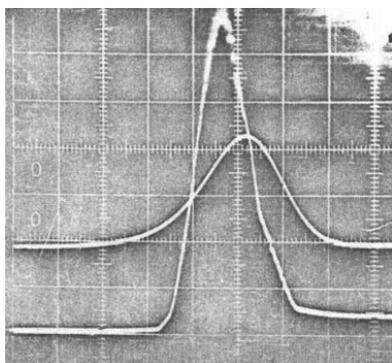


Рис.3.5. Оциллограмма реакторного импульса (верхний луч) и импульса лазерного излучения (нижний луч) для смеси Не-Хе при давлении 1 атм. Развертка – 2 мс/дел

Реактор ТИБР-1М

В следующей серии экспериментов на импульсном реакторе ТИБР-1М (1974-1976 гг.) использовались более устойчивые к механическим нагрузкам урановые слои, а лазерная кювета располагалась горизонтально, что позволило устранить наблюдавшееся в предыдущих экспериментах загрязнение нижнего сферического зеркала урановой пылью.

В состав АЗ реактора ТИБР-1М входит слой замедлителя нейтронов $ZrH_{1,9}$, что по сравнению с другими реакторами на быстрых нейтронах приводит к снижению динамических нагрузок на топливные элементы АЗ и к увеличению длительности реакторного импульса до ~ 500 мкс [24]. Диаметр АЗ, изготовленной из уран-молибденового сплава, составляет около 30 см.

Цилиндрическая лазерная кювета, окруженная полиэтиленовым замедлителем, с нанесенным на внутреннюю поверхность слоем окиси-закиси ^{235}U толщиной около 9 мг/см^2 размещалась вблизи поверхности активной зоны реактора (рис.3.6). Для уменьшения влияния тепловых нейтронов, вылетающих из замедлителя, на АЗ реактора лазерная кювета была окружена экранами из кадмия и карбида бора.

Схема эксперимента показана на рис.3.7. Измерительная аппаратура (за исключением калориметра ИЭК-1) располагалась за биологической защитой в соседнем помещении. Для регистрации лазерного излучения наряду с калориметром ИЭК-1 использова-

лись фотоспротивления Ge:Au и поверхностно-барьерные кремниевые диоды ДКПС. Длина уранового слоя в кювете равнялась 57 см, диаметр – 2,7 см. Кювета облучалась импульсным потоком тепловых нейтронов с длительностью импульса на половине высоты около 0,8 мс и средним по длине уранового слоя флюенсом $4,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что позволяло получить при давлении гелия 2 атм удельную мощность накачки в максимуме импульса $q = 600 \text{ Вт/см}^3$. В экспериментах изучались двойные смеси инертных газов He-Ne (Ar,Kr,Xe), Ne-Ar(Kr,Xe), Ar-Kr(Xe) и Kr-Xe. Полное давление смесей равнялось 1 атм, парциальное соотношение компонент – от 200:1 до 200:30. Генерация была получена при использовании смесей He-Ar(Kr,Xe), Ar-Kr(Xe) в диапазоне 2-10 мкм и смесей He-Ar, Kr-Xe в диапазоне 0,8-1,2 мкм (рис.3.8).

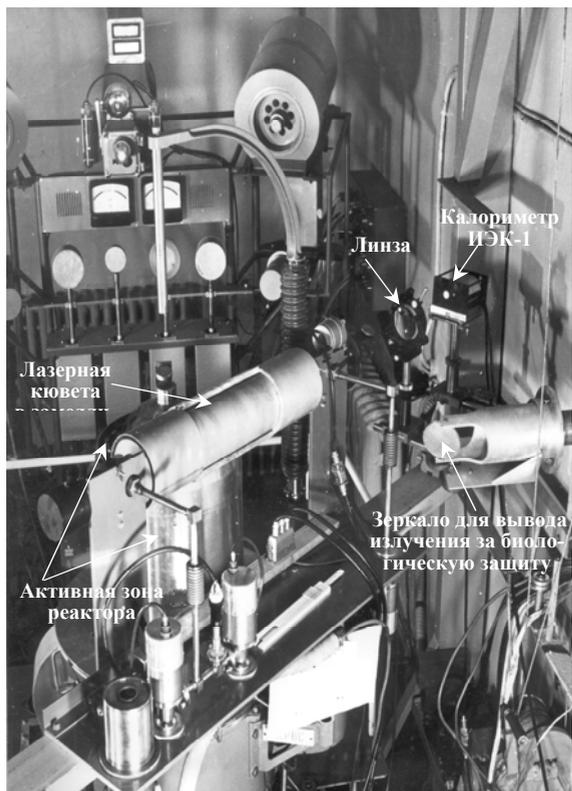


Рис.3.6. Лазерная кювета вблизи АЗ реактора ТИБР-1М [18]

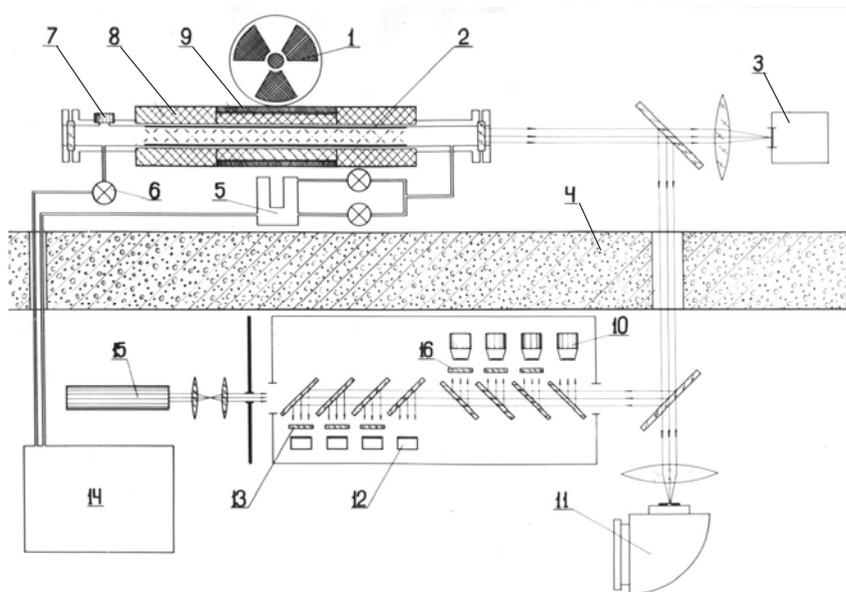


Рис.3.7. Схема эксперимента на реакторе ТИБР-1М [18]: 1 – АЗ реактора; 2 – алюминиевая трубка со слоем окиси-закиси ^{235}U ; 3 – калориметр ИЭК-1; 4 – биологическая защита реактора; 5 – диффузионный насос; 6 – электромагнитные клапаны; 7 – датчик давления; 8 – полиэтиленовый замедлитель нейтронов; 9 – экраны из кадмия и карбида бора; 10 – фотосопротивления Ge:Au; 11 – спектрограф ИСП-51; 12 – кремниевые диоды ДКПС; 13, 16 – светофильтры, 14 – газовакуумная система; 15 – юстировочный лазер

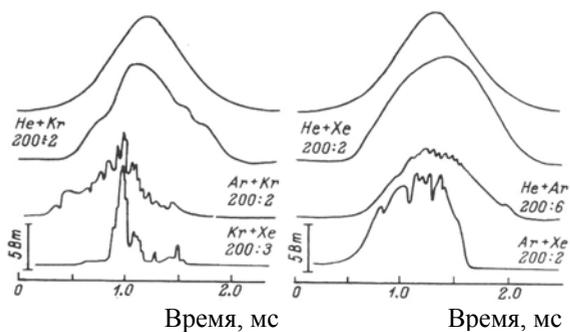


Рис.3.8.Осциллограммы импульсов лазерного излучения в диапазоне длин волн 2-10 мкм при полном давлении смесей 1 атм [73]. Верхние лучи – импульсы нейтронного излучения

В этой серии экспериментов [73] были идентифицированы наиболее интенсивные лазерные переходы AgI ($\lambda = 1,15; 2,40$ мкм), KгI ($\lambda = 2,52$ мкм), ХеI ($\lambda = 2,6$ мкм) и тем самым доказано существование семейства ЛЯН на ИК-переходах атомов инертных газов. Для наиболее подробно изученных ЛЯН на смесях He-Xe ($\lambda = 2,6$ мкм) и He-Ag ($\lambda = 1,15$ мкм) получены мощности генерации 2000 Вт и 250 Вт соответственно при $\eta_l = 0,8$ и $0,1$ %.

3.3. Экспериментальный комплекс на основе реактора ВИР-2М

Дальнейшие исследования ЛЯН во ВНИИЭФ проводились после создания в 1975 г. лазерной установки ЛУНА-2М, разработанной для проведения экспериментов в нижнем зале реактора ВИР-2 (ВИР-2М), где обеспечиваются удобные условия для проведения лазерных экспериментов – достаточный объем пространства для облучения крупногабаритных (100-200 см) лазерных установок и рельсовая кольцевая колея с дистанционно управляемыми тележками, доставляющими подготовленные лазерные установки в зону облучения. Наличие полусферической полости позволяет облучать в нижнем зале лазерные установки пространственно локализованным факелом интенсивного нейтронного излучения; при этом аппаратура, находящаяся вне факела, оказывается в существенно меньшем потоке реакторного излучения.

Установка ЛУНА-2М является одной из трех основных лазерных установок, входящих в состав экспериментального комплекса на реакторе ВИР-2М [70]. При использовании этой установки во ВНИИЭФ выполнен основной объем фундаментальных исследований по различным проблемам ЛЯН видимого и ИК-диапазонов спектра. Фотография установки ЛУНА-2М приведена на рис.3.9.

В состав экспериментального комплекса входят также установки ЛУНА-2П и ЛЯН-2Т [70]. Основные характеристики всех трех лазерных установок приведены в табл. 3.2. Каждая установка состоит из двух идентичных по конструкции и условиям облучения лазерных кювет (каналов), что позволяет ускорить темпы исследований. Схема размещения лазерной установки под АЗ реактора по-

казана на рис.3.10. Перемещение тележек по рельсовой колее и фиксации их под АЗ реактора с помощью прижимов может производиться как дистанционно из пультовой, так и вручную непосредственно в нижнем реакторном зале.

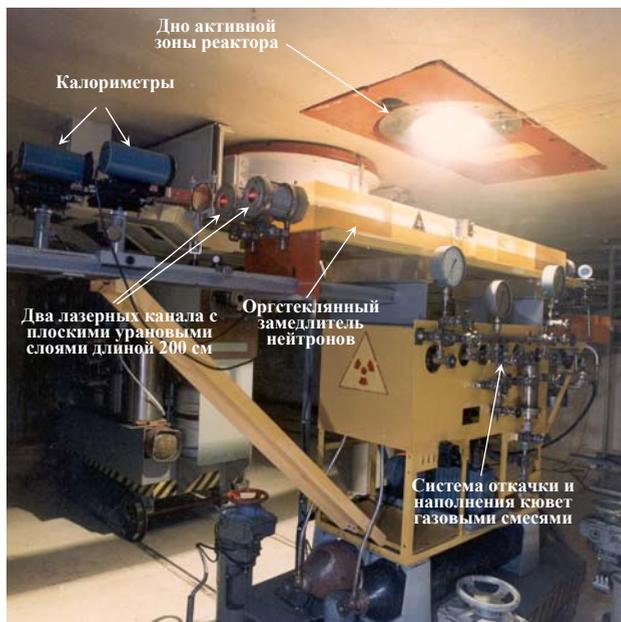


Рис.3.9. Установка ЛУНА-2М в нижнем зале реактора ВВР-2М [18,26]

Установка ЛУНА-2П была разработана в 1987 г. и применялась для исследования лазерных характеристик и оптического качества газовой среды в режиме прокачки газа. Схема этой установки приведена на рис.3.11. Прокачка газа осуществлялась в поперечном относительно оптических осей направлении со скоростью 5-10 м/с. Для охлаждения газа использовались теплообменники, представляющие собой пакеты длиной 100 см, изготовленные из алюминиевых или бериллиевых пластинок толщиной 0,5 мм и зазорами между ними по 0,5 мм.

Таблица 3.2. Основные характеристики лазерных установок, входящих в состав исследовательского комплекса на реакторе ВИР-2М [18,39]

Установка	ЛУНА-2М	ЛУНА-2П	ЛЯН-2Т
Количество кювет	2	2	2
Активная длина кюветы	200 см	100 см	100 см
Замедлитель	Оргстекло	Оргстекло	Вода
$\Phi_{th}, \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{15}$	$2,2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{15}$
Способ накачки	Два урановых слоя с размерами $200 \times 6 \text{ см}^2$ (расстояние между слоями 2 см, толщина около 3 мг/см^2)	Два урановых слоя с размерами $100 \times 6 \text{ см}^2$ (расстояние между слоями 2 см, толщина около 3 мг/см^2)	Продукты ядерной реакции ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$
Начальная температура газовой среды	300 К	300 К	300-1000 К
Прокачка газа	Без прокачки газа	С прокачкой газа	Без прокачки газа

Примечание: Φ_{th} – средняя по активной длине кюветы плотность потока тепловых нейтронов в максимуме импульса накачки

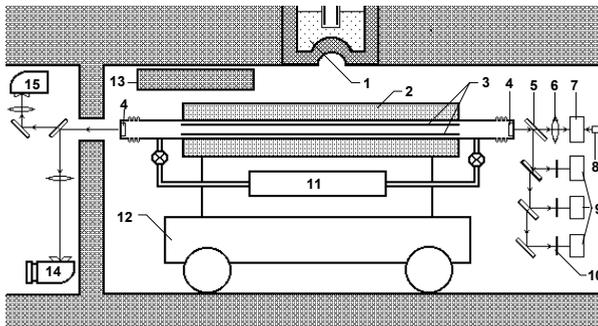


Рис.3.10. Схема размещения лазерной установки под АЗ реактора ВИР-2М [18,39]: 1 – АЗ реактора; 2 – замедлитель нейтронов; 3 – пластины с урановыми слоями; 4 – зеркала резонатора; 5 – светоделительные пластины; 6 – фокусирующая линза; 7 – измеритель энергии лазерного излучения; 8 – юстировочный лазер; 9 – фотоприемники; 10 – светофильтры; 11 – система откачки и наполнения лазерных кювет газовыми смесями; 12 – тележка; 13 – защитный шибер; 14, 15 – спектральные приборы

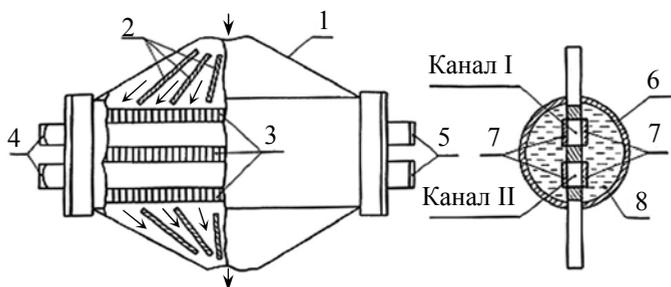


Рис.3.11. Схема лазерного блока установки ЛУНА-2П: 1 – алюминиевый растр; 2 – пластины для распределения газового потока; 3 – теплообменники; 4 – глухие зеркала; 5 – выходные зеркала; 6 – корпус водяного замедлителя нейтронов; 7 – пластины с урановыми слоями; 8 – вода. Стрелками показано направление газового потока

В установке ЛЯН-2Т [18,70], созданной в 1991 г. для исследования лазеров на парах металлов и изучения влияния температуры на лазерные параметры, использовались кварцевые лазерные кюветы диаметром 3,2 см с электронагревателями, заполненные смесью изотопа ^3He с лазерным газом. Возбуждение активных сред в этом случае осуществляется продуктами ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$.

Основные методики, которые использовались для измерения лазерных характеристик показаны на рис.3.10. Энергетические параметры лазерного излучения определялись с помощью измерителей энергии лазерных импульсов ИЭК-1, ИМО-2Н, различных фотоэлементов (Ф-28, ФЭК-11, ФЭК-14, СДФ-7) и фотоспротивлений (PbS, PbSe). Для измерения спектров лазерного излучения в УФ, видимой и ближней ИК-областях спектра использовались спектрографы ДФС-452, MS257, а в средней ИК-области спектра – монохроматор МДР-2 с линейкой фотоспротивлений на основе PbSe. Спектры поглощения (отражения) оптических материалов и зеркал резонатора определялись с помощью различных спектрофотометров (ИКС-14А, СФ-9 и др.).

Регистрация электрических сигналов на первых этапах исследований проводилась с использованием различных многолучевых осциллографов. В настоящее время для этих целей использует-

ся автоматизированная система регистрации и обработки результатов измерений на основе компьютерных технологий.

Для изучения характеристик газовых ЛЯН на реакторах ВИР-2 и ВИР-2М за период 1975-2005 гг. было проведено около 2500 импульсов. В результате этих исследований получена и исследована генерация в видимом и ИК-диапазонах спектра примерно на 40 переходах атомов Хе, Кг, Аг, Не, С, О, N, Сl и ионов Cd^+ , Zn^+ при возбуждении газовых смесей атмосферного давления осколками деления урана и продуктами ядерной реакции ${}^3He(n,p){}^3H$. Был также решен ряд важных задач, связанных с изучением оптических и газодинамических характеристик газовых сред, и получены данные, необходимые для разработки непрерывных многоканальных ЛЯН.

3.4. Экспериментальная установка ЭБР-Л

В 1979 г. во ВНИИТФ начались исследования по проблемам ЛЯН, для этих целей был создан экспериментальный комплекс ЭБР-Л [24,69]. В настоящее время в состав комплекса, кроме импульсного реактора ЭБР-Л, входят набор лазерных кювет, система для откачки кювет и их наполнения исследуемыми газами, устройство для вывода светового излучения из реакторного зала и регистрации его параметров. На этом комплексе были исследованы 10 различных типов ЛЯН и получена генерация на 21 лазерном переходе, в том числе лазеры на парах металлов Cd, Zn, Hg и УФ-переходах молекулярного иона N_2^+ .

Реактор ЭБР-Л, представляющий собой модернизированный вариант импульсного реактора ЭБР-200М, был введен в эксплуатацию в 1981 г. Фотография реактора ЭБР-Л и схема его АЗ показаны соответственно на рис.3.12 и рис.3.13. Активная зона реактора состоит из двух полусферических частей из сплава ${}^{235}U$ -Мо (массовая доля молибдена 3 %), окруженных медным отражателем. Между двумя частями АЗ помещен цилиндрический медный отражатель со сквозным каналом диаметром 12,5 см. В этом канале устанавливается замедлитель из полиэтилена длиной 60 см, внутри которого размещаются лазерные кюветы. Некоторые характеристики реактора ЭБР-Л представлены в таблице 3.3. Средняя по длине урано-

вого слоя плотность потока тепловых нейтронов в максимуме импульса составляет $1,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

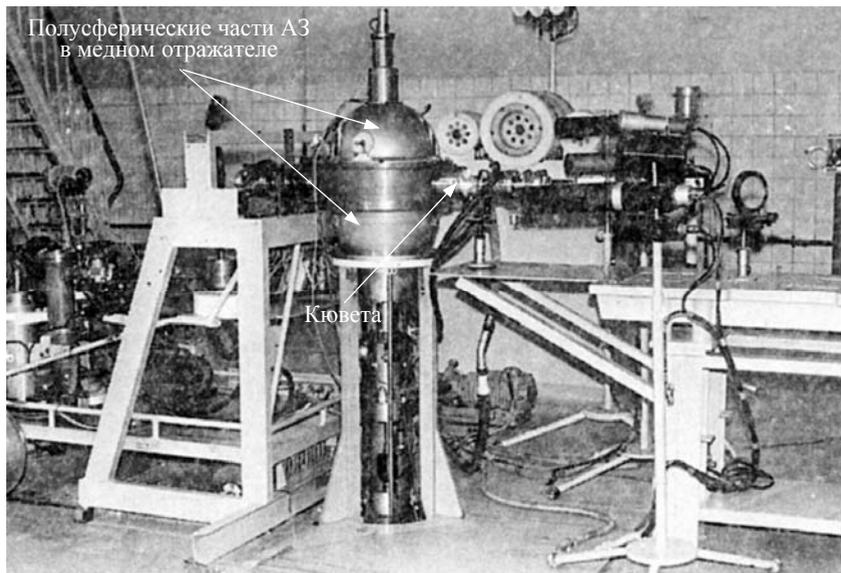


Рис.3.12. Импульсный реактор ЭБР-Л с лазерной сборкой [69]

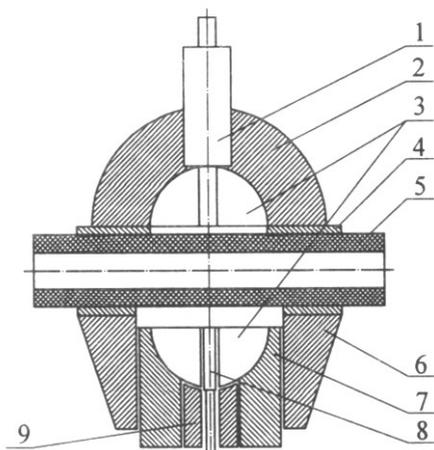


Рис.3.13. Схема АЗ реактора ЭБР-Л [69]: 1 – механизм тонкой регулировки реактивности; 2 – верхний медный отражатель; 3 – полусферические части АЗ; 4 – цилиндрически медный отражатель; 5 – полиэтиленовый замедлитель; 6 – нижний отражатель; 7 – блок безопасности; 8 – импульсный стержень; 9 – стоп-блок

Таблица 3.3. Параметры максимального импульса в реакторе ЭБР-Л

Заполнение канала в медном отражателе	Нет	Полиэтиленовый замедлитель в кадмиевой чехле
Полное число делений в АЗ	$1,5 \cdot 10^{17}$	$1,5 \cdot 10^{17}$
Максимальный нагрев АЗ за импульс, К	730	730
Полуширина импульса, мкс	60	140
Флюенс нейтронов, см^{-2}	$3,5 \cdot 10^{14}$	$5,8 \cdot 10^{13}$
Плотность потока нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$3,8 \cdot 10^{18}$	$2,7 \cdot 10^{17}$

Схема одной из кювет для изучения ЛЯН на парах металлов показана на рис.3.14. Центральная часть кюветы изготовлена в виде трубы из нержавеющей стали длиной 80 см и толщиной стенки 3 мм. На трубу намотан трехсекционный проволочный нагреватель, с помощью которого кювета нагревается до 850 К. К концам трубы присоединены охлаждаемые водой удлинители и юстировочные узлы. Общая длина кюветы – 120-140 см. Внутри кюветы размещаются трубки с внутренним диаметром 2,8 см, на поверхность которых нанесен слой окиси-закиси урана (90 % обогащения по ^{235}U) толщиной 2-3 $\text{мг}/\text{см}^2$; длина уранового слоя 60 см. Для экспериментов с ЛЯН используются также две лазерные кюветы без нагревателей с диаметрами уранового слоя 1,2 и 4,8 см. Основные характеристики кювет приведены в табл. 3.4.

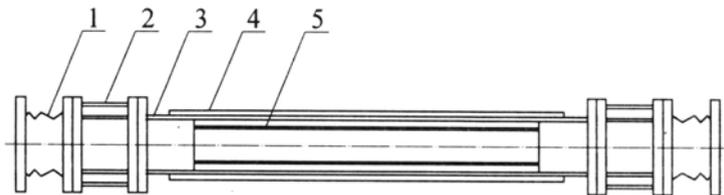


Рис.3.14. Схема лазерной кюветы с нагревателем [69]: 1 – юстировочный узел; 2 – переходник; 3 – удлинитель; 4 – электронагреватель; 5 – урановый слой

Таблица 3.4. Характеристики лазерных кювет, используемых в экспериментах с ЛЯН на установке ЭБР-Л

Диаметр уранового слоя, см	1,2	2,8	4,8
Материал трубки с урановым слоем	алюминий	нерж. сталь	алюминий
Активный лазерный объем, см ³	50	290	500
Толщина слоя окиси-закиси ²³⁵ U, мг/см ²	2-3	2-3	2-3
Максимальный удельный энерговыдел, Дж/см ³	0,9	0,4	0,2
Максимальная удельная мощность накачки, кВт/см ³	4	2	1

Для измерения характеристик выходящего из кюветы лазерного или люминесцентного излучения использовалась оптическая схема (рис.3.15), с помощью которой можно определять спектр лазерной генерации, энергетические и пороговые характеристики лазерного импульса. В экспериментах по изучению люминесцентных характеристик газовых и паровых сред измерялись спектральный состав излучения, временная форма импульса и интенсивность люминесценции для нескольких линий. Спектральный диапазон регистрации оптических сигналов составлял 0,2-5 мкм.

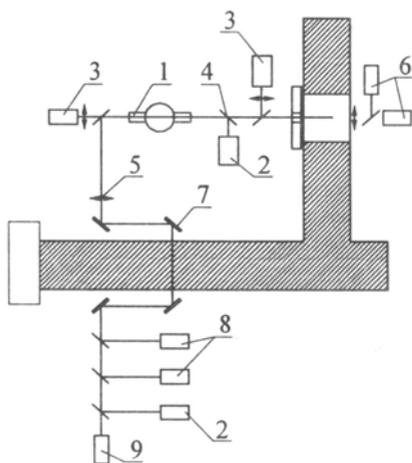


Рис.3.15. Схема вывода и регистрации светового излучения [69]: 1 – кювета; 2 – юстировочный лазер; 3 – калориметр; 4 – делительная пластина; 5 – фокусирующая линза; 6 – спектрограф; 7 – поворотное зеркало; 8 – фотоприемники; 9 – монохроматор

3.5. Стенд для исследования характеристик ЛЯН

Исследования по проблемам ЛЯН начались в ГНЦ РФ-ФЭИ (г. Обнинск) с 1981 г. по инициативе В.Я.Пупко. В рамках программы по разработке мощного оптического квантового усилителя с ядерной накачкой в настоящее время создан демонстрационный образец лазерной системы, который получил название «Стенд Б» [74]. Здесь рассматриваются характеристики одной из двух частей «Стенда Б» – так называемого «первого рабочего места», введенного в эксплуатацию в 1996 г. и предназначенного для изучения характеристик отдельных лазерных кювет. Информация о «втором рабочем месте» «Стенда Б» приведена в разделе 6.3.

Основным элементом лазерного стенда является двухзонный импульсный реактор БАРС-6, изготовленный на основе реактора БАРС-5 [69] по конструкторской документации и при техническом содействии ВНИИТФ. Две АЗ реактора расположены на платформе, которая может передвигаться в разные места реакторного зала в зависимости от задач эксперимента. Расстояние между осями АЗ изменяется в пределах от 340 до 1500 мм, что позволяет более равномерно облучать лазерные кюветы, чем в случае импульсного реактора с одной АЗ. Длительность реакторного импульса на половине высоты составляет 150-200 мкс.

В одном из положений АЗ реактора («первое рабочее место») проводятся эксперименты по изучению характеристик отдельных ЛЯН (см. рис.3.1,д). В качестве примера на рис.3.16 показана схема одного из экспериментов по изучению характеристик лазера на смеси Ar-Xe [75]. Расстояние между АЗ составляло 70 см. Цилиндрическая лазерная кювета длиной 250 см и с внешним диаметром 49 мм (толщина стенки 0,5 мм) была изготовлена из нержавеющей стали. На внутреннюю поверхность кюветы нанесен слой $^{235}\text{UO}_2$ толщиной 5 мкм. Распределение удельной мощности накачки по длине и радиусу лазерной кюветы в максимуме реакторного импульса для смеси Ar-Xe (100:1) при давлении 0,5 атм показано на рис.3.17.

В экспериментах на «первом рабочем месте» были выполнены также исследования усилительных характеристик различных лазерных сред и динамики развития оптических неоднородностей.

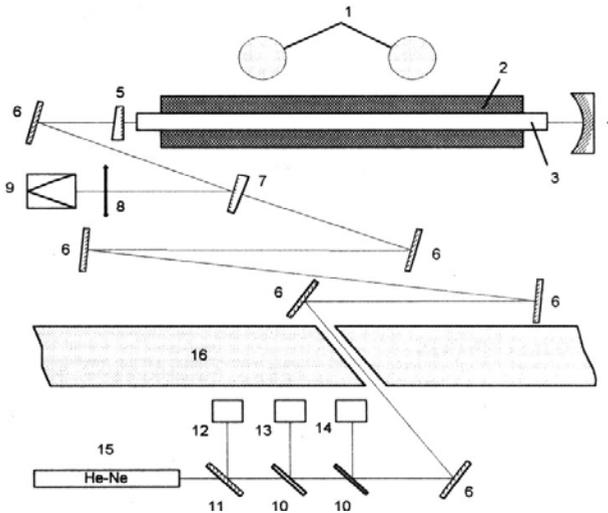


Рис.3.16. Схема экспериментов с ЛЯН при использовании двухзонного реактора БАРС-6 [75]: 1 – АЗ реактора; 2 – полиэтиленовый нейтронный замедлитель; 3 – лазерная кювета; 4,5 – зеркала резонатора; 6 – поворотные зеркала; 7,10,11 – светоделительные пластины; 8 – линзы; 9 – калориметр; 12, 13, 14 – фотоприемники; 15 – юстировочный лазер; 16 – биологическая защита

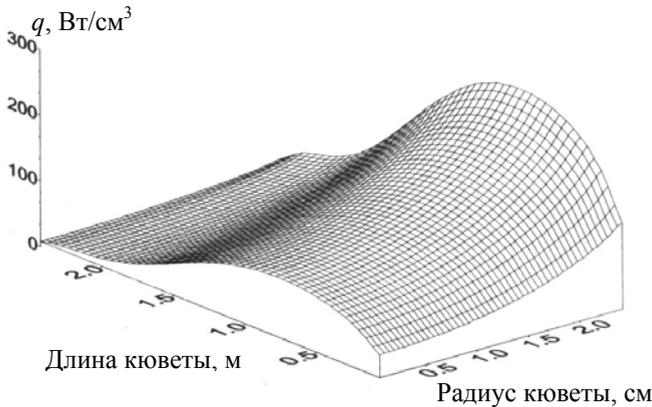


Рис.3.17. Распределение удельной мощности накачки по длине и радиусу лазерной кюветы для смеси Ag-Xe(100:1) при давлении 0,5 атм в экспериментах на реакторе БАРС-6 [75]

3.6. Эксперименты на реакторах SPR и TRIGA

За рубежом для поиска и изучения характеристик активных сред ЛЯН использовались импульсные ядерные реакторы, представленные в табл. 3.1. Основной объем исследований был выполнен в США в лабораториях Sandia (реакторы SPR-II, SPR-III) и University of Illinois (реактор TRIGA).

Импульсные реакторы SPR-II и SPR-III

Сообщение о первом успешном зарубежном эксперименте на импульсном реакторе по накачке лазера ядерными излучениями появилось в 1975 году – на реакторе SPR-II была осуществлена накачка молекулярного СО-лазера ($\lambda = 5,1-5,6$ мкм) осколками деления урана [76]. На рис.3.18 и рис.3.19 приведены схема импульсного реактора на быстрых нейтронах SPR-II [24] и схема экспериментов на этом реакторе с СО-лазером [76]. Цилиндрическая АЗ реактора состоит из шести кольцевых дисков и четырех стержней, изготовленных из сплава урана (93 % обогащения по ^{235}U) с молибденом (10 %). Внешний диаметр и высота АЗ равняются соответственно 20,3 и 20,8 см, полная масса уран-молибденового сплава 105 кг. Подробные характеристики реактора SPR-II можно найти в монографии [24].

Лазерная кювета располагалась на расстоянии около 20 см от оси АЗ реактора. Плотность потока нейтронов в максимуме реакторного импульса составляла $1 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Возбуждение СО при давлении 0,13 атм осуществлялось осколками деления урана, вылетающими из цилиндрического слоя $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$. Удельная мощность накачки составляла около 200 Вт/см 3 . Особенность этих экспериментов заключается в необходимости охлаждения окиси углерода до температуры 77 К. Приемники лазерного излучения (калориметр и фотоспротивление Ge:Au) размещались за биологической защитой на расстоянии примерно 15 м от лазерной кюветы. В последующих экспериментах на реакторе SPR-II с СО-лазером использовалась многопроходная лазерная кювета (см. рис.3.2,а).

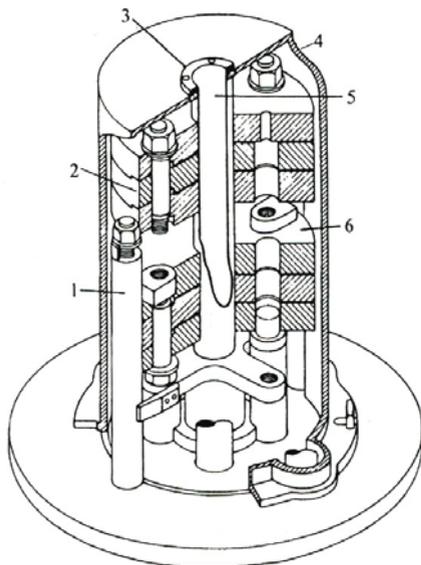


Рис.3.18. Схематический вид АЗ реактора SPR-II [24]: 1 – опорная колонна верхней половины АЗ; 2 – верхняя половина АЗ; 3 – фланец защитной трубы в полости; 4 – экранирующий кожух; 5 – осевая полость для облучения; 6 – нижняя половина АЗ

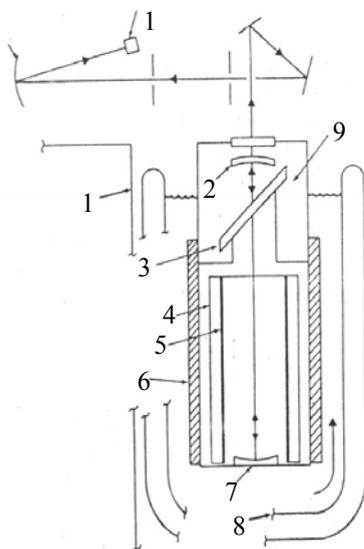


Рис.3.19. Схема экспериментов по накачке СО-лазера осколками деления урана [76]: 1 – АЗ реактора SPR-II; 2 – выходное зеркало; 3 – окно из CaF_2 под углом Брюстера; 4 – алюминиевая трубка; 5 – слой $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$; 6 – полиэтиленовый замедлитель нейтронов; 7 – глухое зеркало; 8 – сосуд Дьюара с жидким азотом; 9 – область с вакуумом; 10 – приемники лазерного излучения

Значительно большее количество экспериментов с различными ЛЯН в лабораториях Sandia выполнено на импульсном реакторе SPR-III, введенном в эксплуатацию в 1975 г. [24]. Этот реактор имеет проходящую через АЗ полость диаметром 17 см и длиной 35 см, которую можно использовать для облучения достаточно больших объектов. Например, в этой полости размещалась окруженная полиэтиленом кювета, при использовании которой были измерены коэффициенты усиления в смеси ${}^3\text{He-Xe-NF}_3$ ($\lambda = 351$ нм). В таких условиях можно получить удельную мощность накачки $q \approx 5$ кВт/см³ – максимально возможную в экспериментах на импульсных реакторах.

Большинство экспериментов на реакторе SPR-III проводилось при размещении лазерной кюветы вблизи поверхности АЗ. Чаще всего использовалась прямоугольная лазерная кювета с размерами 60×7×1 см, помещенная внутри полиэтиленового замедлителя нейтронов (рис.3.20). Стенки кюветы были покрыты слоем ${}^{235}\text{UO}_2$ толщиной 3 мкм. Для регистрации формы импульса тепловых нейтронов внутри замедлителя размещался кобальтовый детектор тепловых нейтронов длиной 1 м. Распределение флюенса тепловых нейтронов (удельного энерговыклада) по длине полости 60 см является неравномерным. На торцах замедлителя (30 см от центра) флюенс тепловых нейтронов составляет примерно 25 % максимального значения в центральной части.

Для исследования ЛЯН на переходах атомов инертных газов, которые могут работать при невысоких удельных мощностях накачки ≤ 100 Вт/см³, длительность импульсов реактора SPR-III была увеличена до нескольких миллисекунд. Для этого в полость внутри АЗ реактора был помещен «удлинитель импульса», состоящий из нескольких граммов ${}^{235}\text{U}$ в полиэтиленовом замедлителе с толщиной стенки несколько сантиметров. Такое устройство увеличивает эффективное время жизни нейтронов в реакторе, что приводит к трехкратному увеличению длительности импульса.

Для изучения характеристик ЛЯН применялись, как правило, экспериментальные схемы, приведенные на рис.3.21. При использовании этих схем были исследованы ЛЯН на переходах атомов Ne ($\lambda = 585,3; 703,2; 724,5$ нм), Ag ($\lambda = 1,27; 1,79$ мкм) и Xe ($\lambda = 1,73; 2,03$ мкм).

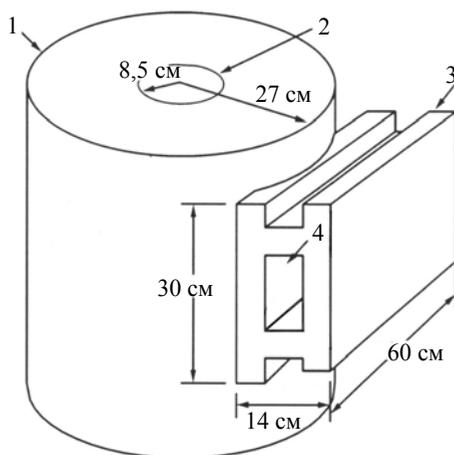


Рис.3.20. Схема размещения прямоугольной лазерной кюветы вблизи АЗ реактора SPR-III [18]: 1 – АЗ реактора; 2 – полость для облучения образцов; 3 – полиэтиленовый замедлитель нейтронов; 4 – полость в замедлителе для размещения лазерной кюветы

Энергия лазерного импульса измерялась калориметрами, а форма – с помощью кремниевых или InAs-фотодиодов. Энерговклад в газовую среду определялся по скачку давления, измеренному с помощью пьезоэлектрического датчика давления. Для транспортировки лазерного излучения к кювете и от нее на расстояние около 20 м применялись светопроводы, представляющие собой трубы диаметром 2,54 см с золотым отражающим покрытием. Люминесцентное излучение, выходящее через боковую поверхность кюветы, с помощью кварцевого волоконного световода выводилось за биологическую защиту и регистрировалось с помощью фотодиода или многоканального спектрометра с диапазоном регистрации 450-750 нм. Для измерения коэффициентов усиления активных сред ЛЯН использовались вспомогательные лазеры – перестраиваемый лазер на F -центрах, возбуждаемый излучением твердотельного ИАГ: Nd^{3+} -лазера, или газоразрядный лазер.

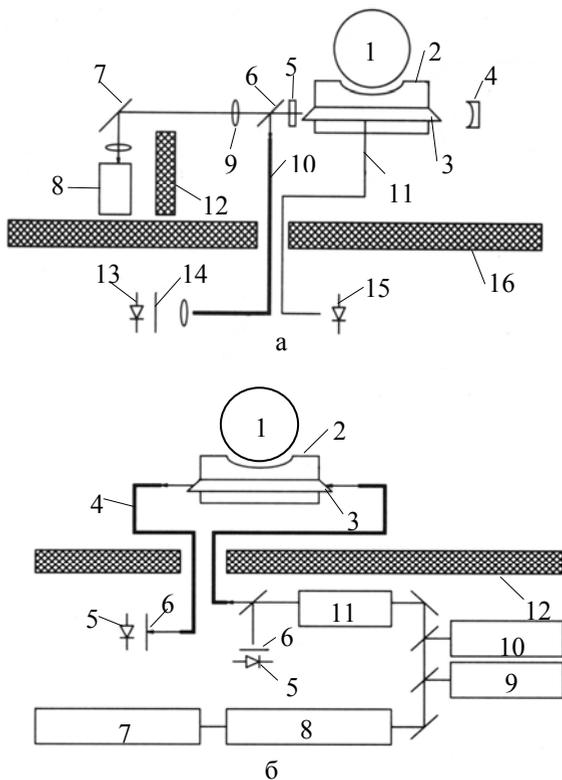


Рис.3.21. Схемы экспериментов с ЛЯН на реакторе SPR-III [18]: а) изучение характеристик ЛЯН в режиме генерации (1 – АЗ реактора; 2 – полиэтиленовый замедлитель; 3 – лазерная кювета; 4,5 – зеркала резонатора; 6 – светоделительная пластина; 7 – поворотное зеркало; 8 – калориметр; 9 – линза; 10 – светопровод; 11 – кварцевый волоконный световод; 12 – свинцовая защита; 13 – фотодиод InAs; 14 – светофильтр; 15 – фотоприемник для регистрации люминесцентного излучения; 16 – биологическая защита); б) измерение коэффициентов усиления (1 – АЗ реактора, 2 – полиэтиленовый замедлитель, 3 – лазерная кювета, 4 – светопровод, 5 – фотодиод InAs, 6 – светофильтр, 7 – непрерывный ИАГ:Nd³⁺-лазер, 8 – перестраиваемый лазер на F-центрах, 9 – измеритель длины волны, 10 – анализатор спектра, 11 – модулятор, 12 – биологическая защита)

Импульсный реактор TRIGA

Реакторы TRIGA относятся к реакторам бассейнового типа на тепловых нейтронах, АЗ которых изготовлены из тройного сплава UZrH_x . Эти реакторы являются наиболее распространенными среди исследовательских импульсных реакторов – количество их разных модификаций в различных странах на конец 1987 г. равнялось 53 [24].

Один из реакторов семейства TRIGA, а именно TRIGA Mark-II, в течение многих лет использовался для исследований по проблемам ЛЯН в University of Illinois. Характерными показателями импульсов реакторов TRIGA являются: полное число делений в АЗ $\sim 1 \cdot 10^{18}$ (при энерговыделении ~ 30 МДж), ширина импульса на половине высоты – около 10 мс, флюенс нейтронов в центре АЗ $(0,5-1,0) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ [24]. Реактор может также работать в стационарном режиме на мощности до 1,5 МВт при плотности потока тепловых нейтронов $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

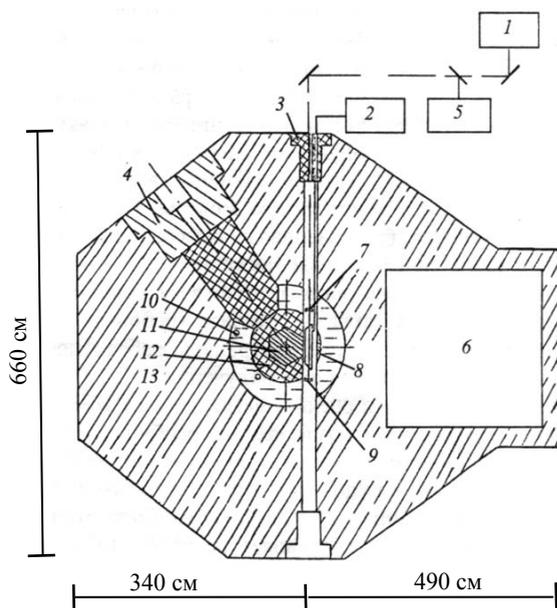


Рис.3.22. Схема лазерных экспериментов на реакторе TRIGA [18]: 1,5 – приборы, регистрирующие характеристики лазерного излучения; 2 – система откачки и наполнения лазерных кювет исследуемыми газами; 3 – защитная пробка, 4 – тепловая колонна (устройство для вывода пучка тепловых нейтронов); 6 – экспериментальная камера, 7,9 – зеркала резонатора; 8 – лазерная кювета; 10 – детектор нейтронов; 11 – АЗ реактора; 12 – графитовый отражатель; 13 – бетонная защита

Схема лазерных экспериментов на реакторе TRIGA показана на рис.3.22. Типичная длина лазерной кюветы 70-100 см. Накачка газовых смесей He-CO(CO₂) ($\lambda = 1,45$ мкм), Ne-N₂ ($\lambda = 862,9; 939,3$ нм), Ar-He ($\lambda = 1,73$ мкм), ³He-Ne-H₂ ($\lambda = 585,3$ нм) осуществлялась продуктами ядерных реакций ¹⁰B(*n*, α)⁷Li или ³He(*n*,*p*)³H. Для регистрации лазерного излучения использовались различного типа приборы (фотоэлектронные умножители, фотосопротивления, монохроматоры, измерители мощности).

Глава 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВЫХ ЛЯН НА ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ

Исследования, выполненные в различных лабораториях, показали, что известные в настоящее время газовые ЛЯН излучают в широком диапазоне оптического спектра 390-5600 нм примерно на 50 переходах атомов Хе, Кг, Аг, Не, С, N, Cl, O, I, Hg, Cd, ионов Cd^+ , Zn^+ , Hg^+ , молекулы CO и молекулярного иона N_2^+ .

4.1. ИК-лазеры на переходах атомов Хе, Кг и Аг

Лазеры с ядерной накачкой на переходах атомов Хе, Кг, Аг исследованы наиболее подробно и имеют максимальные среди ЛЯН энергетические параметры. Для возбуждения этих лазеров использовались, в основном, осколки деления урана и продукты ядерной реакции ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$. Схемы энергетических уровней атомов Хе, Кг и Аг с лазерными переходами приведены на рис.4.1–4.3. Генерация происходила в ИК-области спектра, причем наиболее интенсивные лазерные линии принадлежат переходам $nd-(n+1)p$ атомов Хе, Кг и Аг ($n = 5,4,3$ для Хе, Кг, Аг соответственно).

Экспериментальные исследования ЛЯН на ИК-переходах атомов Хе, Кг, Аг в России проводились, в основном, во ВНИИЭФ и ВНИИТФ, а за рубежом – в лабораториях Sandia (США).

Результаты исследований во ВНИИЭФ

Уже в первых экспериментах, выполненных на реакторе ВИР-2 в 1972 г., мощность излучения ксенонового лазера в оптимальных по давлению и составу смеси Не-Хе режимах составляла 25 Вт при $\eta_l \sim 0,5\%$. В последующих экспериментах на реакторах ТИБР-1М, ВИР-2 и ВИР-2М была получена генерация в диапазоне спектра 1,15-3,65 мкм на 24 переходах атомов Хе, Кг и Аг при возбуждении активных сред осколками деления урана, а также подробно исследованы их спектральные, энергетические и пороговые характеристики. В табл. 4.1 представлены основные данные по всем исследованным во ВНИИЭФ лазерам на переходах атомов Хе, Кг и Аг. Ссылки на оригинальные работы содержатся в моногра-

фии [18] и в обзорных работах [39,77]. Экспериментальные установки и методики рассмотрены в разделах 3.3 и 3.4.

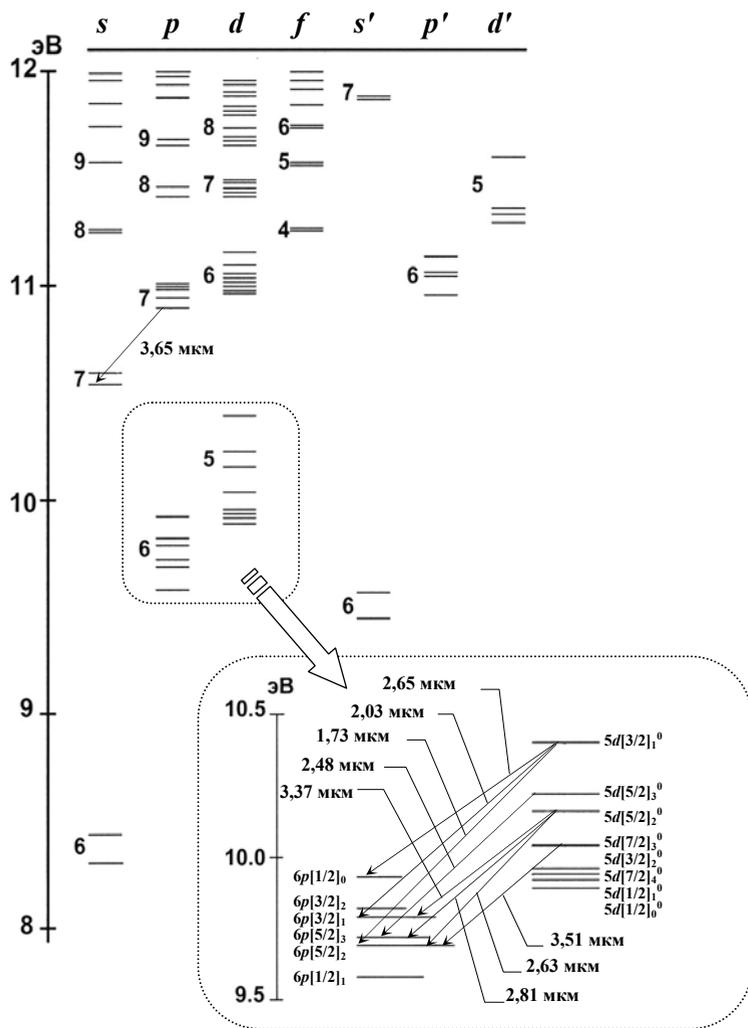


Рис.4.1. Схема возбужденных уровней атома Хе с лазерными переходами

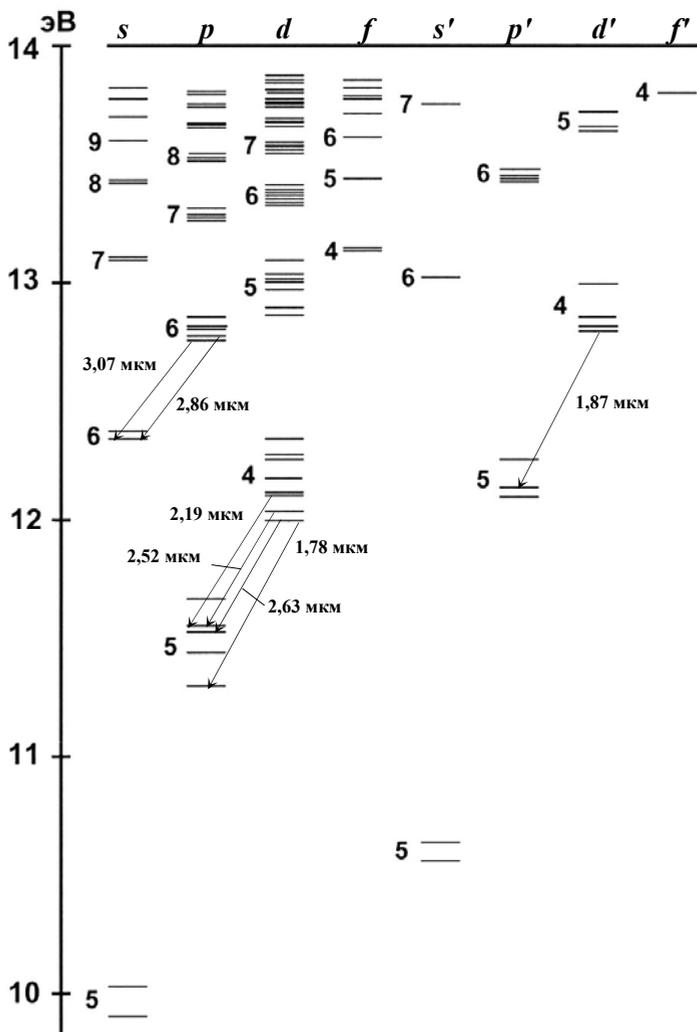


Рис.4.2. Схема возбужденных уровней атома Kr с лазерными переходами

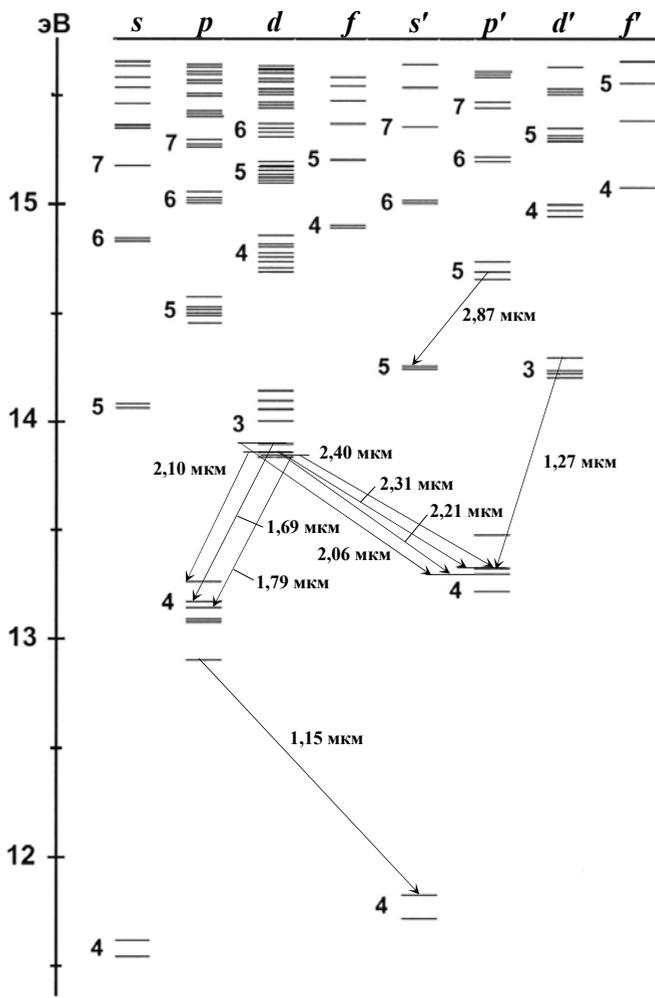


Рис.4.3. Схема возбужденных уровней атома Ag с лазерными переходами

Большинство генерационных линий принадлежат переходам $nd-(n+1)p$ атомов Хе, Кг и Аг (см. рис.4.1-4.3). Кроме того, наблюдались генерационные линии 3,65 мкм (переход $6p-6s$ ХеI); 3,07 и 2,86 мкм (переходы $5p-5s$ КгI); 1,87 мкм (переход $4d'-5p'$ КгI); 2,87 мкм (переход $5p'-5s'$ АгI); 1,27 мкм (переход $3d'-4p'$ АгI) и 1,15 мкм (переход $4p-4s$ АгI). Отметим, что почти все приведенные в таблице 4.1 лазерные переходы наблюдались ранее в газоразрядных лазерах низкого давления за исключением линий 2,81 мкм атома Хе и 1,87 мкм атома Кг. Механизм образования инверсной населенности уровней ЛЯН на переходах атомов Хе, Кг и Аг рассмотрен ниже в разделе 5.2.

Самыми высокими энергетическими параметрами обладает лазер на переходах атома Хе. Активная среда этого лазера представляет собой смеси Хе-Хе, Аг-Хе, Кг-Хе, Хе-Аг-Хе, Не-Аг-Хе и чистый Хе при давлениях ≤ 6 атм. Гелий, неон, аргон и криптон являются буферными газами, а концентрация ксенона составляет 1-10 %. В зависимости от условий экспериментов (давление и состав смесей, мощность накачки, характеристики зеркал резонаторов) генерация наблюдалась на различных линиях в диапазоне спектра 1,7-3,5 мкм.

Максимальные энергетические параметры (мощность лазерного излучения $W \leq 2$ кВт, $\eta_l \leq 2,5$ %) зарегистрированы на линиях 1,73; 2,03 и 2,65 мкм атома Хе, которые начинаются с уровня $5d[3/2]_1^0$ атома Хе. Для этих же линий наблюдались минимальные пороги генерации $\Phi_{th} \leq 10^{13}$ см²·с⁻¹. Самый низкий порог генерации при $\Phi_{th} = 1,5 \cdot 10^{12}$ см²·с⁻¹ (удельная мощность накачки на пороге генерации $q_{th} \sim 0,1$ Вт/см³) зарегистрирован для смеси Аг-Хе ($\lambda = 2,03$ мкм). Такие низкие пороги генерации позволяют использовать для накачки лазера на смеси Аг-Хе не только нейтронное излучение стационарных ядерных реакторов, но и радиоизотопные источники.

ЛЯН на переходах атомов Кг и Аг имеют более низкие энергетические параметры – при накачке смесей атмосферного давления Хе(Не)-Аг и Хе-(Не)-Кг осколками деления урана получены $\eta_l \leq 1$ %. Среди ЛЯН на переходах атома Аг следует отметить лазер на смеси Не-Аг ($\lambda = 1,15$ мкм), в котором квазинепрерывная генерация на переходе $4p[1/2]_1-4s'[1/2]_1^0$ происходит в результате

столкновительного «тушения» нижнего метастабильного уровня $4s'[1/2]_1^0$ атомами буферного газа – гелия.

Таблица 4.1. Основные результаты исследований ЛЯН на ИК переходах атомов Хе, Кг и Аг (ВНИИЭФ)

Атом	λ , мкм	Смесь	p , атм	W , Вт	η_b , %	$\Phi_{th} \cdot 10^{-14}$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$\Phi_{max} \cdot 10^{-15}$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Реактор
Хе	1,73	He-Xe	2	80	0,2	4,0	1,1	ВИР-2
	1,73	Ar-Xe	0,5	500	2,2	0,1	1,1	ВИР-2
	1,73	He-Ar-Xe	1	410	2,5	0,1	1,1	ВИР-2
	2,03	He-Ar-Xe	1	700	1,0	0,6	2,5	ВИР-2М
	2,03	Ar-Xe	0,25	–	–	0,015	2,5	ВИР-2М
	2,48	He-Xe	1	–	–	–	26	ТИБР-1М
	2,65	He-Xe	5	2000	0,8	10	26	ТИБР-1М
	2,63; 2,81	Kr-Xe	0,35	150	0,2	0,03	2,5	ВИР-2М
	2,63; 2,65	Ar-Xe	0,5	230	2,0	0,1	1,1	ВИР-2
	2,65	He-Xe	3	250	1,2	0,6	1,1	ВИР-2
	2,65	He-Ne-Xe	1,5	520	0,6	1,2	2,5	ВИР-2М
	2,65	He-Ar-Xe	1	320	0,5	0,1	2,2	ВИР-2М
	2,65	Ne-Ar-Xe	1,1	570	0,6	0,4	2,5	ВИР-2М
	3,11 (или 3,37)	Ar-Xe	0,5	–	–	–	1,1	ВИР-2
3,51	Xe	0,6	90	0,1	0,8	2,5	ВИР-2М	
Кг	1,78	He-Kr	2	50	0,3	0,6	1,1	ВИР-2
	2,52	He-Kr	2	110	0,6	2,6	1,1	ВИР-2
	3,07	He-Kr	2	40	0,2	1,7	1,1	ВИР-2
	1,78; 1,87; 2,19	He-Kr	2	120	0,2	0,29	2,5	ВИР-2М
	1,78; 1,87; 2,19	He-Ne-Kr	1	140	0,2	0,19	2,5	ВИР-2М
	2,52; 3,07	He-Kr	2	420	0,6	3,2	2,5	ВИР-2М
	2,19; 2,86; 3,07	Ne-Kr	1	100	0,1	0,68	2,5	ВИР-2М
	2,19; 2,52, 2,86; 3,07	He-Ne-Kr	1	460	0,6	1,2	2,5	ВИР-2М
	2,63	Kr	0,25	2	–	0,2	2,5	ВИР-2М

Таблица 4.1 (продолжение)

Атом	λ , мкм	Смесь	p , атм	W , Вт	η_l , %	$\Phi_{th} \cdot 10^{-14}$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$\Phi_{\max} \cdot 10^{-15}$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Реактор
Ar	1,15; 1,19	He-Ar	2	250	0,1	100	26	ТИБР-1М
	1,27	He-Ar	1	10	–	5,0	2,1	ВИР-2М
	1,69; 1,79	He-Ar	2	390	0,6	3,2	2,1	ВИР-2М
	1,69; 1,79	Ne-Ar	1	140	0,2	0,9	2,1	ВИР-2М
	2,10	He-Ar	2	220	0,3	6,3	2,5	ВИР-2М
	2,06; 2,10; 2,21	Ne-Ar	1	110	0,15	1,2	2,5	ВИР-2М
	2,40	He-Ar	1	–	–	–	26	ТИБР-1М
	2,40; 2,87	He-Ar	2	190	0,25	8,4	2,5	ВИР-2М
	2,21; 2,31; 2,40	Ne-Ar	1	60	0,1	1,3	2,5	ВИР-2М
	2,31; 2,40; 2,87	He-Ne-Ar	1,3	140	0,15	2,0	2,5	ВИР-2М

Примечание: p – давление активной среды; W – мощность лазерного излучения (мощность генерации); η_l – КПД по мощности (отношение мощности лазерного излучения к мощности накачки); Φ_{th} – средняя по длине лазерной кюветы плотность потока тепловых нейтронов, при которой достигается порог генерации (пороговая плотность потока тепловых нейтронов); Φ_{\max} – средняя по длине кюветы плотность потока тепловых нейтронов в максимуме реакторного импульса.

В экспериментах со смесью Ar-He, выполненных на установке ЛУНА-2М в 1985 году, наблюдался эффект конкуренции генерационных линий 1,73; 2,03 и 2,65 мкм атома He, имеющих общий верхний лазерный уровень. На рис.4.4 приведены осциллограммы импульсов нейтронного и лазерного излучения для смесей He-He, Ar-He и Ar-He-He. В смеси He-He генерация происходит только на $\lambda = 2,03$ мкм (рис.4.4,а). В смеси Ar-He генерация сначала возникает на $\lambda = 2,03$ мкм. С ростом мощности накачки появляется линия 1,73 мкм и происходит срыв генерации на $\lambda = 2,03$ мкм. Линия 2,03 мкм возникает снова в конце импульса накачки после прекращения генерации на $\lambda = 1,73$ мкм. Небольшие добавки гелия (0,25-0,5 атм), которые незначительно влияют на мощность накачки, приводят к устранению линии 1,73 мкм (рис.4.4,г).

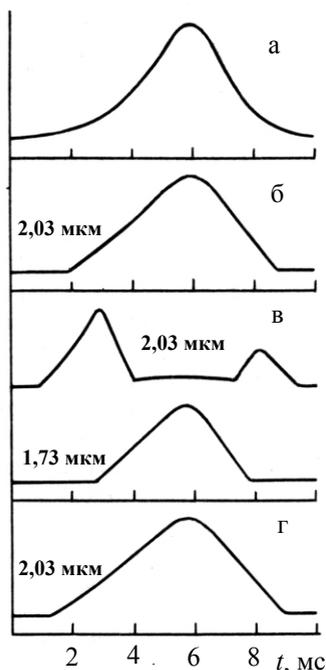


Рис.4.4. Осциллограммы импульса тепловых нейтронов (а) и импульсов генерации: б – смесь He-Xe (1000:1), $p = 2$ атм; в – смесь Ar-Xe (100:1), $p = 0,5$ атм; г – смесь Ar-Xe-He (100:1:100), $p = 1$ атм

Конкуренция генерационных линий, имеющих общий верхний лазерный уровень $5d[3/2]_1^0$, объясняется отличиями вероятностей радиационного распада и констант скоростей процессов столкновительного «тушения» нижних лазерных уровней атомами буферного газа. Аналогичный эффект наблюдался в смеси Ar-Xe для двух других пар линий атома Xe (2,65 и 1,73 мкм; 2,03 и 2,65 мкм), в смеси Kr-Xe для линий 2,63 и 2,81 мкм атома Xe, а также в смеси Ne-Ar для линий 2,31 и 2,21 мкм атома Ar. Следует отметить, что конкуренция линий была обнаружена также при возбуждении смеси Ar-Xe электронным пучком [78]. Наиболее полный анализ различных вариантов конкуренции генерационных линий, имеющих общий верхний или нижний лазерные уровни, выполнен в работах [79,80].

Для более подробного изучения ксенонового ЛЯН на смесях Ne-Xe (2,65 мкм), Ar-Xe (1,73 мкм) и Ne-Ar-Xe (2,03 и 2,65 мкм) была проведена серия экспериментов на установке ЛУНА-2М по

измерению энергетических и пороговых характеристик в зависимости от парциального давления ксенона при различных коэффициентах пропускания зеркал резонаторов. В экспериментах применялись узкополосные диэлектрические зеркала, что позволяло исключить одновременную генерацию на нескольких линиях. При использовании экспериментальных данных и теории Ригрода [81] были определены зависимости начальных коэффициентов усиления и параметров насыщения от парциального давления ксенона. В табл. 4.2 приведены некоторые данные для этих смесей при $q = 40$ Вт/см³ (максимум импульса накачки) в оптимальных по давлению ксенона режимах.

Таблица 4.2. Начальные коэффициенты усиления (α_0) и параметры насыщения (I_s) для ЛЯН на переходах атома Хе при оптимальном давлении ксенона 1 мм рт. ст.

Смесь (длина волны генерации)	He-Xe (2,65 мкм)	Ar-Xe (1,73 мкм)	He-Ar-Xe (2,03 мкм)	He-Ar-Xe (2,65 мкм)
Буферный газ (давление)	He (2 атм)	Ar (0,5 атм)	He-Ar (1:1) (1 атм)	He-Ar(1:1) (1 атм)
α_0 , см ⁻¹	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$
I_s , Вт/см ²	72	110	20	7

Результаты исследований во ВНИИТФ

Исследования по проблемам ЛЯН во ВНИИТФ начались в 1979 г., а в 1981 г. были проведены первые эксперименты по накачке смеси He-Xe осколками деления урана. В отличие от большинства экспериментальных работ, в которых лазерные кюветы размещались вблизи активных зон импульсных реакторов, в экспериментах ВНИИТФ применялась специализированная установка ЭБР-Л, в состав которой входят импульсный реактор на быстрых нейтронах и лазерная кювета (см. раздел 3.5).

С использованием установки ЭБР-Л выполнены исследования ИК-лазеров на переходах атомов Хе и Аг, основные результаты которых представлены в таблице 4.3 [18,82].

Таблица 4.3. Результаты исследований ЛЯН на ИК-переходах атомов инертных газов, выполненных во ВНИИТФ

Атом	Смесь	λ , мкм	$\Phi_{th} \cdot 10^{-14}$, см ² ·с ⁻¹	W , Вт	η_i , %
Xe	He-Xe	1,73	50	300	0,2
	Ar-Xe	1,73	0,6	430	2,1
	He-Ar-Xe	1,73	1,0	2600	1,7
	Ne-Ar-Xe	1,73	1,0	700	1,7
	He-Xe	2,03	19	430	0,3
	He-Ar-Xe	2,03	0,5	2000	1,5
	He-Xe	2,65	25	170	0,15
	He-Ar-Xe	2,63; 2,65	40	1000	0,9
	He-Ar-Xe	2,48	30	15	~ 0,01
Ar	He-Ar	1,79	3,2	–	1,2

К наиболее важным результатам следует отнести высокий КПД лазера на переходах атома Хе, что является подтверждением результатов экспериментов ВНИИЭФ, а также получение $\eta_i \geq 1\%$ для лазера на смеси He-Ar ($\lambda = 1,79$ мкм). Следует также отметить исследования, выполненные на импульсных реакторах ЭБР-Л и ИГРИК, где были определены энергетические характеристики лазеров на смесях He-Ar ($\lambda = 1,79$ мкм) и He-Ar-Xe ($\lambda = 2,03$ мкм) при удельных энергозкладах до $2,5$ Дж/см³. В результате исследований получены достаточно высокие удельные энергозъемы лазерного излучения – $7,5$ Дж/л на $\lambda = 1,79$ мкм и 9 Дж/л на $\lambda = 2,03$ мкм.

Зарубежные исследования

За рубежом накачка лазеров на переходах атомов инертных газов ядерными излучениями была впервые осуществлена в 1975 г. в лаборатории LANL (США) при возбуждении смеси He-Xe ($\lambda = 3,51$ мкм) осколками деления урана [83]. Дальнейшие исследования были направлены на поиск и изучение параметров ЛЯН на различных переходах атомов Хе, Кг и Аг. Основные результаты экспериментов представлены в табл. 4.4.

Из приведенных в табл. 4.4 данных видно, что в зарубежных исследованиях генерация получена, в основном, на тех же переходах $nd-(n+1)p$ атомов Хе, Кг, Аг (за исключением линий $3,65$ мкм атома Хе и $1,27$ мкм атома Аг). Максимальные мощности излучения до 1 кВт зарегистрированы в экспериментах на быстром им-

пульсном реакторе APRF ($\Phi_{\max} = 4,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) для лазера на смеси $^3\text{He-Ar}$ ($\lambda = 1,79 \text{ мкм}$) при использовании многопроходной лазерной кюветы объемом 3,6 л (рис.3.2,б). Однако КПД этого лазера был невелик и составлял $\sim 0,01 \%$.

Таблица 4.4. Результаты зарубежных исследований ЛЯН на ИК-переходах атомов Хе, Кр, Аг [18]

Атом	λ , мкм	Смесь	p , атм	W , Вт	η_l , %	Φ_{th} , $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Φ_{\max} , $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Способ накачки	Реактор (лаборатория)
Хе	3,51	He-Xe	0,26	0,01	0,0001	0,5	–	Осколки деления	Godiva-IV (LANL)
	2,03	$^3\text{He-Xe}$	0,53	0,08	–	40	150	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	APRF (NASA)
	2,03	$^3\text{He-Xe}$	3,9	0,35	–	40	150	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	APRF (NASA)
	2,03 3,51 3,65	$^3\text{He-Xe}$	0,76	0,1 0,4 0,5	0,005	–	33	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	Godiva-IV (LANL)
	2,6	Ar-Xe	0,8	4,6	0,1	40	80	Осколки деления	APRF (NASA)
	2,6	Ar-Xe	1,0	50	–	–	40	Осколки деления	APRF (NASA)
	2,63*)	$^3\text{He-Xe}$	3,0	215	0,05	300	60	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	APRF (NASA)
	1,73	Ar-Xe	0,68	250	5,6	–	~ 10	Осколки деления	SPR-III (Sandia)
	2,03	He-Ar-Xe	1,35	250	3,3	–	~ 10	Осколки деления	SPR-III (Sandia)
	1,73	He-Ar-Xe	1,0	150	2,5-3,0	–	~ 1	Осколки деления	SPR-III (Sandia)
Кр	2,52	$^3\text{He-Kr}$	–	–	–	1100	150	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	APRF (NASA)
	2,52	$^3\text{He-Kr}$	0,53	–	–	1000	150	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	APRF (NASA)

Таблица 4.4 (продолжение)

Атом	λ , мкм	Смесь	p , атм	W , Вт	η_l , %	Φ_{th} , 10^{14} см ⁻² ·с ⁻¹	Φ_{max} , 10^{15} см ⁻² ·с ⁻¹	Способ накачки	Реактор (лаборатория)
Ar	1,79	³ He-Ar	0,92	0,05	0,0001	140	150	³ He(n,p) ³ H	APRF (NASA)
	1,79	³ He-Ar	2,0	3,4	0,001	250	150	³ He(n,p) ³ H	APRF (NASA)
	1,27	³ He-Ar	–	–	–	–	150	³ He(n,p) ³ H	APRF (NASA)
	1,79	³ He-Ar	2,9	550	0,01	20	30	³ He(n,p) ³ H	APRF (NASA)
	1,79	³ He-Ar	3,0	1012	0,01	47	43	³ He(n,p) ³ H	APRF (NASA)
	1,79	He-Ar	1,0	270	1,4	~ 1	~ 10	Осколки деления	SPR-III (Sandia)
	1,27	He-(Ne)-Ar	1,0	30	1,1	~ 1	~ 10	Осколки деления	SPR-III (Sandia)
Примечание: *) в смеси He-Xe генерация происходит на линии 2,65 мкм, а не 2,63 мкм									

В опубликованных до 1989 г. работах зарубежных исследователей величина КПД для ИК-лазеров на переходах атомов Хе, Кг, Ar не превышала 0,1 %, что объясняется конструктивными особенностями лазерных кювет, загерметизированных на концах окнами, расположенными под углом Брюстера. В этих окнах из-за уменьшения светопропускания под действием реакторного n,γ -излучения возникают дополнительные потери внутри резонатора. Кроме того, наличие окон Брюстера не позволило получить генерацию на интенсивных линиях 2,63 и 2,65 мкм атома Хе из-за поглощения излучения в атмосферных парах воды в областях резонатора, расположенных между окнами и зеркалами.

Значительно более высокие значения $\eta_l = 3,3$ и 5,6 % были получены в лабораториях Sandia для лазеров на смесях He-Ar-Xe ($\lambda = 2,03$ мкм) и Ar-Xe ($\lambda = 1,73$ мкм) при использовании кювет с окнами из радиационностойких оптических материалов и сравнительно невысоких удельных мощностях накачки $q \leq 10$ Вт·см⁻³ [84]. При более высоких удельных мощностях накачки и удельных поглощенных энергиях происходило снижение КПД и генерация наблюдалась на переднем фронте импульса накачки, что могло быть

вызвано существенными нарушениями оптической однородности среды (особенно в смеси Ag-Xe) или плазменными эффектами. Исследования, выполненные в Sandia, показали также, что введение He в смесь Ag-Xe приводит к изменению спектра генерации (вместо линии 1,73 мкм появляется линия 2,03 мкм) и увеличению длительности лазерного импульса.

Из выполненных за рубежом исследований можно также отметить работу [85], где изучалось влияние добавок $^{235}\text{UF}_6$ на характеристики Ag-Xe-лазера ($\lambda = 2,6$ мкм). Эти эксперименты были направлены на выяснение возможности использования газообразного соединения $^{235}\text{UF}_6$ в качестве объемного источника осколков деления. Показано, что уже при низкой концентрации гексафторида урана ($\sim 0,5$ %) наблюдается снижение энергетических параметров, что свидетельствует об эффективном «тушении» возбужденных атомов Xe^* молекулами UF_6 . Таким образом, создание ЛЯН на основе $^{235}\text{UF}_6$ представляется в настоящее время нереальным.

КПД ЛЯН на переходах атомов Xe, Kr и Ar

КПД (η_l) или эффективность преобразования поглощенной энергии (мощности) накачки в лазерное излучение является важнейшим параметром для всех лазеров. В случае ЛЯН максимальными КПД преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение обладает семейство лазеров на переходах атомов инертных газов, причем самые высокие $\eta_l \geq 1$ % зарегистрированы для лазеров на переходах атома Xe (1,73; 2,03 и 2,65 мкм) и атома Ar (1,27 и 1,79 мкм). В табл. 4.5, заимствованной из монографии [18], сопоставлены результаты, полученные в различных лабораториях, а также приведены предельные КПД (η_{max}), представляющие собой отношение энергии лазерного кванта к энергетическим затратам на образование одной первичной активной частицы плазмы (иона или возбужденного атома). Подробнее этот вопрос обсуждается в разделе 5.1. Для сравнения в табл. 4.5 включены также данные по КПД, полученные при возбуждении газовых сред электронными пучками.

Из табл. 4.5 следует, что в некоторых случаях величина реального КПД (η_l) приближается к предельному значению, что свидетельствует о незначительных потерях энергии в плазмохимиче-

ских реакций передачи энергии и высокой селективности конечного процесса заселения верхних лазерных уровней. Возможно, что высокая эффективность ЛЯН объясняется также заметным вкладом в заселение верхних лазерных уровней процессов ассоциативной ионизации с участием метастабильных состояний $6s$ атома Хе или $4s$ атома Аг.

Таблица 4.5. Максимальные КПД (η_l) лазеров на переходах атомов Хе и Аг [18]

Атом	Среда	λ , мкм	Экспериментальные значения η_l , %				Пределный КПД (η_{\max}), %
			Осколки деления урана			Электронный пучок	
			ВНИИЭФ	ВНИИТФ	Sandia (США)		
Хе	He-Xe	2,65	1,2	0,15	–	1,6	1,6
	Ar-Xe	1,73	2,2	2,1	5,6	1,5; 2,6	3,8
	Ar-Xe	2,63; 2,65	2,0	–	–	–	2,5
	He-Ar-Xe	1,73	2,5	1,7	3,0	–	4,0
	He-Ar-Xe	2,03	1,0	1,5	3,3	1,1	3,4
	He-Ar-Xe	2,65	0,5	0,9	2,0	–	2,6
Аг	He-Ar	1,79	0,6	1,2	1,4	1,4	2,3
	He-Ar	1,27	–	–	1,1	–	3,3

Для квазинепрерывных ЛЯН с длительностью излучения ≥ 100 мкс, что существенно больше характерных времен плазменных процессов, КПД обычно определяют как отношение мощности генерации к мгновенной мощности, поглощенной в активном объеме лазера. Под активным объемом понимают, как правило, весь возбуждаемый объем лазерной кюветы. В частности, таким способом определялись КПД в исследованиях, выполненных во ВНИИЭФ и ВНИИТФ. Однако иногда η_l определяют по отношению к вкладу мощности в модовый (излучающий) объем, который меньше полного объема. Естественно, что в этом случае значение η_l будет выше. Например, в работе [86] КПД для ЛЯН на смеси $^3\text{He-Ar}$ ($\lambda = 1,79$ мкм), вычисленные двумя способами, отличаются примерно в 100 раз.

Одной из причин несоответствия данных по КПД, полученных в различных лабораториях, является также использование двух различных способов определения энерговыклада в лазерную среду – из результатов измерения скачка давления в газовой среде или расчетным путем. Исследования в различных лабораториях показали, что измеренный в экспериментах энерговыклад меньше расчетного примерно в 1,5-2 раза (см. раздел 1.4). Не исключено, что полученные в экспериментах Sandia высокие значения $\eta_l \approx 5\%$, превышающие предельные, объясняются погрешностями в определении энерговыклада.

Влияние температуры и газовых примесей на лазерные характеристики

В экспериментах с ЛЯН на импульсных реакторах удельные мощности накачки достигали $q \leq 5 \text{ кВт/см}^3$ (удельный энерговыклад до 1 Дж/см^3), что может привести к заметному увеличению температуры газовой среды – до $\sim 1000 \text{ К}$ при давлениях $\sim 1 \text{ атм}$. Увеличение температуры в процессе импульса накачки может оказать влияние на мощность генерации. Возможно, что это обстоятельство является одной из причин срыва генерации до момента достижения максимума импульса накачки для некоторых смесей. Заметный нагрев активной среды может также происходить в мощных непрерывных ядерно-лазерных устройствах. Поэтому изучение влияния температуры нагрева активной среды ЛЯН на их характеристики представляет большой интерес.

Первые эксперименты в этой области были выполнены во ВНИИТФ для ЛЯН на переходах атома Хе. К настоящему времени влияние температуры на характеристики ЛЯН исследовано для ксенонового лазера на смесях He(Ar)-Xe, He(Ne)-Ar-Xe ($\lambda = 1,73; 2,03; 2,65 \text{ мкм}$) и аргонового лазера на смесях He-Ar, He-Ne-Ar ($\lambda = 1,27; 1,79 \text{ мкм}$). Для изменения температуры газовых сред использовался электрический нагреватель. Обзор результатов этих исследований выполнен в монографии [18].

Анализ результатов показывает, что влияние температуры на параметры ЛЯН зависит от давления (плотности), состава газовой среды и длины волны генерации. Для исследованных ЛЯН уменьшение мощности лазерного излучения в два раза происходило при нагреве газовой среды до сравнительно невысоких температур

400-500 К (начальная температуры газовой среды 300 К). Причины такого влияния до сих пор окончательно не выяснены и являются предметом дискуссии.

Чаще всего среди наиболее вероятных причин снижения энергетических лазерных параметров с ростом температуры рассматривалось влияние температуры на процессы формирования инверсной населенности лазерных уровней. Для ЛЯН на переходах атома Хе в качестве таких процессов, например, предлагались столкновительное «тушение» и «перемешивание» лазерных уровней атомами буферного газа, снижение скорости образования гетероядерных ионов ArXe^+ и «перемешивание» лазерных уровней электронами, разрушение ионов ArXe^+ при столкновениях с атомами буферного газа.

Одна из возможных причин влияния температуры на параметры ЛЯН – загрязнение активной среды посторонними газовыми примесями (в частности, парами воды) в результате их десорбции со стенок кюветы с ростом температуры. Прилипание электронов к молекулам H_2O может привести к снижению концентрации электронов и, следовательно, к уменьшению скорости заселения верхнего лазерного уровня в результате снижения скорости рекомбинационных процессов [87].

Интересные данные были получены в работе [88], где при возбуждении лазеров на смесях Ar-Xe ($\lambda = 1,73$ мкм) и He-Ar-Xe ($\lambda = 2,03$ мкм) пучком ионов $^{32}\text{S}^{9+}$ с энергией 100 МэВ (длительность прямоугольных импульсов 20-50 мкс, частота следования импульсов 30-45 Гц) удалось изучить раздельное влияние на лазерные параметры температуры среды и примесей H_2O . Как показывают результаты, энергетические параметры лазера на смеси Ar-Xe снижаются как при увеличении температуры активной среды без примесей H_2O , так и с увеличением содержания H_2O при постоянной комнатной температуре. Так, для смеси Ar-Xe ($p = 0,16$ атм; 0,3 % Хе) мощность генерации снижается в два раза при увеличении температуры до 400 К. При увеличении содержания паров воды в смеси Ar-Xe ($p = 0,5$ атм; 0,5 % Хе) такое же снижение наблюдается при концентрации H_2O около $1 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Для смеси He-Ar-Xe ($p_{\text{He}} = 0,15$ атм; $p_{\text{Xe}} = 0,05$ атм; 0,2 % Хе) снижение мощности генерации в 2 раза происходит при температуре 520 К.

По мнению авторов [88], влияние паров воды заключается не только в снижении концентрации электронов, но и в столкновительном «тушении» верхнего лазерного уровня $5d[3/2]_1^0$ атома Хе, причем константа скорости процесса «тушения» очень велика и составляет $4 \cdot 10^{-9}$ см³/с. Наблюдаемое в экспериментах [88] снижение мощности генерации с ростом температуры для смесей без примесей Н₂О свидетельствует, что температура газа влияет на процессы формирования инверсной населенности лазерных уровней.

Кроме паров воды в активных средах ЛЯН присутствуют примеси N₂, СО₂, О₂, Н₂ и др., которые могут появляться в результате процессов десорбции этих примесей со стенок кювет и из-за недостаточной степени откачки лазерных кювет. Появление этих молекулярных газов в активной среде также может привести к ухудшению лазерных параметров из-за их влияния на процессы заселения и «тушения» как верхних, так и нижних лазерных уровней.

4.2. Лазеры видимого диапазона на переходах атома Ne

В спектрах атомов инертных газов имеется ряд интенсивных линий, принадлежащих переходам $(n+1)p-(n+1)s$ атомов инертных газов ($n = 5,4,3,2$ соответственно для Хе, Kr, Ar, Ne), которые заканчиваются на метастабильных состояниях $(n+1)s$. Эффективность заселения верхних уровней $(n+1)p$ в рекомбинационно-неравновесной плазме очень высока [61], поэтому эти переходы являются перспективными для поиска лазерной генерации. Однако для получения генерации на переходах $(n+1)p-(n+1)s$ в непрерывном режиме необходима высокая скорость расселения $(n+1)s$ -уровней, что можно обеспечить двумя способами: за счет столкновительного «тушения» атомами буферного газа (как, например, в лазере с ядерной накачкой на линии 1,15 мкм атома Ar) и с помощью дополнительных «тушащих» примесей.

Сложность выбора «тушащей» примеси связана, прежде всего, с тем, что она не должна существенно влиять на населенность верхнего уровня. Такая схема была реализована в неоновом ЛЯН на переходах $3p-3s$ атома Ne на линиях 585,3; 703.2 и 724.5 нм. Информацию об этих ЛЯН можно найти в монографии [18] и обзорных работах [20,26,39,82].

Кроме ядерных излучений для накачки неоновго лазера использовались электронные пучки [32], причем в этом случае генерация наблюдалась дополнительно на линиях 626,7; 633,4; 659,9 и 743,9 нм. В качестве «тушащих» примесей в случае ЛЯН использовались $M = \text{Ar}, \text{Kr}, \text{Xe}, \text{H}_2$, а при накачке электронным пучком и NF_3 . «Тушение» нижних $3p$ -уровней осуществлялось за счет реакции Пеннинга: $\text{Ne}^*(3p) + M \rightarrow M^+ + \text{Ne} + e$. Схема уровней атома Ne с лазерными переходами приведена на рис.4.5.

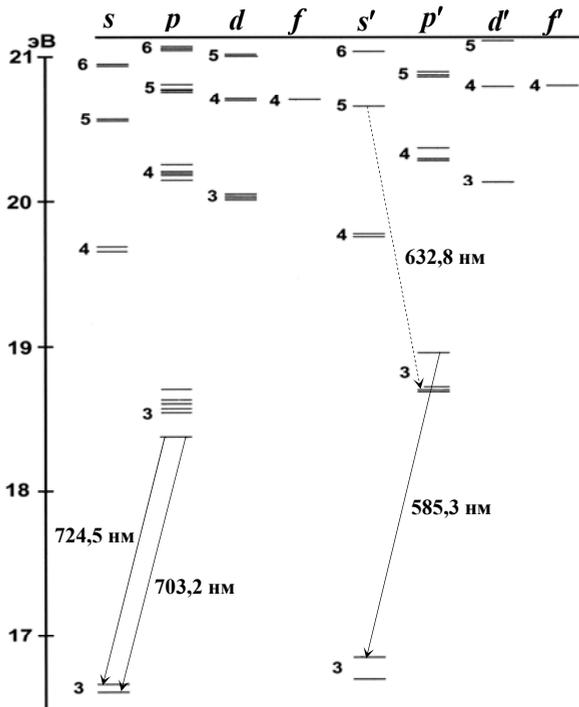


Рис.4.5. Схема уровней атома Ne с лазерными переходами

Впервые накачка неоновго лазера ядерными излучениями была осуществлена во ВНИИЭФ в 1985 г., сразу после первых сообщений об успешной накачке этого лазера электронным пучком. Основные результаты исследования ЛЯН на переходах $3p$ - $3s$ атома

Ne, полученные в различных лабораториях, представлены в табл. 4.6.

Таблица 4.6. Результаты исследования ЛЯН на переходах $3p-3s$ атома Ne [18]

λ , нм	Смесь	p , атм	W , Вт	η_b , %	Φ_{th} , 10^{14} $см^2 \cdot с^{-1}$	Φ_{max} , 10^{15} , $см^2 \cdot с^{-1}$	Способ накачки	Реактор (ла- боратория)
585,3	He-Ne-Ar (100:4:1)	1	10	$\sim 0,1$	4,3	1,3	Осколки деления	ВИР-2М (ВНИИЭФ)
	He-Ne-Kr	1	-	-	-			
	He-Ne-Xe	1	-	-	-			
	^3He -Ne-Ar (100:2:1)	1	0,35	-	17	2,2	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	ВИР-2М (ВНИИЭФ, МИФИ)
	He-Ne-Ar (190:10:3)	-	140	0,1	4	130	Осколки деления	ЭБР-Л (ВНИИТФ)
	He-Ne-Ar (50:2:1)	1,5	-	$> 0,01$	~ 100	~ 100	Осколки деления	SPR-III (Sandia)
	^3He -Ne-H ₂ (21:10:8)	2,8	-	-	~ 1	2,5	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$, $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	TRIGA (University of Illinois)
	He-Ne-Ar (250:5:2)	2	35	$\sim 0,1$	6	2,5	Осколки деления	ВИР-2М (ВНИИЭФ)
	He-Ne-Kr	2	25	$\sim 0,1$	6			
	He-Ne-Xe	2	12	$\sim 0,05$	7			
Ne-H ₂ (2:1)	0,6	~ 10	0,05	~ 100	130	Осколки деления	ЭБР-Л (ВНИИТФ)	
703,2 724,5	Ne-Kr (66:1)	1,5	2,5	-	2,4	1,3	Осколки деления	ВИР-2М (ВНИИЭФ)
703,2 724,5	Ne-Kr	-	30	0,02	120	130	Осколки деления	ЭБР-Л (ВНИИТФ)
724,5	He-Ne-Kr	-	40	0,02	70			
703,2 724,5	He-Ne-Kr	2	40	0,06	~ 100	~ 100	Осколки деления	SPR-III (Sandia)
724,5	He-Ne-Ar	1,7	90	0,1				
703,2 724,5	Ne-Kr (30:1)	1	7	$\sim 0,03$	5,6	2,5	Осколки деления	ВИР-2М (ВНИИЭФ)
724,5	Ne-Ar	1	2	-	14			
724,5	Ne-Xe	1	1	-	18			
724,5	He-Ne-Kr (90:300:1)	1,3	40	$\sim 0,1$	4			

В лазерах на двухкомпонентных смесях Ne- M ($M = \text{Ar}, \text{Kr}, \text{Xe}$) генерация наблюдалась на двух линиях 703,2 и 724,5 нм, причем при изменении концентрации «тушащей» примеси M происходила перестройка спектра генерации. В качестве иллюстрации на рис.4.6 приведены данные для смеси Ne-Kr. Диапазоны давлений примесей M , при которых наблюдается одновременная генерация на двух линиях, различны. Так, в смеси Ne-Ar одновременная генерация происходит при $p_{\text{Ar}} \approx 28\text{-}55$ мм рт. ст., а для смеси Ne-Xe – этот диапазон давлений очень узок (вблизи $p_{\text{Xe}} \approx 28$ мм рт. ст.).

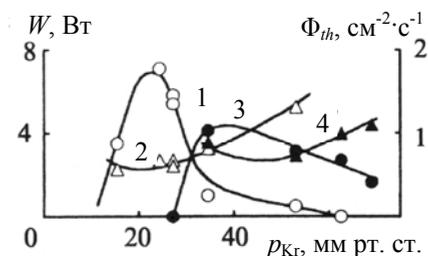


Рис.4.6. Зависимости мощности генерации W (1,3) и пороговой плотности потока тепловых нейтронов Φ_{th} (2,4) на линиях 724,5 (1,2) и 703,2 нм (3,4) для смеси Ne-Kr от парциального давления Kr при давлении неона 1 атм [89]

Полученные в экспериментах для неоновых ЛЯН $\eta_l \sim 0,1$ % существенно ниже, чем в случае ЛЯН на ИК-переходах атомов инертных газов, хотя в экспериментах сотрудников ФИАН с электронными пучками для лазера на смеси Ne-Ne-Kr ($\lambda = 585,3$ нм) отмечается $\eta_l = 1,6$ % [90]. Как показали результаты [91], максимальный КПД неоновго лазера на линии 585,3 нм не может превышать 0,5 %, а приведенный в работе [90] высокий КПД объясняется, по-видимому, погрешностью в определении энерговклада. В более поздних исследованиях сотрудников ФИАН приводятся значения $\eta_l = 0,1\text{-}0,2$ % для неоновго лазера на линиях 585,3 нм и 703,2; 724,5 нм.

В заключение рассмотрим возможность создания ЛЯН на переходах $(n+1)p\text{-}(n+1)s$ других атомов инертных газов – Xe, Kr и Ar. Такие поисковые эксперименты были выполнены во ВНИИЭФ на

установке ЛУНА-2М в диапазоне 700-1000 нм для тех переходов $(n+1)p-(n+1)s$ атомов Ag, Kr, Xe, на которых были получены максимальные значения эффективности люминесценции. Исследовались Ag, Kr, Xe и смеси He-Ag(Kr,Xe), Ag-Xe при давлениях до 2 атм. Для расселения нижних $(n+1)s$ -состояний использовались примеси молекулярных газов CO, H₂, N₂, NF₃, а также Kr и Xe при парциальных давлениях 8-60 мм рт. ст. Многочисленные эксперименты не дали положительного результата, что возможно объясняется недостаточной скоростью «тушения» нижних лазерных уровней и (или) заметным снижением населенностей верхних лазерных уровней в присутствии примесей. Отсутствие генерации может быть вызвано тем, что эксперименты проводились при низких удельных мощностях накачки ($q < 50 \text{ Вт/см}^3$), поэтому коэффициенты усиления могли быть недостаточными для достижения порога генерации. Такого рода поисковые эксперименты целесообразно провести при более высоких удельных мощностях накачки, например при использовании пучков быстрых электронов.

4.3. Лазеры на парах металлов

Использование смесей инертных газов с парами металлов в качестве активных сред ЛЯН представляет интерес, в первую очередь, в связи с возможностью получения генерации в видимой и УФ-областях спектра. Следует также отметить, что генерация на большом количестве переходов ионов и атомов металлов получена в рекомбинационном режиме при возбуждении активных сред электронным пучком и в послесвечении газового разряда. Эта информация помогает в поиске активных сред для ЛЯН на основе паров металлов.

Практически все известные нам экспериментальные и теоретические исследования ЛЯН на основе паров металлов были выполнены в России. Во ВНИИЭФ возможность использования смесей инертных газов с парами металлов (Li, Na, Mg, Hg, Cd и др.) в качестве активных сред ЛЯН была рассмотрена в 1975-1976 гг.

Лазеры на парах ртути

Первые эксперименты по изучению возможности создания ЛЯН на парах металлов были выполнены в 1970 г. на водном им-

пульсном реакторе ИИН [94]. В этих экспериментах при использовании смеси ${}^3\text{He-Hg}$ на переходе $7p^2P_{3/2}-7s^2S_{1/2}$ иона Hg^+ ($\lambda = 615,0$ нм) зарегистрированы световые сигналы, превышающие уровень спонтанного излучения. Давление смеси ${}^3\text{He-Hg}$ равнялось 0,46 атм. Дальнейшее развитие эти исследования получили в США [95], где в экспериментах на импульсном реакторе SPR-II при возбуждении смеси He-Hg ($p = 0,8$ атм) продуктами ядерной реакции ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ получена и исследована генерация на линии 615,0 нм. Мощность излучения составляла ~ 1 мВт ($\eta_l \sim 10^{-6}$ %), порог генерации достигался при $\Phi_{th} \sim 10^{16}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Авторы [95] отмечают, что попытки получения генерации для условий [94], где давление паров Hg было на три порядка величины выше, не дали положительного результата.

Исследования спектров люминесценции смеси ${}^3\text{He-Hg}$ показало высокую эффективность заселения уровня 7^3S_1 атома Hg, который является верхним для триплетных переходов $7^3S_1-6^3P_{2,1,0}^0$ ($\lambda = 546,1; 435,8$ и $404,7$ нм). Уровни $6^3P_{2,1,0}^0$ атома Hg являются метастабильными, поэтому для получения генерации в квазинепрерывном или непрерывном режимах необходимо расселение этих уровней с помощью дополнительных примесей.

Для расселения уровней $6^3P_{2,1,0}^0$ можно использовать молекулы H_2 , D_2 . Как показывают результаты ряда спектроскопических исследований (см., например, [20]), наиболее перспективной средой при накачке ядерными излучениями является смесь (He)-Xe-Hg- H_2 , в которой Xe является буферным газом, а He используется для охлаждения плазменных электронов. (Отметим, что еще до появления первых лазеров В.А.Фабрикантом и Ф.А.Бутаевой в 1959 г. были выполнены исследования [96] по селективному «тушению» нижних уровней триплетта ртути молекулами H_2 в газовом разряде). Приведенные выше спектроскопические исследования позволили осуществить накачку лазера на смеси He-Xe-Hg- H_2 ($\lambda = 546,1$ нм) осколками деления урана в экспериментах на установке ЭБР-Л [82]. Для смеси He-Xe-Hg- H_2 (35:35:2:10) при начальном давлении 0,4 атм и оптимальной температуре 480 К получена мощность излучения 20 Вт ($\eta_l = 0,4$ %). Порог генерации достигался при $\Phi_{th} \approx 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$.

Лазеры на парах кадмия и цинка

Большинство исследований ЛЯН на парах металлов посвящено изучению характеристик лазера на парах кадмия. Схема энергетических уровней атома и иона кадмия с лазерными переходами приведена на рис.4.7.

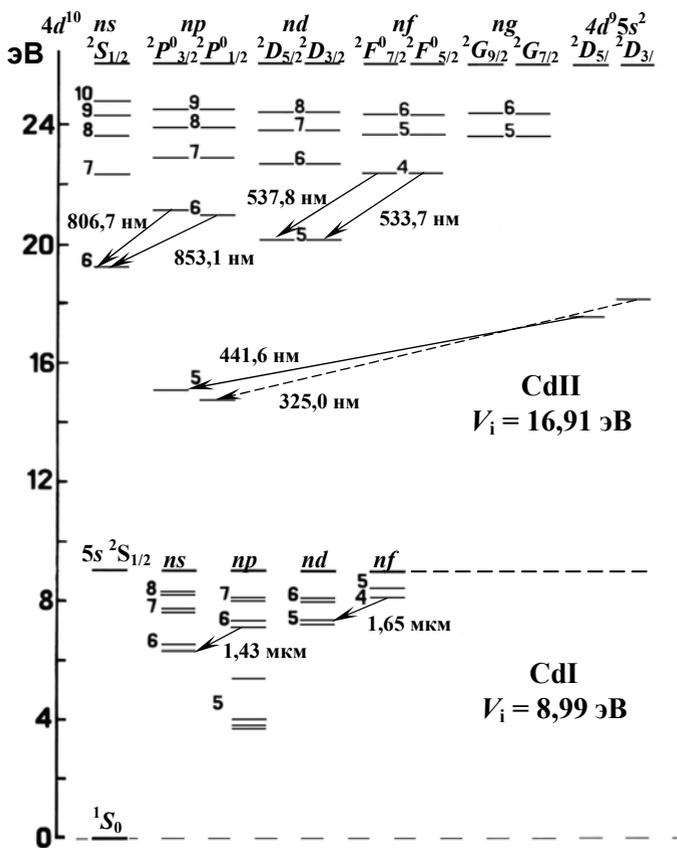


Рис.4.7. Схема энергетических уровней атома и иона кадмия с лазерными переходами

Впервые накачка лазера на парах Cd ядерными излучениями была осуществлена сотрудниками МИФИ в 1980 г. в экспериментах на импульсном реакторе БАРС [97]. При использовании смеси ${}^3\text{He}-{}^{116}\text{Cd}$ получена генерация на переходах $4f^2F_{5/2,7/2}^0-5d^2D_{3/2,5/2}$ иона Cd^+ ($\lambda = 533,7$ и $537,8$ нм). Первые успешные эксперименты по накачке ЛЯН на парах металлов (смесь ${}^{116}\text{He}-\text{Cd}$, $\lambda = 441,6$; $533,7$ и $537,8$ нм) осколками деления урана были проведены в 1982 г. сотрудниками ВНИИТФ и ВНИИЭФ на реакторе ЭБР-Л [82]. Основные характеристики ЛЯН на парах кадмия и цинка, которые имеют близкие механизмы генерации, представлены в табл. 4.7; информация об исследованиях ЛЯН на парах Cd и Zn за рубежом отсутствует.

Таблица 4.7. Результаты экспериментальных исследований ЛЯН на парах металлов [18]

Смесь	λ , нм	P_{opt} , атм	W , Вт	η_l , %	$\Phi_{10^{14}}$ ^{thz} , см ⁻² ·с ⁻¹	$T_{opt.}$, К	Реактор (лаборатория)
${}^3\text{He}-{}^{116}\text{Cd}$	533,7; 537,8 (Cd^+)	0,53	0,1	–	3	600	БАРС-1 (МИФИ)
${}^3\text{He}-{}^{116}\text{Cd}$	441,6 (Cd^+)	0,53	0,05	–	2,5	680	БАРС-1 (МИФИ)
${}^3\text{He}-{}^{116}\text{Cd}$	441,6 (Cd^+)	1	–	–	3	660	ВИР-2М (ВНИИЭФ, МИФИ)
${}^3\text{He}-\text{Zn}$	747,9 (Zn^+)	1,1	2	–	17	740	ВИР-2М (ВНИИЭФ, МИФИ)
$\text{He}-{}^{116}\text{Cd}$	441,6 (Cd^+)	1,8	1000	0,4	7	660	ЭБР-Л (ВНИИТФ)
$\text{He}-{}^{116}\text{Cd}$	533,7; 537,8 (Cd^+)	–	470	0,3	6	740	ЭБР-Л (ВНИИТФ)
$\text{He}-{}^{116}\text{Cd}$	806,7; 853,1 (Cd^+)	–	35	0,02	320	740	ЭБР-Л (ВНИИТФ)
$\text{He}-{}^{116}\text{Cd}$	1430, 1650 (Cd)	–	1-2	–	100	650	ЭБР-Л (ВНИИТФ)
$\text{He}-\text{Zn}$	747,9 (Zn^+)	–	60	0,05	100	770	ЭБР-Л (ВНИИТФ)

$T_{opt.}$ – оптимальная температура нагрева активной среды, P_{opt} – оптимальное давление среды при начальной температуре 300 К

4.4. Лазеры на переходах атомов С, N, O и Cl

Одно из направлений развития ЛЯН связано с поиском активных сред, содержащих в качестве лазерного компонента молекулярные газы. В активных средах этих лазеров, состоящих из смесей инертных газов He, Ne, Ar с молекулярными газами CO, CO₂, N₂, O₂, Cl₂, CCl₄, F₂, NF₃ и др., генерация может возникать на переходах атомов С, N, O, Cl, F.

Попытки получения генерации на переходах этих атомов в условиях ядерной накачки начались сразу после создания первых ЛЯН. Так в работе [98] при возбуждении смеси ³He-Ne-O₂ (2000:30:1) при давлении 0,8 атм продуктами ядерной реакции ³He(*n,p*)³H наблюдалось усиление $\sim 10^{-4}$ см⁻¹ на переходе атома O ($\lambda = 844,6$ нм). Эксперименты были выполнены на реакторе TRIGA. Несколько позже на этом реакторе были проведены эксперименты, в которых при накачке смеси Ne-N₂ ($p \leq 0,5$ атм) осколками деления урана и продуктами ядерной реакции ¹⁰B(*n, α*)⁷Li получена генерация на переходах атома N с $\lambda = 862,9$ и 939,3 нм. Мощность излучения составляла 1,5 мВт, $\eta_l \sim 10^{-4}$ % и $\Phi_{th} = 1,5 \cdot 10^{15}$ см⁻²·с⁻¹.

Накачка лазера на переходе $3p^1P_1-3s^1P_1^0$ атома С ($\lambda = 1,45$ мкм) ядерными излучениями (в данном случае продуктами ядерной реакции ¹⁰B(*n, α*)⁷Li) впервые была осуществлена в экспериментах [99] на реакторе TRIGA при давлениях смесей He(Ne)-CO и He(Ne)-CO₂ от 0,03 до 1 атм и парциальных давлениях CO(CO₂) до 0,02 мм рт. ст. Мощность излучения составляла ~ 1 мВт ($\eta_l \sim 10^{-3}$ %). Порог генерации достигался при $\Phi_{th} = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻²·с⁻¹.

Подробная информация об исследовании ЛЯН на переходе атома Cl отсутствует. В обзорной работе [86] сообщалось, что генерация наблюдалась на линии 1,59 мкм при использовании смеси ³He-Cl₂ ($p = 0,8$ атм). Порог генерации достигался при $\Phi_{th} = 7 \cdot 10^{15}$ см⁻²·с⁻¹, мощность излучения составляла $\sim 0,1$ Вт.

В России экспериментальные исследования ЛЯН на переходах атомов С, N, O и Cl проводились во ВНИИЭФ. В первых экспериментах на реакторе ВИР-2, выполненных в 1978 г., была получена генерация на переходах атома С ($\lambda = 833,5; 940,6$ и 1454 нм) при возбуждении смесей He(Ne,Ar)-CO осколками деления урана,

причем максимальная мощность генерации достигала 7 Вт ($\lambda = 1,45$ мкм) [100].

В последующих экспериментах (см. монографию [18] и обзорную работу [39]) на реакторе ВИР-2М был проведен цикл исследований по поиску генерации на переходах атомов С, N, O, Cl и оптимизации лазерных характеристик по давлению, составу смесей и параметрам резонатора. В экспериментах использовалась установка ЛУНА-2М. Основные результаты исследований представлены в табл. 4.8. Отметим, что ранее генерация почти на всех приведенных в табл. 4.8 линиях была получена в газоразрядных лазерах низкого давления.

Таблица 4.8. Основные результаты исследования ЛЯН на переходах атомов С, N, O и Cl на реакторе ВИР-2М при использовании установки ЛУНА-2М [18]

Атом	Смесь	λ , нм	p , атм	W , Вт	η_l , %	Φ_{th} , 10^{14} , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
O	He-Ne-O ₂ (10000:10000:1)	2653, 2760	2	30	0,05	3,0
	He-Ne-NO (10000:10000:1)	2653, 2760	2	8	< 0,01	9,9
	He-Ne-CO (10000:10000:1)	2653, 2760	2	6	< 0,01	21
Cl	He-Ne-CCl ₄ (25000:25000:1)	1587	2	130	0,2	0,2
	He-Ne-CHCl ₃ (25000:25000:1)	1587	2	40	0,08	0,56
	He-Ne-CF ₂ Cl ₂ (25000:25000:1)	1587	2	8	0,01	0,46
	He-Ne-C ₂ F ₃ Cl ₃ (25000:25000:1)	1587	2	10	0,01	2,2
	Ar-CCl ₄ (10000:1)	1587	0,4	2,5	< 0,01	18
	He-Ne-CCl ₄ (25000:25000:1)	2447	2	5	< 0,01	10
N	Ne-N ₂ (25000:1)	859,4, 862,9	0,25	5	< 0,01	12
		904,6		20	0,05	15
	Ne-N ₂ ([N ₂] ≤ 10 ⁻³ %)	938,7	0,4	0,4	-	13
C	Ne-CO (40000:1)	833,5	0,75	6	< 0,01	3,6
		940,6		36	0,05	7,6
	Ne-CO ₂ (40000:1)	940,6	0,4	4	< 0,01	3,4
	Ne-Ar-CO (36000:1000:1)	940,6	0,75	120	0,3	3,7

Полученные во ВНИИЭФ энергетические параметры лазеров на переходах атомов С, N, O, Cl на два-три порядка величины превышают параметры аналогичных лазеров, исследованных в других лабораториях, причем лазер на переходе атома Cl ($\lambda = 1,59$ мкм) является одним из самых низкопороговых среди ЛЯН. Особенностью лазеров на переходах атомов С, N, O, Cl является низкая $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст. концентрация лазерного компонента (молекулярного газа), сравнимая с концентрацией молекулярных примесей в инертных газах высокой чистоты. Поэтому для увеличения энергетических характеристик необходима более высокая степень откачки лазерных кювет и дополнительная очистка исходных газов.

На установке ЛУНА-2М проводились также эксперименты по поиску генерации на линиях атома кислорода 777,4 и 844,6 нм (смеси He-O₂ и He-Ne-O₂) и атома фтора в диапазоне 620-910 нм (смесь He-NF₃). Эксперименты не дали положительного результата, хотя указанные кислородные линии и ряд линий атома фтора показали высокую интенсивность в люминесцентных исследованиях. Отметим, что на ряде линий атома фтора (634,8; 641,4; 712,8; 731,1; 739,8 и 755,2 нм) была получена генерация при накачке смеси He-NF₃ электронным пучком [101].

4.5. Лазеры на переходах молекул CO, N₂⁺ и CO₂

СО-лазер

Молекулярный СО-лазер был первым, накачка которого ядерными излучениями была осуществлена за рубежом в экспериментах на импульсных реакторах [76]. Как и в газоразрядных СО-лазерах, генерация наблюдалась на колебательно-вращательных переходах молекулы СО с $\lambda = 5,1-5,6$ мкм. Накачка окиси углерода при давлении 0,13 атм и температуре 77 К осуществлялась осколками деления урана. В качестве нейтронного источника использовался импульсный реактор SPR-II. Мощность лазерного излучения составляла 2-6 Вт, а КПД, определенный в [76] по отношению к энерговыделению в объеме основной моды, составлял 0,1-0,3 %. Коэффициент усиления на переходах 10-9, 9-8, 7-6 молекулы СО достигал $5 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. Позже авторами [76] для ЛЯН на молекулах СО получена мощность генерации около 100 Вт при использовании

многопроходной кюветы с активной длиной 120 см (см. рис.3.2,а из раздела 3.1).

Генерация на $\lambda \approx 5$ мкм молекулы СО получена также при возбуждении смеси ^3He -СО продуктами ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ [102]. Мощность лазерного излучения при давлении смеси 3 атм составляла около 200 Вт с активного объема 300 см³. Порог генерации достигался при $\Phi_{th} = 3 \cdot 10^{16}$ см⁻²·с⁻¹.

Азотный лазер

Импульсная генерация на электронно-колебательных переходах 1-й отрицательной системы молекулярного иона N_2^+ ($\lambda = 427,8$ нм) при накачке смеси высокого давления He-N₂ электронным пучком с длительностью 20 нс была получена еще в 1974 г. [103]. Позже при накачке смеси He-N₂-H₂ ($\lambda = 391,4; 427,8$ нм) электронным пучком длительностью 0,7 мкс удалось осуществить квазинепрерывный режим работы, используя водород для расселения нижних лазерных уровней: $\text{N}_2^+(X) + \text{H}_2 \rightarrow \text{N}_2\text{H}^+ + \text{H}$ [104]. КПД лазера составлял ~ 1 % при удельной мощности накачки $q = 5\text{-}10$ кВт·см⁻³.

Возможность накачки этого лазера ядерными излучениями была рассмотрена в работе [105]. В результате расчета кинетики плазменных процессов и коэффициентов усиления в смеси He-N₂-H₂ сделан вывод о возможности получения генерации на $\lambda = 391,4$ и 427,8 нм при $q = 1\text{-}3$ кВт·см⁻³, что вполне достижимо в экспериментах на быстрых импульсных реакторах ЭБР-Л и SPR III. Вскоре теми же авторами на установке ЭБР-Л была получена генерация на линии 391,4 нм при возбуждении смеси He-N₂-H₂ осколками деления урана с мощностью излучения ~ 10 Вт и $\eta_l \sim 0,01$ % [106]. Этот лазер является первым ЛЯН, излучающим в УФ-области спектра. Позже в экспериментах на реакторе ЭБР-Л была зарегистрирована генерация на длине волны 427,8 нм иона N_2^+ и получен $\eta_l = 0,2\text{-}0,3$ %.

СО₂-лазер

Возможность накачки молекулярных СО₂-лазеров ($\lambda = 10,6$ мкм) ядерными излучениями рассматривалась во многих работах

на ранних стадиях исследования ЛЯН (см. раздел 1.1). Несмотря на многочисленные эксперименты, попытки накачки CO_2 -лазеров ядерными излучениями дали отрицательные результаты. Эксперименты [107] по возбуждению смеси ${}^3\text{He-N}_2\text{-CO}_2$ продуктами ядерной реакции ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ показали отсутствие усиления на линии 10,6 мкм в широком диапазоне изменения полного давления (0,26-0,8 атм) и состава смеси. В этих экспериментах наблюдалось поглощение излучения зондирующего лазера с $\lambda = 10,6$ мкм, что свидетельствует о преимущественном заселении нижнего лазерного уровня при накачке активных сред CO_2 -лазера заряженными частицами высоких энергий.

Другой вариант накачки CO_2 -лазера с предварительным возбуждением молекул азота и последующей передачей энергии от этих молекул молекулам CO_2 осуществлен в экспериментах, о которых сообщается в обзоре [108]. Схема эксперимента показана на рис.4.8. Азот, проходящий через трубку со слоем ${}^{10}\text{B}$ со скоростью $7,6 \cdot 10^{-4}$ м³/с, возбуждался продуктами ядерной реакции ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ в нейтронном потоке импульсного реактора с длительностью импульса около 200 мкс ($\Phi_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻²·с⁻¹). Затем возбужденный азот смешивался в резонаторе с CO_2 и He. Лазерное излучение возникало через 30 мс после реакторного импульса и имело мощность около 100 Вт при длительности импульса генерации около 1 мс.

4.6. Экимерные, йодные и химические лазеры

Экимерные среды

Экимерные лазеры на молекулах галогенидов инертных газов RX ($R = \text{Ar, Kr, Xe}$; $X = \text{F, Cl, Br}$), возбуждаемые электронными пучками и газовым разрядом, являются мощными источниками лазерного УФ-излучения [4,5,7,10,13]. Для накачки этих лазеров использовалось также излучение ядерных взрывов [18,22]. Наиболее эффективно экимерные лазеры работают в импульсном режиме при высоких удельных мощностях накачки $q \geq 0,1$ МВт/см³, что объясняется большой шириной линии излучения.

Экимерные лазеры могут, в принципе, работать в квазинепрерывном режиме, так как при излучении фотона экимерные молекулы переходят в нижнее разлетное или слабосвязанное состоя-

ние. В связи с этим в литературе рассматривалась возможность накачки эксимерных лазерных сред ядерными излучениями при использовании в качестве нейтронных источников импульсных реакторов.

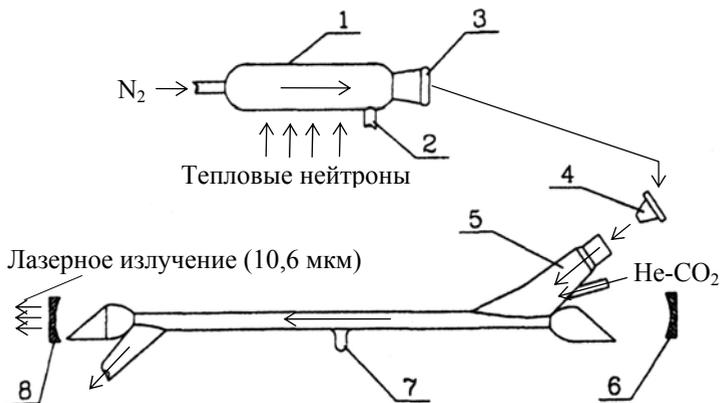


Рис.4.8. Схема эксперимента по накачке CO_2 -лазера ядерными излучениями [108]: 1 – трубка со слоем ^{10}B ; 2 – канал для измерения давления азота; 3 – гнездо разъема; 4 – стеклянное сопло; 5 – входной патрубок; 6 – «глухое» зеркало; 7 – штыврьковый электрод; 8 – выходное зеркало.

Наибольшее количество исследований посвящено ХеF-лазеру ($\lambda = 351$ и 353 нм), который по оценкам ряда исследований имеет наименьший порог генерации. Эксперименты, выполненные на реакторе SPR-III, показали, что для смеси $^3\text{He-Xe-NF}_3$ коэффициент усиления на линии 351 нм составляет около $7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ($q \approx 5 \text{ кВт/см}^3$) [109], а при накачке осколками деления урана смеси Ne(Ar)-Xe-NF_3 зарегистрирован коэффициент усиления $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ($q \approx 2 \text{ кВт/см}^3$) [110]. Эксперименты на импульсных реакторах с активными средами на основе молекул ХеF [109] и КгF ($\lambda = 248$ нм) [111], направленные на получение генерации, не дали положительного результата. В экспериментах использовались смеси $^3\text{He-Xe-NF}_3$, Ne-Xe-NF_3 , $\text{Ne(Ar)-Xe-NF}_3(\text{SF}_6)$ и $^3\text{He-Kr-NF}_3$.

Расчетно-теоретические исследования показали, что для смеси Ne-Xe-NF_3 можно получить $\eta_l \approx 1 \%$ при $q \sim 100 \text{ Вт/см}^3$ [112],

500 Вт/см³ [113]. Прогнозирование возможности создания ХеF-лазера с ядерной накачкой в большой степени определяется величиной коэффициента поглощения в активной среде, неопределенность которого сильно влияет на результаты расчетов [112].

В заключение отметим, что в работе [114] сообщается о получении генерации на переходе молекулы ХеCl ($\lambda = 308$ нм) при накачке смеси Ag-Хе-ССl₄(НСl) осколками деления урана в экспериментах на реакторе ЭБР-Л ($q \sim 1$ кВт/см³). Хотя авторы [114] утверждают, что в экспериментах наблюдалась генерация, но приведенных данных недостаточно для такого вывода.

Йодные лазеры

Лазеры на переходах атома I ($\lambda = 1,315$ мкм), возбуждаемые в результате фотодиссоциации молекул CF₃I, C₃F₇I или за счет передачи энергии атомам йода от метастабильных молекул кислорода O₂^{*}(¹Δ) + I(²P_{3/2}) → O₂^{*}(³Σ) + I(²P_{1/2}), хорошо известны как одни из самых мощных источников лазерного ИК-излучения [16]. В литературе рассматривали несколько вариантов возбуждения йодного лазера с помощью ядерных излучений [18]: а) образование метастабильных молекул O₂^{*}(¹Δ) с последующей передачей энергии атомам йода; б) образование колебательно-возбужденных молекул H₂^{*}($v \geq 2$) в смеси Ag-H₂-I₂ с последующей передачей энергии атомам йода; в) использование радиолюминесцентного излучения эксимерных молекул (KrF, ХеBr и др.) для фотодиссоциации молекул CF₃I или C₃F₇I.

Первые два варианта накачки йодного лазера ядерными излучениями пока не осуществлены. Третий вариант с использованием промежуточного преобразователя основывается на высоких конверсионных эффективностях люминесценции, которые для многих эксимерных молекул составляют 20-30 % [115]. В настоящее время осуществлен именно этот способ накачки. При облучении смеси ³He-Хе-СНBr₃ импульсным потоком нейтронов реактора TRIGA возникало интенсивное излучение молекул ХеBr ($\lambda = 282$ нм), которое далее использовалось для фотодиссоциации C₃F₇I [116]. Конверсионная эффективность люминесценции для молекул ХеBr ($\lambda = 282$ нм) составляла около 1 %. Схема экспериментов по-

казана на рис.4.9. Мощность лазерного излучения на линии 1,315 мкм была невелика и равнялась ~ 20 мВт.



Рис.4.9. Схема кюветы, которая использовалась для накачки йодного лазера радиолумinesцентным излучением молекул ХеВг [116]

Химические лазеры

Интерес к химическим лазерам [14] объясняется тем, что для них в непрерывном режиме получены высокие мощности излучения до нескольких мегаватт [117]. Для инициирования химических лазеров применяются различные способы воздействия на активную среду – газовый разряд, фотоиницирование, пучки быстрых электронов, γ -излучение ядерного взрыва и др.

Инициирование химических лазеров на молекулах HF(DF) ионизирующими излучениями является одним из способов создания мощных ИК-лазеров в диапазоне спектра 2,7-4,4 мкм. Заметные успехи в этом направлении достигнуты в импульсном режиме при использовании в качестве источников инициирования электронных пучков и γ -излучения ядерных взрывов. В первом случае энергия излучения HF-лазера на смеси $H_2-F_2-O_2-NF_3$ с цепной реакцией достигала 4,5 кДж ($\eta_l = 226 \%$) при длительности импульса 50 нс [118], а во втором случае для смеси SF_6-H_2 с нецепной реакцией – 70 кДж ($\eta_l \sim 5 \%$) при длительности импульса ~ 10 нс [119].

При инициировании химических лазеров ядерными излучениями с длительностью импульса ≥ 100 мкс, характерной для импульсных реакторов, удельные мощности накачки невелики, поэтому трудно обеспечить высокие скорости диссоциации фторосодержащих веществ и, соответственно, скорости образования воз-

бужденных молекул HF*. В результате происходит накопление молекул HF в основном состоянии, которые эффективно «тушат» в столкновениях молекулы HF*. Это обстоятельство приводит к росту порога генерации и снижению КПД.

Возможность создания химических ЛЯН при использовании импульсных реакторов была рассмотрена в нескольких работах. В первой из них, выполненной в 1970 г. и опубликованной в 1989 г., рассматривались смеси $^{235}\text{UF}_6\text{-H}_2$ и $^{235}\text{UF}_6\text{-H}_2\text{-F}_2$ [120]. В результате расчетов сделан вывод, что для первой смеси $\Phi_{th} = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а для второй – $\Phi_{th} \approx 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В работе обсуждался также один из вариантов химического ЛЯН на смеси $^{235}\text{UF}_6\text{-D}_2\text{-F}_2\text{-CO}_2$ ($\lambda = 10,6$ мкм) с передачей энергии от возбужденных молекул DF* молекулам CO₂.

Смесь $^{235}\text{UF}_6\text{-H}_2$ интересна тем, что в настоящее время это, пожалуй, наиболее реальная активная среда ЛЯН, в которой «делящееся» вещество $^{235}\text{UF}_6$ может являться составной частью лазерной среды. В работе [121] выполнен расчет динамики коэффициентов усиления для этой смеси в зависимости от длительности нейтронного импульса, плотности потока нейтронов, давления и состава смеси, температуры среды и размеров лазерной кюветы. В отличие от других ЛЯН, которые обычно работают в течение промежутка времени, когда плотность потока тепловых нейтронов превышает пороговое значение, характеристики ЛЯН на смеси $^{235}\text{UF}_6\text{-H}_2$ зависят от длительности и формы нейтронного импульса. Показано, что для типичных параметров реакторного импульса ($\Phi_{\max} \leq 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $\tau_{1/2} = 30\text{-}200$ мкс) порог генерации достигается при $\Phi_{th} \leq 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а коэффициент усиления может составлять $\geq 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

К сожалению, немногочисленные эксперименты с попытками получения генерации в химических ЛЯН не дали положительного результата. Такие эксперименты были, например, выполнены на быстром импульсном реакторе HPRR ($\tau_{1/2} \sim 50$ мкс) при использовании смесей $^{235}\text{UF}_6\text{-H}_2$ ($p = 0,07\text{-}0,8$ атм) и $^3\text{He-F}_2\text{-H}_2$ ($p = 0,4$ атм) [122]. Плотность потока тепловых нейтронов внутри лазерной кюветы длиной 46 см составляла $\leq 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Измерения химического состава смесей показали, что концентрация образовавшихся за импульс молекул HF ($[\text{HF}]/[\text{UF}_6] > 70$ %) вполне достаточна для

достижения порога генерации. По мнению авторов [122] отсутствие генерации можно объяснить загрязнением активной среды примесями из-за повышенной температуры лазерной кюветы или недостаточно высокой скоростью наработки атомарного фтора. Аналогичные эксперименты, выполненные во ВНИИЭФ в 1973 г. на импульсном реакторе БИР-2 со смесями $^3\text{He-SF}_6\text{-D}_2$ и $^3\text{He-SF}_6\text{-D}_2\text{-CO}_2$, также не дали положительного результата.

4.7. Лазеры, возбуждаемые быстрыми нейтронами

Выше мы рассматривали ЛЯН, возбуждение которых осуществляется продуктами ядерных реакций, протекающих при взаимодействии ядер некоторых изотопов с тепловыми нейтронами. Существует еще один способ накачки с использованием быстрых нейтронов, который был предложен во ВНИИЭФ и применялся для возбуждения ЛЯН на переходах атома Хе [28]. Этот способ, основанный на упругом рассеянии быстрых нейтронов на атомах (ядрах) среды, позволяет однородно возбуждать газовые среды при давлениях десятки и сотни атмосфер. Для эффективной передачи энергии от быстрых нейтронов ядрам отдачи целесообразно применять буферные газы с малым атомным весом, например гелий или водород. Непосредственная ионизация и возбуждение газовой среды осуществляются ядрами отдачи. Для гелия при давлении 100 атм поток быстрых нейтронов с энергией 1 МэВ ослабляется в e раз на длине примерно 60 см, поэтому можно реализовать достаточно однородную накачку газовых сред при давлениях ~ 100 атм с характерными поперечными размерами ~ 1 м.

Впервые накачка газовых лазеров быстрыми нейтронами была осуществлена во ВНИИЭФ в 1981 г. в экспериментах на импульсном реакторе БР-1, результаты опубликованы в 1990 г. [28]. Успешная накачка лазеров оказалась возможной благодаря наличию во ВНИИЭФ импульсного быстрого реактора БР-1, у которого в одном из режимов работы активная зона может быть раздвинута для создания внутри зазора (щели) высотой до 10 см. Достигнутые в реакторе БР-1 значения флюенса и плотности потока нейтронов являются рекордными для быстрых импульсных реакторов с металлической активной зоной.

В экспериментах использовалась цилиндрическая лазерная кювета с внутренним диаметром 3,5 см и активной длиной 40 см, которая располагалась в зазоре между половинами активной зоны реактора (рис.3.1,в). Флюенс быстрых нейтронов с энергией выше 0,5 МэВ равнялся $5,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а плотность потока нейтронов в максимуме импульса $\Phi_{\text{max}} = 6,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Активная длина лазерной кюветы составляла около 40 см.

Удельную мощность накачки вблизи оси лазерной кюветы в максимуме импульса можно оценить из выражения $q = [\text{He}] \sigma_s \Phi_{\text{max}} E_s$ ($[\text{He}]$ – концентрация атомов гелия, $\sigma_s = 6,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ – сечение упругого рассеяния нейтронов со средней энергией $E_n = 1,3 \text{ МэВ}$ на ядрах гелия, E_s – средняя энергия ядра отдачи). При изотропном рассеянии $E_\alpha = 2A_s E_n / (A_s + 1)^2$, где A_s – массовое число атомов среды. Удельная мощность накачки пропорциональна давлению гелия и для приведенных выше условий $q \approx 80 \text{ Вт/см}^3 \cdot \text{атм}$. Энерговклад, обусловленный поглощением γ -излучения, был примерно на два порядка ниже.

Для доказательства возможности накачки газовых лазеров высокого давления быстрыми нейтронами использовалась смесь He-Xe. Выбор этой смеси обусловлен тем, что она была достаточно хорошо исследована при накачке продуктами ядерных реакций (раздел 4.1) и буферным газом в ней является газ с малой атомной массой. В экспериментах исследовались энергетические и пороговые характеристики лазера на смеси He-Xe ($\lambda = 2,65 \text{ мкм}$) в зависимости от давления и состава смеси. Осциллограмма одного из экспериментов приведена на рис.4.10. Зависимость лазерных параметров от давления гелия при оптимальном давлении ксенона около 4 мм рт. ст. показана в табл. 4.9. Максимальная мощность излучения 290 Вт ($\eta_l \sim 0,2 \%$) и минимальное значение $\Phi_{th} = 1,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ зарегистрированы для смеси He-Xe (950:1) при давлении 5 атм. Указанные энергетические параметры не являются, по-видимому, максимальными, так как оптимизация параметров резонатора не проводилась.

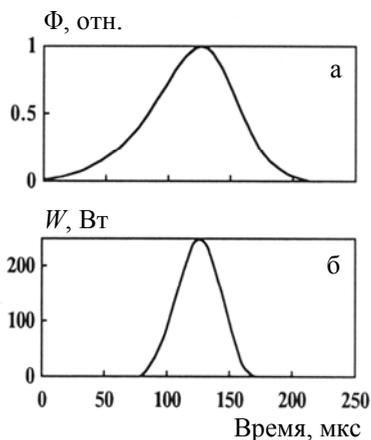


Рис.4.10. Осциллограммы импульса быстрых нейтронов реактора БР-1 (а) и лазерного импульса (б) для смеси He-Xe (2000:1) при давлении 5 атм

Таблица 4.9. Параметры лазера на смеси He-Xe ($p_{Xe} = 4$ мм рт. ст.) от давления гелия [28]

Давление гелия, атм	3	5	10
Мощность генерации, Вт	70	290	220
Пороговая плотность потока быстрых нейтронов, $10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	1,8	2,0	6,1

В настоящее время среди применений ЛЯН рассматривается возможность создания мощных установок типа реактор-лазер (см., например, [18,26]), в активной зоне которых кинетическая энергия осколков деления преобразуется в лазерное излучение. Исследования в области нейтронной накачки лазеров могут представлять интерес для будущих энергетических установок на основе управляемого термоядерного синтеза, в которых основная доля энергии выделяется в виде кинетической энергии быстрых нейтронов.

Глава 5. МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ И КИНЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЛЯН

Газовые ЛЯН, для накачки которых используется нейтронное излучение импульсных ядерных реакторов, имеют непрерывные механизмы генерации, так как характерные времена основных плазменных процессов значительно меньше длительностей импульсов накачки (≥ 50 мкс). Для определения механизма генерации необходимо выяснение закономерностей процессов заселения и «тушения» как верхних, так и нижних лазерных уровней. Информация об особенностях и константах наиболее важных плазмохимических процессов содержится в ряде обзорных работ (см., например, [12,40,61,123]).

5.1. Механизмы возбуждения лазерных сред. Предельный КПД

Активной средой газовых ЛЯН чаще всего являются двойные смеси $A-B$, где A – буферный газ с высоким потенциалом ионизации и возбуждения, B – лазерная примесь с более низким потенциалом ионизации и возбуждения, концентрация которой составляет 1-10 %. В этом случае энергия, поглощенная в буферном газе A , практически без потерь передается на лазерную примесь B за счет процессов перезарядки, реакций Пеннинга и передачи возбуждения, а «тушение» возбужденных атомов B^* собственными атомами незначительно [77].

Заселение верхних лазерных уровней атомов и ионов B может происходить на различных этапах последовательности релаксационных процессов (см. рис.2.15). Первым таким этапом являются процессы передачи энергии от ионов и атомов буферного газа A атомам примеси B :

1. Процесс перезарядки $A^+(A_2^+) + B \rightarrow (B^+)^* + A(2A)$. В зависимости от давления буферного газа в этой реакции участвуют атомарные A^+ или молекулярные A_2^+ ионы.

2. Реакция Пеннинга $A^* + B \rightarrow (B^+)^* + A + e$. Эта реакция может протекать в том случае, когда энергия возбужденного атома A^* больше потенциала ионизации атома B .

3. Процесс передачи возбуждения $A^* + B \rightarrow B^* + A$.

Верхние лазерные уровни могут, в принципе, заселяться за счет любого из трех процессов. Например, первые два являются основными в заселении лазерных уровней ЛЯН на смесях He-Cd и He-Zn, излучающих на переходах возбужденных ионов Cd⁺ и Zn⁺.

Важную роль среди плазменных процессов играют процессы рекомбинации, главными из которых являются тройная рекомбинация атомарных ионов $A^+(B^+) + 2e(e,A) \rightarrow A^*(B^*) + e(A)$ и диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов $A_2^+(B_2^+, AB^+) + e \rightarrow \rightarrow A^*(B^*) + A(B,A)$. В результате рекомбинационных процессов также может происходить заселение лазерных уровней. Например, в результате тройной рекомбинации может возникать инверсная населенность между возбужденными состояниями иона Sr⁺ ($\lambda = 430,5$ нм) [124]. В условиях накачки лазеров атмосферного давления ядерными излучениями, когда удельная мощность накачки сравнительно невелика $q < 5 \cdot 10^3$ Вт/см³ (концентрация электронов $n_e \leq 10^{14}$ см⁻³), больший интерес представляют процессы диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов B₂⁺ или AB⁺ с электронами, константы скоростей которых для тяжелых инертных газов достаточно велики и составляют 10⁻⁷-10⁻⁶ см³/с [61]. В результате диссоциативной рекомбинации один из атомов образуется в возбужденном состоянии, причем число таких состояний невелико, что обеспечивает селективность заселения верхних лазерных уровней. Такой механизм заселения лазерных уровней имеет место в ЛЯН на переходах атомов Ar, Kr, Xe, Ne, Hg.

Для эффективной работы лазеров в непрерывном режиме необходима высокая скорость расселения нижних лазерных уровней. В непрерывных газоразрядных лазерах низкого давления расселение этих уровней осуществляется, как правило, за счет радиационного распада. В ЛЯН, работающих при атмосферных давлениях газовой среды, такое расселение происходит в основном за счет неупругих столкновений – с атомами среды (ЛЯН на переходах атомов Ar, Kr, Xe), с электронами плазмы (некоторые ЛЯН на парах металлов), а также в результате реакций Пеннинга при столкновении атома в нижнем лазерном состоянии с атомами или молекулами дополнительной примеси (ЛЯН на переходах 3p-3s атома

Ne). В работе [125], где приведены результаты исследования лазеров на смесях $A\text{-NF}_3$ ($A = \text{He, Ne, Ar}$) при возбуждении электронным пучком и поперечным разрядом, для расселения нижних уровней использовались гарпунные реакции $A^* + \text{NF}_3 \rightarrow \text{AF}^* + \text{NF}_2$, имеющие высокие значения констант скоростей до $\sim 10^9 \text{ см}^3/\text{с}$. Отметим, что идея использования неупругих соударений для селективного расселения возбужденных состояний атомов была выдвинута В.А.Фабрикантом еще до появления первых лазеров [96].

Механизмы образования инверсной населенности уровней в основных типах ЛЯН кратко отмечены в табл. 5.1. Более подробно механизмы генерации ЛЯН и их кинетические модели рассмотрены ниже.

Как отмечалось в главе 2, при облучении газов ядерными частицами образуется плазма с рекомбинационным типом неравновесности, что приводит к преимущественному заселению возбужденных состояний «сверху вниз» за счет процессов рекомбинации и других релаксационных процессов. Поэтому для ЛЯН целесообразно введение предельного КПД (η_{max}) как отношения энергии лазерного кванта $h\nu$ к энергетическим затратам на образование одной первичной активной частицы (иона или возбужденного атома буферного газа) [77]:

$$\eta_{\text{max}} = (1 + f^*/f^+)h\nu/w_i = (f^+ + f^*)h\nu/q, \quad (5.1)$$

где w_i – энергетическая цена образования пары ион-электрон (см. раздел 2.2); f^+ , f^* – скорости образования ионов и возбужденных атомов при облучении среды ядерными частицами (для инертных газов $f^*/f^+ = 0,53$). Выражение (5.1) записано для случая, когда в образовании верхних лазерных уровней участвуют как ионы, так и возбужденные атомы буферного газа. Если в заселении верхних лазерных уровней участвуют лишь ионы буферного газа, то выражение для η_{max} имеет более простой вид:

$$\eta_{\text{max}} = h\nu/w_i = f^+ h\nu/q. \quad (5.2)$$

В отличие от квантового КПД газоразрядных лазеров предельный КПД для ЛЯН не зависит от расположения верхнего лазерного уровня относительно основного состояния.

Таблица 5.1. Механизмы образования инверсной населенности уровней в ЛЯН [18]

Активная среда	Длина волны генерации, мкм	Заселение верхних лазерных уровней	Расселение нижних лазерных уровней
ИК лазеры на переходах $nd-(n+1)p$ атомов $B = \text{Xe}, \text{Kr}$ и Ar ($n = 5,4,3$ для $\text{Xe}, \text{Kr}, \text{Ar}$ соответственно)			
He-Xe, Kr, Ar; Ar-Xe; He-Ne(Ar)-Xe; Xe, Kr	26 линий в диапазоне 1,15-3,51	$B_2^+ + e \rightarrow B^*(nd) + B$; $AB^+ + e \rightarrow B^*(nd) + A$	«Тушение» при столкновениях с атомами A и B
Лазер видимого диапазона на переходах $3p-3s$ атома Ne			
He-Ne- M ; Ne- M ($M = \text{Ar}, \text{Kr}, \text{Xe}, \text{H}_2$)	0,585; 0,703; 0,725	$\text{Ne}_2^+ + e \rightarrow \text{Ne}^*(3p) + \text{Ne}$	$\text{Ne}^*(3s) + M \rightarrow M^+ + e + \text{Ne}$
Лазеры на смесях инертных газов с парами металлов			
He-Cd	Ион Cd^+ (0,442; 0,534; 0,538; 0,807; 0,853)	$\text{He}^+ + \text{Cd} \rightarrow (\text{Cd}^+)^* + \text{He}$ $\text{He}_2^+ + \text{Cd} \rightarrow (\text{Cd}^+)^* + 2\text{He}$ $\text{He} + \text{Cd} \rightarrow (\text{Cd}^+)^* + \text{He} + e$	Радиационный распад и (или) столкновительное «тушение»
He-Cd	Атом Cd (1,43; 1,65)	$\text{Cd}_2^+ + e \rightarrow \text{Cd}^* + \text{Cd}$	Радиационный распад и (или) столкновительное «тушение»
He-Zn	Ион Zn^+ (0,748)	$\text{He}^+ + \text{Zn} \rightarrow (\text{Zn}^+)^* + \text{He}$ $\text{He}_2^+ + \text{Zn} \rightarrow (\text{Zn}^+)^* + 2\text{He}$ $\text{He} + \text{Zn} \rightarrow (\text{Zn}^+)^* + \text{He} + e$	Радиационный распад
He-Hg	Ион Hg^+ (0,615)	$\text{He}^+ + \text{Hg} \rightarrow (\text{Hg}^+)^* + \text{He}$	Радиационный распад и (или) столкновительное «тушение»
He-Xe-Hg-H ₂	Атом Hg (0,546)	$\text{Hg}_2^+ + e \rightarrow \text{Hg}^* + \text{Hg}$	«Тушение» молекулами H ₂
Лазеры на переходах атомов C, N, O, Cl			
He(Ne, Ar)-CO, CO ₂ , N ₂ , O ₂ , Cl ₂ , CCl ₄	C (0,833; 0,940; 1,45); N (0,859; 0,863; 0,905; 0,939); O (2,65; 2,76); Cl (1,59; 2,45)	Механизм генерации не установлен. Предлагались следующие процессы заселения верхних уровней: 1) диссоциативное возбуждение: $A^* + R_2 \rightarrow R^* + R$ (A^* – метастабильный атом инертного газа, R_2 – молекулярный газ); 2) ион-ионная рекомбинация: $A^+(A_2^+) + R \rightarrow R^* + A(2A)$; 3) тройная рекомбинация $R^+ + e + M \rightarrow R^* + M$ ($M = e, A$)	
Лазер на переходах молекулярного иона $\text{N}_2^+(B \rightarrow X)$			
He-N ₂ -H ₂	0,391; 0,428	$\text{He}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+(B) + 2\text{He}$	$\text{N}_2^+(X) + \text{H}_2 \rightarrow \text{N}_2\text{H}^+ + \text{H}$
Лазер на колебательных переходах молекулы CO			
CO	5,1-5,6	Механизм генерации не установлен	

Результаты расчета предельных КПД по формуле (5.1) для ряда активных сред приведены в табл. 5.2. При использовании некоторых из этих смесей (He-Xe, Ar-Xe, He-Ne-M, He-Cd, He-Zn) наблюдалась генерация в условиях ядерной накачки, для других смесей генерация была получена в послесвечении газового разряда [17]. Значение η_{\max} возрастает с увеличением энергии кванта лазерного излучения или при уменьшении w_i . Естественно, что реальный КПД лазера с ядерной накачкой будет зависеть не только от η_{\max} , но и от многих других параметров: соотношения скоростей релаксационных плазменных процессов, селективности процесса заселения верхнего лазерного уровня, скорости расселения нижнего лазерного уровня. Таким образом, выбор активных сред с высоким значением η_{\max} является необходимым, но недостаточным условием для создания эффективных ЛЯН.

Таблица 5.2. Предельные КПД некоторых лазерных смесей в режиме рекомбинационно-неравновесной плазмы [18]

Атом или ион	λ , нм	Смесь	η_{\max} , %
Xe	2651	He-Xe	1,6
	1731	He-Xe	2,4
	1731	Ar-Xe	3,8
Ne	585	He-Ne-M	7,2
Cd ⁺	442	He-Cd	9,5
	325	He-Cd	13
Zn ⁺	748	He-Zn	5,6
Ca ⁺	371, 374	He-Ca	11
		Ne-Ca	13
		Ar-Ca	18
Sr ⁺	417, 431	He-Sr	10
		Ar-Sr	16
Hg	546	Xe-Hg-M	15

На конечной стадии релаксационных процессов в смеси $A-B$ образуются метастабильные состояния B^m , которые разрушаются с образованием эксимерных молекул B_2^* и их последующим радиационным распадом. Однако в некоторых условиях основным каналом разрушения состояний B^m может стать процесс ассоциативной

ионизации $B^m + B^m \rightarrow B^+ + B + e$. В этом случае вновь образуются атомарные ионы B^+ , которые могут снова участвовать в заселении верхних лазерных уровней и, следовательно, предельный КПД будет выше. По оценкам [126] для смеси He-Ag предельный КПД в результате такой рециркуляции может быть выше примерно в два раза.

Последовательное заселение в ядерно-возбуждаемой плазме возбужденных состояний «сверху вниз» позволяет организовать каскад лазерных переходов. В этом случае появляется возможность получить одновременную генерацию в различных диапазонах спектра и увеличить КПД. Можно предложить несколько каскадных схем генерации [77]: а) каскад лазерных переходов между возбужденными уровнями атома (иона), когда нижний лазерный уровень одного перехода является одновременно верхним лазерным уровнем перехода, расположенного ниже; б) последовательная генерация сначала на переходах иона, затем после рекомбинации иона – на переходах атома; в) при использовании многокомпонентных смесей – последовательная генерация на переходах атомов (ионов) отдельных компонент.

В качестве примера на рис.5.1 показана одна из возможных схем каскадной генерации. При использовании тройной смеси He-Ne-Xe одновременная генерация может происходить в видимой области спектра на переходе $3p-3s$ атома Ne ($\lambda = 585,3$ нм) и в ИК-области на переходах $5d-6p$ атома Xe ($\lambda = 1,73; 2,65$ или $2,03$ мкм). В этом случае ксенон используется для расселения нижнего лазерного $3s$ -уровня атома Ne и одновременно является лазерным компонентом. Если же подобрать примесь M , эффективно расселяющую в столкновениях долгоживущие $6s$ -состояния атома Xe, то возможен каскад лазерных переходов между уровнями $5d-6p$ и $6p-6s$ атома Xe. Отметим, что в работе [127] при возбуждении тройной смеси He-Ag-Xe электронным пучком осуществлен один из вариантов каскадной генерации – получена одновременная генерация на переходах атомов Ag ($\lambda = 1,79$ мкм) и Xe ($\lambda = 2,03$ мкм).

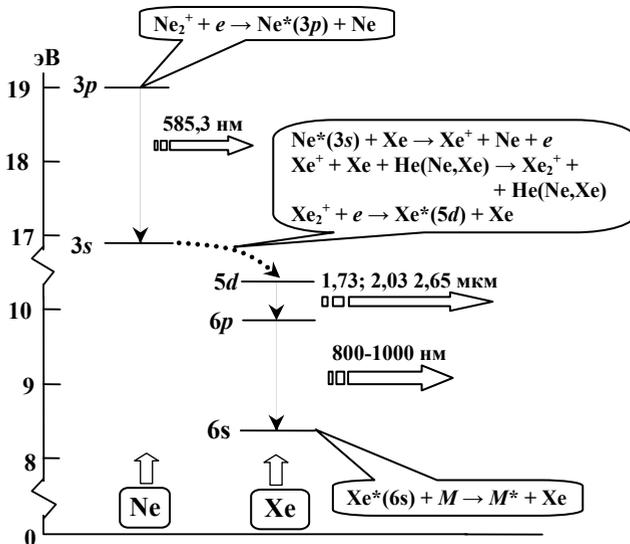


Рис.5.1. Возможная схема каскадной генерации в ЛЯН на смеси He-Ne-Xe [18]

5.2. Семейство лазеров на ИК-переходах атомов инертных газов

Лазеры на ИК-переходах атомов Хе, Кг и Аг обладают самыми высокими среди ЛЯН энергетическими параметрами. Кроме высокой эффективности ($\eta_l \leq 2-3\%$) основными достоинствами этих лазеров являются низкие пороги генерации, полное восстановление среды после радиационного воздействия и возможность получения генерации в довольно широком диапазоне спектра (1-3,5 мкм). Рекордсменом по совокупности достоинств среди этих ЛЯН является лазер на переходах $5d-6p$ атома Хе ($\lambda = 1,73; 2,03$ и $2,65$ мкм).

Из приведенного в разделе 4.1 обзора результатов экспериментальных исследований можно сделать следующие выводы:
 – все наиболее интенсивные генерационные линии принадлежат переходам $nd-(n+1)p$ атомов Хе, Кг и Аг ($n = 5,4,3$ для Хе, Кг, Аг

соответственно); аналогичные результаты получены также при возбуждении электронными пучками;

- максимальные энергетические параметры зарегистрированы для Хе-лазера на линиях 1,73; 2,03 и 2,65 мкм, которые начинаются с общего верхнего лазерного уровня $5d[3/2]_1^0$, причем эти линии являются самыми мощными при использовании различных буферных газов (He, Ar или смесей He-Ar, Ne-Ar);
- для лазеров на переходах атомов Хе, Кг, Ar, возбуждаемых ядерными излучениями и электронными пучками, наблюдается качественное подобие экспериментальных зависимостей энергетических параметров от давления и состава смесей;
- для наиболее интенсивных генерационных линий при возбуждении ядерными излучениями и электронными пучками получены КПД, близкие к предельным, что свидетельствует о высокой селективности заселения верхних лазерных nd -уровней.

Учитывая эти обстоятельства, а также сходную структуру энергетических уровней атомов Хе, Кг, Ar (см. рис.4.1-4.3), можно сделать вывод о том, что основные процессы заселения nd -уровней близки или даже идентичны, поэтому ЛЯН на ИК-переходах атомов Хе, Кг и Ar следует рассматривать как одно семейство.

Характеристики ЛЯН на ИК-переходах атомов инертных газов подробно исследовались на протяжении примерно 30 лет в широком диапазоне экспериментальных условий, их теоретическому моделированию посвящено достаточно большое количество работ. Обзор этих работ выполнен в монографии [18]. Процессы, приводящие к расселению нижних лазерных $(n+1)p$ -уровней, можно считать достаточно хорошо установленными – это столкновительное тушение при соударениях с атомами активной среды и электронами (при высоких удельных мощностях накачки). Однако до сих пор не завершена дискуссия о механизмах заселения верхних лазерных уровней. Разнообразие предлагаемых механизмов заселения nd -уровней (см. таблицу 5.3) объясняется сложностями в регистрации и исследовании излучений ИК-диапазона спектра, неопределенностями в константах скоростей многих плазмохимических реакций, а также существенными отличиями экспериментальных условий, в которых эти лазеры исследовались.

Таблица 5.3. Предлагаемые механизмы заселения верхних лазерных nd -уровней атомов $B = \text{Xe}, \text{Kr}, \text{Ar}$ [18]

№	Процесс	Литература								
		[128]	[129]	[130]	[131]	[132]	[133]	[134]	[135, 136]	[63,66, 137]
1	$B^+ + e + e(A) \rightarrow$ $\rightarrow B^*(nd) + e(A)$ ($B^+ = \text{Xe}^+, \text{Ar}^+, A = \text{He}$)	+	-	-	-	-	-	-	+	-
2	$B_2^+ + e \rightarrow$ $\rightarrow B^*(nd) + B$ ($B = \text{Xe}, \text{Kr}, \text{Ar}$)	-	-	-	-	-	-	+	+	+
3	$AB^+ + e \rightarrow$ $\rightarrow B^*(nd) + A$ ($AB^+ = \text{ArXe}^+,$ $\text{HeXe}^+, \text{HeKr}^+,$ HeAr^+)	-	+	-	+	-	-	+	+	-
4	$(\text{Xe}_2^+)^* + e \rightarrow$ $\rightarrow \text{Xe}^*(5d) + \text{Xe}$	-	-	-	-	+	+	-	-	-
5	$\text{Ar}^* + \text{Xe} \rightarrow$ $\rightarrow \text{Xe}^*(5d) + \text{Ar}$	-	-	+	-	+	-	+	+	-
6	$\text{Xe}^*(6s,6s') + e \rightarrow$ $\rightarrow \text{Xe}^*(5d) + e$	-	-	+	-	-	-	-	+	-

Примечание: «+» означает учет данного процесса в модели; $(\text{Xe}_2^+)^*$ – возбужденное состояние иона Xe_2^+ (колебательное или электронное)

Заселение верхних лазерных уровней

Рассмотрим более подробно приведенные в табл.5.3 возможные процессы заселения верхних лазерных уровней.

Первые модели для ЛЯН на смесях $^3\text{He}-\text{Xe}$ и $^3\text{He}-\text{Ar}$ были основаны на преимущественном заселении nd -уровней атомов Xe и Ar в результате процесса ударно-радиационной рекомбинации: $B^+ + e + e \rightarrow B^*(nd) + e$ ($B^+ = \text{Xe}^+, \text{Ar}^+$). В табл. 5.3 это процесс № 1. В [128] были вычислены отдельные характеристики лазеров, подробного сравнения с экспериментальными результатами не проводилось. Процесс № 1 был также включен в разработанные позже кинетические модели лазеров на смесях $\text{He}-\text{Xe}$ [135,136], причем предполагалось, что на верхние лазерные уровни попадает до 60 %

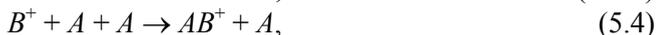
полного потока реакции. Как известно, этот процесс не является селективным, поэтому в результате возможно появление атомов в различных возбужденных состояниях. В связи с этим предположение о существенном вкладе процесса № 1 в заселение nd -уровней атомов Хе и Аг, выдвинутое в работах [128,135,136], вызывает сомнение. Следует также отметить, что константа скорости k_{cr} этого процесса сильно зависит от температуры электронов ($k_{cr} \sim T_e^{-4,5}$), поэтому лазеры на смесях Хе-Хе(Аг) вряд ли могли бы работать в широком диапазоне экспериментальных условий в случае заселения nd -уровней за счет этого процесса.

В работе [130] для ЛЯН на смеси Аг-Хе предложены другие механизмы заселения верхних лазерных уровней: процесс № 5 передачи энергии в неупругих соударениях $Ag^* + Xe \rightarrow Xe^*(5d) + Ag$ и процесс № 6 заселения $5d$ -уровней атома Хе электронным ударом из состояний $6s$. Процесс № 5 был также включен в кинетические модели [132,134-136], а № 6 – в модели [135,136]. Следует отметить, что процесс № 5 не может обеспечить эффективную накачку $5d$ -уровней, так как в результате этого процесса первоначально образуются высоковозбужденные атомы Хе (состояния $7d$, $8d$ и др.), а заселение $5d$ -уровней возможно лишь в результате последующих радиационно-столкновительных процессов с вероятностью всего несколько процентов [138]. В связи с этим предположение [135,136] о заселении $5d$ -уровней атома Хе за счет процесса № 5 с вероятностью 20-30 % является слишком оптимистичным. Что же касается процесса № 6, то в работах [139] на основании результатов экспериментов делается вывод об отсутствии заметного вклада этого процесса в заселение nd -уровней.

Наиболее распространенной является гипотеза о заселении nd -уровней атомов Хе, Кг, Аг за счет диссоциативной рекомбинации гетероядерных молекулярных ионов $AgXe^+$ или HeB^+ ($B = Xe, Kг, Ag$) с электронами, причем в ряде моделей (см., например, [129,131]) этот процесс рассматривается как единственный, в других [134-136] – как один из основных с вероятностью заселения до 40 %. В большинстве работ [131,134-136] предполагалось, что заселение nd -уровней происходит непосредственно в результате процесса № 3 (см. табл.5.3). В работе [129] для смеси Аг-Хе предложен более сложный двухступенчатый механизм заселения $5d$ -уровней атома Хе – образование в процессе рекомбинации $AgXe^+ + e$ высо-

корасположенных состояний $7p, 7s$ атома Хе с последующими столкновительными переходами $\text{Xe}^*(7p, 7s) + \text{Ar}(\text{Xe}) \rightarrow \text{Xe}^*(5d) + \text{Ar}$.

В смеси A - B гетероядерные молекулярные ионы AB^+ образуются в тройных соударениях:



а разрушаются в результате процессов:



Информация о константах скоростей процессов (5.3)-(5.7) крайне ограничена. Используемые в различных моделях константы скоростей для этих ионов (см., например, приведенные в табл. 2.11 данные для ионов ArXe^+) представляют собой оценки, иногда достаточно грубые. Поэтому заранее определить вклад диссоциативной рекомбинации ионов AB^+ в заселение nd -уровней практически невозможно. Неизвестные константы чаще всего оценивались в процессе подгонки результатов расчета характеристик ЛЯН к экспериментальным данным.

Разрушение гетероядерных ионов в большой степени зависит от их энергии связи, которая уменьшается с увеличением разницы в массах входящих в состав иона атомов и составляет для ArXe^+ , HeXe^+ , HeKr^+ , HeAg^+ , соответственно, 0,14; 0,050; 0,030 и 0,027 эВ [140]. Оценки, приведенные в работе [61], дают для констант скоростей процесса (5.5) следующие значения: для ионов $\text{ArXe}^+ - k_{5.5} \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$, а для ионов HeB^+ ($B = \text{Xe}, \text{Kr}, \text{Ar}$) - $k_{5.5} \geq 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$. Гетероядерные ионы разрушаются также плазменными электронами в результате процесса (5.7), причем константы скоростей таких процессов могут достигать 10^{-7} - $10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ [61].

Таким образом, характерное время процесса (5.5), например для ионов HeXe^+ при атмосферном давлении смеси Не-Хе равняется $\sim 3 \cdot 10^{-10} \text{ с}$, а характерное время процесса диссоциативной рекомбинации этого иона при самых благоприятных условиях ($T_e = 300 \text{ К}$, $n_e \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$) будет составлять $\geq 10^{-7} \text{ с}$. Поэтому гетероядерные

ионы HeV^+ эффективно разрушаются в результате столкновительных процессов и, следовательно, их рекомбинация не может давать заметного вклада в образование возбужденных атомов. Последнее обстоятельство подтверждается результатами спектроскопических исследований диссоциативной рекомбинации гетероядерных ионов в послесвечении газоразрядной плазмы, в которых «несмотря на большое количество работ по исследованию этих частиц, пока не удалось обнаружить связанного с их рекомбинацией образования возбужденных атомов» [61]. Таким образом, построение моделей типа [131] на основе реакции диссоциативной рекомбинации ионов HeV^+ с электронами или включение ее в модели [135,136], где вклад этой реакции в заселение nd -уровней оценивается в 15-25 %, представляется необоснованным.

В большинстве кинетических моделей процесс диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов B_2^+ с электронами (процесс № 2 в табл.5.3) рассматривался как канал потерь, заселяющий нижние лазерные $(n+1)p$ -уровни. Это предположение первоначально было основано на результатах спектроскопических исследований (см., обзор [61] и цитируемую там литературу), в которых было зарегистрировано интенсивное излучение с уровней $(n+1)p$. Однако следует отметить, что спектроскопические исследования проводились в области спектра $\lambda \leq 1000$ нм с использованием для регистрации фотоэлектронных умножителей, поэтому ИК-переходы $nd-(n+1)p$ не могли наблюдаться. Следовательно, можно предположить, что зарегистрированное в этих работах излучение с $(n+1)p$ -уровней является следствием предварительных переходов $nd-(n+1)p$.

В одной из работ [141] на основании измеренных интенсивностей спектральных линий сделан вывод о преимущественном заселении в результате процесса $Xe_2^+ + e$ уровня $6p[5/2]_2$ по сравнению с уровнем $5d[3/2]_1^0$, которые являются, соответственно, нижним и верхним уровнями лазерного перехода с $\lambda = 1,73$ мкм (см. рис.4.1). Такой вывод авторы [141] сделали из вычисления отношения рекомбинационных потоков Γ , заселяющих эти уровни:

$$\gamma = \frac{\Gamma_{5d}}{\Gamma_{6p}} = \frac{I_{5d} A_{6p} \lambda_{5d} \tau_{6p}}{I_{6p} A_{5d} \lambda_{6p} \tau_{5d}}, \quad (5.8)$$

где I_{5d} , I_{6p} – измеренные в [141] интенсивности спектральных линий 1,73 мкм и 0,992 мкм; λ_{5d} , λ_{6p} – длины волн этих линий; A_{5d} , A_{6p} – вероятности радиационных переходов; τ_{5d} , τ_{6p} – времена жизни уровней, причем в [141] принято, что τ_{5d} равняется радиационному времени жизни уровня $5d[3/2]_1^0$, которое составляет около 200 нс. При таких предположениях авторы [141] получили $\gamma \leq 0,2$ для давлений ксенона $p_{Xe} = 5-10$ мм рт. ст.

В работе [142] отношение (5.8) было переоценено с учетом сокращения времени жизни уровня $5d[3/2]_1^0$ за счет процессов столкновительного «тушения». Из результатов экспериментов [143] следует, что «тушение» уровня $5d[3/2]_1^0$ атомами Хе в основном состоянии становится заметным уже при $p_{Xe} \approx 0,1$ мм рт. ст. Это означает, что при $p_{Xe} \approx 0,1$ мм рт. ст. радиационное время жизни уровня $5d[3/2]_1^0$ примерно равняется времени жизни этого уровня за счет процесса столкновительного «тушения» $Xe^*(5d[3/2]_1^0) + Xe$, т.е. $\tau_{5d} \approx 1/k_{cq}[Xe]$, где k_{cq} – константа скорости процесса «тушения». Отсюда следует, что $k_{cq} \sim 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (близкие значения этой константы приняты в кинетических моделях [129,135,136]). Поэтому при $p_{Xe} = 10$ мм рт. ст. с учетом столкновительного тушения $\tau_{5d} \sim 10$ нс и, следовательно, отношение $\gamma \sim 5$. Таким образом, если учесть сокращение времени жизни уровня $5d[3/2]_1^0$, то на основании измеренных в [141] интенсивностей спектральных линий можно сделать вывод, противоположный выводу авторов [141]: в результате диссоциативной рекомбинации $Xe_2^+ + e$ преимущественно заселяется уровень $5d[3/2]_1^0$. Этот вывод можно подтвердить данными работы [144], где на основании экспериментальных исследований процесса диссоциативной рекомбинации $Xe_2^+ + e$ сделано заключение о преимущественном заселении $5d$ -уровней атома Хе по сравнению с $6p$ -уровнями. И наконец, выполненный в недавно опубликованной работе [145] анализ кинетики лазера на смеси Ar-Xe ($\lambda = 1,73$ мкм) показал, что ве-

роятность заселения уровня $5d[3/2]_1^0$ за счет процесса $\text{Xe}_2^+ + e$ может достигать 90 %.

В 1979 г. во ВНИИЭФ была выдвинута гипотеза о селективном заселении nd -уровней атомов Хе, Кг, Аг за счет диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов $B_2^+ + e \rightarrow B^*(nd) + B$ ($B = \text{Xe}, \text{Kr}, \text{Ar}$), опубликованная позже в работе [137]. На основании этой гипотезы были разработаны кинетические модели для расчета характеристик ЛЯН [63,66]. Заселение nd -уровней атомов Хе и Аг за счет процессов диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов B_2^+ с электронами учитывалось (наряду с другими процессами) также в кинетических моделях [134-136]. Эффективность заселения nd -уровней в этих моделях принималась равной 15-20 % по отношению к полному потоку накачки.

Несколько иной механизм генерации, предложенный в работе [132] для ЛЯН на смеси Аг-Хе и позже примененный в кинетической модели ЛЯН на смеси Не-Хе [133], также основан на преимущественном заселении $5d$ -уровней атома Хе в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Xe_2^+ . Однако здесь в качестве основного канала заселения предлагается диссоциативная рекомбинация иона $(\text{Xe}_2^+)^*$ в возбужденном состоянии (электронном или колебательном). Согласно этой модели возбужденные ионы $(\text{Xe}_2^+)^*$ образуются в реакции $\text{AgXe}^+(\text{HeXe}^+) + \text{Xe} \rightarrow (\text{Xe}_2^+)^* + \text{Ag}(\text{He})$, а ионы Xe_2^+ в основном состоянии – в результате реакции $\text{Xe}^+ + \text{Xe} + \text{Ag}(\text{He}) \rightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{Ag}(\text{He})$. Предполагается, что рекомбинация ионов Xe_2^+ в основном состоянии приводит к заселению уровней $6p, 6p'$. Для проверки достоверности этой модели, содержащей довольно большое количество неизвестных констант, необходимы дополнительные исследования, в частности расчеты характеристик Хе-лазера в различных экспериментальных условиях.

Таким образом, наиболее эффективное заселение nd -уровней атомов Хе, Кг и Аг, которые являются верхними лазерными уровнями в ЛЯН на смесях инертных газов, происходит, вероятнее все-

го, за счет процессов диссоциативной рекомбинации $B_2^+ + e \rightarrow B^*(nd) + B$ ($B = \text{Xe}, \text{Kr}, \text{Ar}$). К сожалению, прямые экспериментальные доказательства существования такого процесса пока отсутствуют, за исключением, пожалуй, информации, содержащейся в работе [144]. Для решения этого вопроса необходимы спектрально-люминесцентные исследования, аналогичные тем, которые были выполнены методом однофотонной спектроскопии в видимой и УФ-областях спектра [59]. Однако для проведения таких исследований необходимы ИК-фотоприемники, имеющие такую же высокую чувствительность, как и фотоэлектронные умножители.

Формирование спектра лазерного излучения

В ЛЯН на переходах $nd-(n+1)p$ атомов Хе, Кг и Аг расселение нижних $(n+1)p$ -уровней происходит в результате столкновительного «тушения» при соударениях с атомами среды. Эффективность «тушения», которая зависит от давления и состава газовых смесей, существенно влияет не только на энергетические характеристики ЛЯН, но и на спектр генерации. На лазерные характеристики могут влиять не только процессы «тушения» nd - и $(n+1)p$ -уровней, но также и «перемешивание» этих уровней плазменными электронами, причем влияние последних будет особенно заметным при $q \geq 10^3$ Вт/см³.

Рассмотрим спектральные характеристики наиболее изученных ЛЯН на переходах атома Хе (см. рис.4.1). Эксперименты показали, что спектры генерации зависят не только от параметров зеркал резонатора, удельных мощностей накачки, но и от вида буферного газа, давления и соотношения компонент смесей. Список генерационных линий и лазерных переходов для разных смесей, составленный по данным раздела 4.1, приведен в табл. 5.4 (A_{ji} – вероятность радиационного перехода [146]; τ_j, τ_i – радиационные времена жизни верхних и нижних лазерных уровней [146]). Жирным шрифтом в табл. 5.4 выделены среды, в которых эти генерационные линии были основными. Спектры генерации Хе-лазера в экспериментах с электронными пучками были в основном такими же; дополнительно наблюдалась слабая генерационная линия 3,43 мкм, принадлежащая переходу $7p[5/2]_2-7s[3/2]_1^0$ [131].

Уровень $5d[3/2]_1^0$, с которого начинаются наиболее мощные генерационные линии 1,73; 2,02 и 2,65 мкм, является резонансным. Радиационное время изолированного атома Хе в этом состоянии равняется 0,58 нс [146], а с учетом пленения резонансного излучения – около 200 нс [63].

При использовании смеси Не-Хе наиболее интенсивными являются линии 1,73; 2,03; 2,65 и 3,65 мкм. В смеси Не-Хе наблюдалась маломощная генерация на линиях 1,73; 2,03 и 2,65 мкм [147]. В смеси Аг-Хе генерация происходит в основном на линиях 1,73 и 2,65 мкм, в смеси Кг-Хе – на линии 2,63 мкм, а в чистом Хе – на линии 3,51 мкм. Все отмеченные выше генерационные линии (за исключением 3,65 мкм) принадлежат переходам $5d-6p$.

Таблица 5.4. Генерационные переходы в ксеноновых ЛЯН

Лазерный переход	λ , мкм	τ_j , нс	τ_i , нс	$A_{ji} \cdot 10^6$, с^{-1}	Смеси, в которых наблюдалась генерация
$5d[3/2]_1^0 - 6p[5/2]_2$	1,73	0,58	33,0	0,30	He-Xe, Ne-Xe, Ar-Xe, He-Ar-Xe
$5d[3/2]_1^0 - 6p[3/2]_1$	2,03	0,58	29,9	2,46	He-Xe, Ne-Xe, Ar-Xe, He-Ar-Xe
$5d[5/2]_3^0 - 6p[5/2]_3$	2,48	565	25,5	0,48	He-Xe, Ar-Xe
$5d[3/2]_1^0 - 6p[5/2]_2$	2,63	667	33,0	0,74	Ar-Xe, Kr-Xe
$5d[3/2]_1^0 - 6p[1/2]_0$	2,65	0,58	22,4	1,27	He-Xe, Ne-Xe, Ar-Xe, He-Ar-Xe
$5d[5/2]_2^0 - 6p[5/2]_3$	2,81	667	25,5	0,034	Kr-Xe
$5d[5/2]_2^0 - 6p[3/2]_1$	3,37	667	29,9	0,68	Ar-Xe
$5d[7/2]_3^0 - 6p[5/2]_2$	3,51	1190	33,0	0,74	He-Xe, Xe
$7p[1/2]_1 - 7s[3/2]_2^0$	3,65	500	49,5	1,8	He-Xe

Согласно модели, предложенной в работе [137], независимо от вида буферного газа первоначально заселяется уровень $5d[3/2]_1^0$ атома Хе, который является верхним для трех наиболее интенсивных генерационных линий 1,73; 2,03 и 2,65 мкм. Заселение этого уровня происходит селективно с эффективностью, близкой к 100 %, за счет процесса диссоциативной рекомбинации $\text{Xe}_2^+ + e$.

Отсутствие генерационных линий 1,73; 2,03 и 2,65 мкм в смеси Кг-Хе и чистом Хе объясняется высокими скоростями столкновительного «тушения» уровня $5d[3/2]_1^0$ атомами Кг и Хе.

В смесях Не-Хе, Аг-Хе, Кг-Хе и чистом Хе присутствуют также более слабые генерационные линии 2,48; 2,63; 3,37 и 3,51 мкм, которые начинаются с уровней $5d[5/2]_3^0$, $5d[5/2]_2^0$, $5d[7/2]_3^0$. Заселение этих уровней происходит в результате столкновительных внутримultipлетных переходов при соударениях с атомами Не, Аг, Кг, Хе в основных состояниях. В смеси Не-Хе наблюдалась также генерационная линия 3,65 мкм, принадлежащая одному из переходов $7p-7s$. Возможно, появление этой линии связано с заселением уровня $7p$ в результате процессов ударно-радиационной (тройной) рекомбинации и последующих каскадных переходов.

Надежные данные по константам скоростей всех процессов столкновительного «тушения» $5d$ -уровней атома Хе в литературе отсутствуют, что заметно затрудняет анализ экспериментальных результатов и расчет лазерных характеристик. Такая информация имеется лишь для нижних $6p$ -уровней (см. обзор в монографии [18]).

От скоростей процессов столкновительного «тушения» нижних лазерных $6p$ -уровней зависят спектры генерации. В ЛЯН на переходах атома Хе наиболее мощная генерация наблюдается для линий с высокими константами скоростей процессов столкновительного «тушения» нижних $6p$ -уровней: линии 2,03 и 2,65 мкм для смеси Не-Хе; 1,73 и 2,65 мкм для смеси Аг-Хе. Добавка к смеси Аг-Хе небольших количеств Не, которая почти не влияет на удельную мощность накачки, приводит к возникновению мощной генерации на линии 2,03 мкм и устранению конкуренции генерационных линий 1,73 и 2,03 мкм (см рис.4.4), что объясняется эффективным тушением уровня $6p[3/2]_1$ атомами Не. В смеси Не-Хе недостаточно эффективно «тушатся» почти все $6p$ -уровни, поэтому энергетические характеристики ЛЯН при использовании этой смеси являются сравнительно невысокими. Как показано в работе [147], небольшие добавки Не или Аг к смеси Не-Хе приводят к резкому увеличению мощности генерации на линиях 2,03 и 2,65 мкм, что

объясняется увеличением скорости «тушения» нижних лазерных уровней.

После обсуждения механизмов образования инверсной населенности между уровнями nd и $(n+1)p$ атомов Хе, Кг и Аг рассмотрим кратко некоторые наиболее разработанные кинетические модели, которые тестировались на экспериментальных результатах, полученных при накачке активных сред как ядерными излучениями, так и пучками быстрых электронов.

Кинетические модели ВНИИЭФ

Во ВНИИЭФ для определения механизмов генерации ЛЯН на ИК-переходах атомов Хе, Кг и Аг и предварительных расчетов лазерных характеристик были разработаны «малые» стационарные модели [63,66]. Как показал анализ кинетики плазменных процессов, для адекватного описания работы лазеров на двойных смесях Не-В ($B = \text{Хе, Кг, Аг}$) или Аг-Хе достаточно включить в модель 10-15 основных реакций, предварительно отобранных в результате анализа характерных времен плазменных процессов (см. табл. 2.10 и 2.11).

Предполагалось, что заселение верхних лазерных nd -уровней атомов Хе, Кг и Аг происходит селективно только за счет реакций диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов B_2^+ с электронами. Доля рекомбинационного потока, попадающая на эти уровни, была определена в процессе моделирования и для ионов Хе_2^+ , Кг_2^+ , Аг_2^+ оказалась равной 100, 50 и 40 % соответственно. Кроме приведенных в таблицах 2.10 и 2.11 реакций (см. раздел 2.3) в расчетные модели были включены процессы столкновительного «тушения» nd -уровней. Для уровня $5d[3/2]_1^0$ атома Хе константы процессов столкновительного «тушения» атомами Хе, Аг и Не по уточненным данным равняются $2 \cdot 10^{-10}$, $1 \cdot 10^{-13}$ и $2 \cdot 10^{-12}$ см³/с соответственно.

Справедливость модели была проверена расчетами энергетических и пороговых характеристик ЛЯН на смесях Не-Хе ($\lambda = 2,65$ мкм), Аг-Хе ($\lambda = 1,73$ мкм) и Не-Кг ($\lambda = 2,52$ мкм), Не-Аг ($\lambda = 1,79$ мкм), возбуждаемых осколками деления урана, продуктами ядерной реакции ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ и электронными пучками в зависи-

мости от давления, состава смесей и мощности накачки. Расчетные кривые для энергетических и пороговых характеристик удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Сравнение результатов расчета и экспериментальных данных в оптимальных режимах представлено в табл. 5.5.

Таблица 5.5. Сравнение расчетных (W^c , η_l^c , Φ_{th}^c) и экспериментальных (W^e , η_l^e , Φ_{th}^e) параметров ИК-лазеров на смесях инертных газов в оптимальных по давлению и составу смесей режимах [18,39]

Атом	Смесь	λ , мкм	W^e , Вт	η_l^e , %	Φ_{th}^e , 10^{-14} $см^{-2} \cdot с^{-1}$	W^c , Вт	η_l^c , %	Φ_{th}^c , 10^{14} $см^{-2} \cdot с^{-1}$	Способ накачки
Xe	He-Xe	2,65	2000	0,6	–	2200	0,65	–	Осколки деления
	He-Xe	2,65	300	1,5	1,0	260	1,2	1,2	Осколки деления
	Ar-Xe	1,73	500	2,2	0,17	700	2,2	0,15	Осколки деления
	$^3\text{He-Xe}$	2,65	40	0,05	–	42	–	–	Продукты реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$
	He-Xe	2,03	$1,9 \cdot 10^6$	–	–	$2,1 \cdot 10^6$	2,1	–	Электронный пучок
	Ar-Xe	1,73	$8,3 \cdot 10^6$	1,5	–	$1,3 \cdot 10^7$	2,5	–	Электронный пучок
Kr	He-Kr	2,52	110	0,6	2,7	105	0,52	2,9	Осколки деления
Ar	He-Ar	1,79	390	0,6	3,2	450	0,44	3,5	Осколки деления

Кинетические модели University of Illinois

Первоначально модель была разработана для лазера на смеси Ar-Xe ($\lambda = 1,73; 2,03; 2,63; 2,65$ мкм) и включала около 100 плазмохимических реакций [129]. Для тестирования модели использовались данные, полученные при накачке этого лазера электронным пучком и осколками деления урана. Позже эта модель была усовершенствована и применялась для расчета характеристик ЛЯН на смесях He(Ne)-Ar-Xe ($\lambda = 1,73; 2,03; 2,63; 3,37$ мкм), возбуждаемых осколками деления урана [148,149].

В качестве главного механизма заселения $5d$ -уровней атома Хе предлагается достаточно сложный двухступенчатый процесс. Сначала в результате диссоциативной рекомбинации $\text{AgXe}^+ + e$ заселяются состояния $7p, 7s$ атома Хе, а затем в столкновительных процессах $\text{Xe}^*(7p, 7s) + \text{Ag}(\text{Xe})$ образуются атомы Хе в состояниях $5d[3/2]_1^0$ и $5d[5/2]_2^0$. В данных моделях принимается, что уровень $5d[3/2]_1^0$ заселяется при соударениях с атомами Ar с эффективностью 70 %, а уровень $5d[5/2]_2^0$ – с атомами Хе с эффективностью 50 % [129].

Большое внимание в рассматриваемых моделях уделяется процессам так называемого столкновительного «перемешивания» уровней $6s$, $6p$ и $5d$ плазменными электронами, которые снижают инверсную населенность лазерных переходов. Расчеты показали, что такие процессы приводят к срыву генерации, если степень ионизации плазмы превышает некоторое критическое значение $(0,8-1,0) \cdot 10^{-5}$. При атмосферном давлении это соответствует плотности электронов около $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. По мнению авторов [129], именно эти процессы вызывают наблюдаемое в некоторых экспериментах преждевременное прекращение генерации (см. рис.5.2).

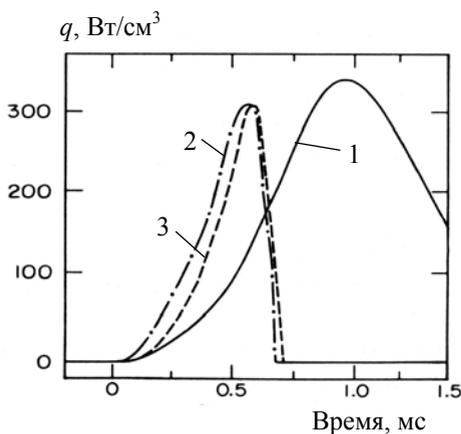


Рис.5.2. Удельная мощность накачки (1) и мощность лазерного излучения на линии 1,73 мкм при возбуждении смеси Ar-Xe (0,68 атм; Ar:Xe = 99,5:0,5) осколком деления урана: 2 – эксперимент; 3 – расчет [129]

Кинетические модели ИОФАН

Нестационарные модели ксенонового лазера [134-136], разработанные в ИОФАН, являются наиболее подробными. Последние их модификации [135,136] включают несколько сотен плазмохимических реакций с участием ионов He^+ , He_2^+ , He_3^+ , Ar^+ , Ar_2^+ , ArXe^+ , Xe^+ , Xe_2^+ , возбужденных атомных и молекулярных состояний He^* , He_2^* , Ar^* , Ar^{**} , ArXe^* , Ar_2^* , Xe_2^* , а также всех возбужденных состояний $5d$, $6p$, $6s$, $6s'$ атома Xe^* . Численное моделирование было выполнено для смесей He-Xe , Ar-Xe , He-Ar-Xe и чистого Xe . Как утверждают авторы [136], им удалось осуществить полную оптимизацию лазерных характеристик в условиях одновременной генерации на 6 линиях, принадлежащих переходам $5d-6p$.

Расчеты в условиях накачки активных сред электронным пучком показали, что для всех лазерных линий самые высокие энергетические характеристики наблюдаются для смеси Ar-Xe , причем максимальные значения КПД (4,5 %) и удельного энергоотбора (19 Дж/л) достигаются на линии 1,73 мкм. Определены интервалы параметров, при которых могут быть получены такие высокие энергетические характеристики.

Как показано в табл. 5.3, авторы данных моделей полагают, что в заселении верхних лазерных уровней участвуют практически все когда-либо обсуждавшиеся плазменные процессы. Так, на заселение уровня $5d[3/2]_1^0$ расходуется, соответственно, 40 и 15 % потоков диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов ArXe^+ и Xe_2^+ ; 20 % от количества возбужденных атомов, образовавшихся в результате реакции $\text{Ar}^* + \text{Xe}$, а также около 40 % реакции тройной рекомбинации атомарных ионов Xe^+ .

5.3. Лазеры на переходах $3p-3s$ атома Ne

ЛЯН видимого диапазона спектра ($\lambda = 585,3; 703,2$ и $724,5$ нм) на переходах $3p-3s$ атома Ne исследованы в экспериментах, выполненных во ВНИИЭФ, ВНИИТФ и лабораториях Sandia (см. раздел 4.2). В отличие от ЛЯН на переходах $nd-(n+1)p$ атомов Xe , Kr и Ar , в неоновых ЛЯН главные процессы, приводящие к образо-



б) конкуренция диссоциативной рекомбинации



и процесса перезарядки



в) конкуренция излучательного перехода на линии 585,3 нм и процессов «тушения» уровня $3p'[1/2]_0$ за счет реакции Пеннинга, а также в столкновениях с атомами He, Ne. Поэтому эффективность заселения уровня $3p'[1/2]_0$ будет зависеть от вида тушащей примеси M , давления и состава смеси, а также от концентрации электронов (удельной мощности накачки).

Если в качестве тушащей примеси используется инертный газ ($M = \text{Ar}, \text{Kr}$ или Xe), то на втором этапе потери не являются существенными, так как процессы (5.13) для этих атомов имеют низкие константы скоростей ($\leq 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$). Замена $\text{Ar}(\text{Kr}, \text{Xe})$ на H_2 приводит к заметной конкуренции процессов на втором этапе, так как константа скорости процесса (5.13) для молекул H_2 довольно велика – $1,1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ при $T_g = 200 \text{ К}$. Поэтому в ЛЯН на переходах $3p-3s$ атома Ne целесообразно использовать водород в качестве «тушащей» примеси лишь при высоких удельных мощностях накачки ($q \geq 1 \text{ кВт}/\text{см}^3$).

В некоторых моделях кроме реакции перезарядки (5.10) учитывалась трехчастичная реакция перезарядки, которая при $M = \text{Ar}$ имеет вид:

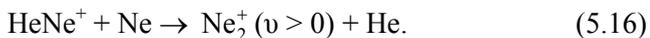
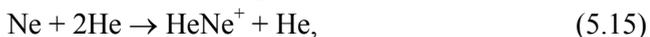


где R – третья частица (в данном случае He, Ne или Ar). Вопрос о необходимости включения процесса (5.14) в расчетные модели пока остается открытым, так как результаты некоторых люминесцентных исследований свидетельствуют о незначительном влиянии этого процесса на концентрацию ионов Ne_2^+ .

Для расчета лазерных характеристик необходимо определить населенности $3p$ -уровней атома Ne. С этой целью обычно решается система кинетических уравнений, представляющих собой баланс скоростей процессов заселения и релаксации для каждого из десяти

3*p*-уровней. Из основных процессов необходимо учесть заселение этих уровней за счет реакции (5.12) и столкновительных внутримultipлетных переходов между ними, радиационную и столкновительную релаксацию 3*p*-уровней при соударениях с атомами He и Ne, а также реакции Пеннинга для каждого из этих уровней с участием атомов M.

Главным процессом заселения 3*p*-уровней является реакция (5.12), причем в большинстве работ принималось, что все эти уровни заселяются при рекомбинации молекулярных ионов Ne₂⁺ в основном колебательном состоянии. Несколько иной механизм рассматривается, например, в работе [20], где предполагается, что уровень 3*p*'[1/2]₀ (верхний среди 3*p*-уровней) заселяется при участии колебательно-возбужденных ионов Ne₂⁺. Доля потока диссоциативной рекомбинации (5.12), попадающая на уровень 3*p*'[1/2]₀, составляет, по разным данным, 7-17 %. В тройных смесях He-Ne-M с большим содержанием гелия эффективность заселения уровня 3*p*'[1/2]₀ повышается [20], что можно объяснить образованием колебательно-возбужденных ионов Ne₂⁺ в процессах



Связь процессов диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов инертных газов с кинетикой населенностей их колебательных уровней была исследована в послесвечении импульсно-го газового разряда (см., например, обзорную работу [61]).

В неоновых ЛЯН наблюдалась также генерация на линиях 703,2 и 724,5 нм, которые начинаются с уровня 3*p*[1/2]₁. Этот уровень эффективно заселяется как за счет процесса (5.12), так и в результате внутримultipлетных столкновительных переходов из более высоко расположенных 3*p*-состояний.

Еще один механизм заселения 3*p*-уровней, предложенный в работе [59] на основании изучения кинетики торможения осколков деления в неоне и смеси He-Ne, заключается в прямом возбуждении этих уровней ядерными частицами. Однако как показали экспериментальные данные [151] для смесей He-Ne-Ar и Ne-Ar, возбуждаемых электронным пучком с длительностью 3 нс, импульсы люминесцентного и лазерного излучения появляются с задер-

кой до 200 нс относительно импульса накачки, причем ее величина обратно пропорциональна давлению гелия. Такая задержка может возникать лишь в том случае, когда лазерные состояния образуются не в результате прямого возбуждения, а за счет последующих плазменных процессов. Авторы [151] связывают появление задержки с процессами «охлаждения» электронов до таких температур, при которых скорость рекомбинационного процесса (5.12) становится значительной и достаточной для достижения порога генерации.

На населенности $3p$ -уровней атома Ne заметно влияют столкновительные внутри- и межмультиплетные переходы при соударениях с атомами Ne и He. Исследования этих процессов показали, что межмультиплетные переходы преобладают для уровня $3p[1/2]_1$, который является самым нижним среди всех $3p$ -состояний. При высоких удельных мощностях накачки к этим процессам добавляются процессы столкновительной релаксации $3p$ -уровней при соударениях с плазменными электронами. Для неоновоего ЛЯН последние менее существенны, чем, например, для ЛЯН на переходах $5d-6p$ атома Xe. В работе [151] сделан вывод, что эффект столкновительного «перемешивания» уровней электронами в неоновом лазере не является существенным до концентраций электронов $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Заселение нижнего лазерного уровня $3s'[1/2]_1^0$ происходит за счет радиационных и столкновительных межмультиплетных переходов из состояний $3p$. Расселение уровня $3s'[1/2]_1^0$ и трех других $3s$ -уровней осуществляется главным образом за счет реакции Пеннинга (5.9), а также за счет реакций ассоциативной ионизации, внутримultiплетной релаксации и тройных процессов с образованием эксимерных молекул Ne_2^* . Процессы расселения $3s$ -уровней достаточно подробно рассмотрены в работе [152].

Наиболее развитые кинетические модели для ЛЯН на переходах $3p-3s$ атома Ne [20,151,153] включают до 450 плазмохимических реакций. Например, в модели [153] рассматривались атомы, молекулы и ионы He^* , Ne^* , Ar^* , Ar^* , Ne_2^* , Ne_2^{**} , He_2^* , HeNe^* , Ar_2^* , He^+ , Ne^+ , Ar^+ , He_2^+ , Ne_2^+ , Ar_2^+ , He_3^+ , Ne_3^+ , Ar_3^+ , HeNe^+ , а также ки-

нетика заселения и релаксации отдельных уровней, принадлежащих группам состояний $Ne^*(3s,3s')$, $Ne^*(3p,3p')$, $Ne^*(4s)$, $Ne^*(5s)$. В основном расчеты были выполнены для перехода $3p'[1/2]_0 - 3s'[1/2]_1^0$ атома Ne ($\lambda = 585,3$ нм). Кинетика неоновых ЛЯН на линиях 703,2 и 724,5 нм (смесь Ne-Kr) была рассмотрена, по-видимому, лишь в работе [20]. Для тестирования моделей использовались экспериментальные данные, полученные при накачке неоновых лазера ядерными излучениями и электронными пучками.

Главные отличия моделей заключаются не в количестве включенных в них плазменных процессов, а в использовании или отсутствии некоторых из них (например, реакции (5.14)), отличиях в константах скоростей для ряда важных процессов и вероятностях заселения $3p$ -уровней за счет реакции диссоциативной рекомбинации (5.12). Одним из основных результатов численного моделирования является вывод о том, что предельный КПД неоновых ЛЯН не превышает 0,5 % [91,153].

5.4. Лазеры на смесях инертных газов с парами металлов

Смеси инертных газов с парами металлов представляет интерес для ЛЯН в связи с возможностью получения генерации в видимой и УФ-областях спектра, причем предельный КПД таких лазеров может составлять 10-20 % из-за высокой энергии лазерного кванта и/или возможности использования в качестве буферных газов Ag, Kr и даже Xe с малыми энергетическими затратами на образование ион-электронной пары. Кроме того, заселение верхних лазерных уровней ионов некоторых металлов может происходить уже на первом этапе релаксационных процессов – непосредственно в результате реакций перезарядки и Пеннинга. Это обстоятельство позволяет снизить потери энергии по сравнению со схемами, в которых заселение лазерных уровней осуществляется за счет более длинных цепочек плазменных процессов.

В данном разделе кратко рассмотрены механизмы генерации и кинетические модели как действующих ЛЯН, так и некоторых активных сред, генерация на которых пока еще не получена. Более подробно с этими вопросами можно ознакомиться в цитируемых ниже обзорных и оригинальных работах. Почти все расчетно-

теоретические работы посвящены кинетике активных сред ЛЯН на переходах ионов и атомов металлов II группы таблицы Менделеева. Среди этих работ, начало которым было положено в монографии [12], можно выделить цикл теоретических исследований сотрудников ИОФАН (см. обзоры [123,154]), посвященных анализу и расчетам кинетики активных сред ЛЯН на переходах ионов Cd, Zn, Hg, Mg, Sr, Ca, Ba и Be. В кинетических моделях учитывалось от 100 до 160 плазмохимических реакций. Основные результаты расчетов, выполненных для экспериментальных условий импульсного реактора ЭБР-Л (см. раздел 3.5), приведены в табл. 5.6.

Таблица 5.6. Оптимальные расчетные параметры ЛЯН на переходах ионов металлов [154] (q_{opt} – оптимальная удельная мощность накачки)

Смесь	λ , нм	p , атм	q_{opt} , кВт/см ³	Оптимальная температура среды, К	Φ_{th} , 10 ⁻¹⁵ см ⁻² ·с ⁻¹	η_i , %
He-Cd	325,0	2-3	2	660-700	20	0,2
	441,6	3-5	2	660-690	0,5	0,7
	533,7; 537,8	1-1,5	2,5	750-800	1	0,13
He-Zn	610,3	2-4	10	930-1020	3	0,4
	747,9	3-5	2	750-790	1	0,08
	758,8	~2	2	830-900	8	< 0,1
He-Hg	615,0	1-2	2	500-550	7	0,02
He-Mg	448,1	2-3	1	1000-1020	1	0,2
	921,8	1-2	0,3	1000	2	0,03
He-Sr	430,5	3-4	2,5	950	40	0,15
He-Ca	373,7	2-4	10	950	20	0,11
He-Ba	490,1	2-4	5	1150-1200	50	0,02

Среди ЛЯН на парах металлов наибольший интерес представляют активные среды на основе смесей гелия с парами Cd, Zn и Hg, которые ниже рассматриваются более подробно.

Лазерные среды на парах Cd и Zn

Наибольшее количество работ посвящено анализу механизмов генерации и расчетам характеристик ЛЯН на смеси He-Cd, излучающего на переходах иона Cd⁺ ($\lambda = 441,6; 533,7$ и $537,8$ нм). Схема уровней иона и атома Cd с лазерными переходами показана на рис.4.7.

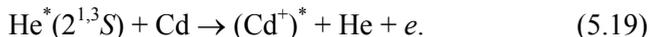
В настоящее время основные процессы заселения верхних лазерных уровней можно считать установленными:

а) уровни $4f^2 F^0_{5/2,7/2}$, которые являются верхними для лазерных переходов с $\lambda = 533,7$ и $537,8$ нм, заселяются за счет процессов перезарядки:



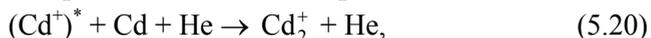
с образованием более высоко расположенных уровней $6f, 6g, 8d, 9s$ и последующих каскадных переходов в состояния $4f$;

б) уровни $5s^{22} D_{5/2,3/2}$, которые являются верхними для лазерных переходов с $\lambda = 325,0$ и $441,6$ нм, заселяются за счет процессов перезарядки и Пеннинга:

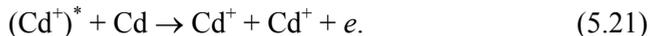


В результате процессов (5.17)-(5.19) могут возникать различные возбужденные состояния иона Cd^+ . В настоящее время имеется некоторая информация о парциальных константах скоростей процессов (5.17)-(5.19) для различных состояний иона Cd^+ [18]. На основании изучения кинетики заселения отдельных уровней иона Cd^+ сделан вывод, что вклад реакции перезарядки (5.18) в заселение уровней $5s^{22} D_{5/2,3/2}$ и $6s^2 S_{1/2}$ примерно на порядок величины выше, чем реакции Пеннинга (5.19).

Релаксация или «тушение» лазерных уровней может происходить в результате процесса ионной конверсии



радиационных переходов, неупругих соударений с электронами и (для уровней, лежащих выше состояния $6s^2 S_{1/2}$) процесса Пеннинга на собственном атоме



Реакция (5.21) экспериментально не исследовалась. В моделях [123,154] ее сечение принималось равным сечению поляризованного захвата.

Среди переходов иона Cd^+ довольно большое внимание уделялось УФ-переходу с $\lambda = 325,0$ нм, который по своим люминесцентным и другим параметрам близок к переходу с $\lambda = 441,6$ нм. Однако генерация в условиях ядерной накачки была получена лишь на $\lambda = 441,6$ нм (см. таблицу 4.7), хотя генерация на линии

325,0 нм наблюдалась в квазинепрерывном режиме при накачке электронными пучками, причем минимальная удельная мощность накачки на пороге генерации составляла всего 10 Вт/см^3 [155]. Причины отсутствия генерации на линии 325,0 нм в условиях ядерной накачки до сих пор окончательно не выяснены. В качестве возможных причин рассматривалось поглощение излучения на линии 325,0 нм, «тушение» уровня $5s^{22}D_{3/2}$ атомами гелия и электронами плазмы, влияние неконтролируемых примесей.

Нейтрализация плазмы в смеси He-Cd осуществляется в основном за счет процессов диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Cd_2^+ с электронами. В результате рекомбинационных процессов возможно образование инверсной населенности между некоторыми возбужденными уровнями атома Cd. В экспериментах была зарегистрирована генерация на линиях 1,43; 1,65 мкм при накачке смеси He-Cd осколками деления урана [82]. В кинетическую модель [156] были включены процессы с участием возбужденных атомов Cd^* и сделана попытка вычислить некоторые лазерные характеристики для линии 1,65 мкм. По мнению авторов [156] наблюдаемый в эксперименте «двугорбый» импульс генерации на линии 1,65 мкм объясняется «тушением» верхнего лазерного уровня электронами.

Отличия в результатах расчетов по разным моделям для ЛЯН на смеси He-Cd объясняются, как правило, недостатком данных по константам скоростей многих важных процессов. Максимальный расчетный КПД получен на линии 441,6 нм и составляет $\leq 1 \%$ [154].

Генерация при накачке смеси He-Zn осколками деления урана наблюдалась на переходе $4s^{22}D_{5/2}-4p^2P_{3/2}$ ($\lambda = 747,9 \text{ нм}$) (см. табл. 4.7). Механизмы генерации ЛЯН на переходах ионов Zn^+ и Cd^+ во многом совпадают. Кинетическая модель ЛЯН на смеси He-Zn рассмотрена в работах [123,154].

Как и для лазера на смеси He-Cd, основными процессами заселения уровней $4s^{22}D_{5/2,3/2}$ иона Zn^+ в смеси He-Zn являются реакции перезарядки и Пеннинга ионов He_2^+ и метастабильных атомов $\text{He}^*(2^{1,3}S)$ при взаимодействии с атомами Zn, а для более высокоэнергетических состояний – процесс перезарядки ионов He^+ на атомах Zn. Расселение нижних лазерных уровней перехода с

$\lambda = 747,9$ нм осуществляется радиационным путем, а перехода с $\lambda = 610,2$ нм – за счет реакции Пеннинга на собственном атоме $(\text{Zn}^+)^* + \text{Zn} \rightarrow \text{Zn}^+ + \text{Zn}^+ + e$ и столкновительного «тушения» электронами. Результаты расчета характеристик ЛЯН на смеси He-Zn в оптимальных режимах приведены в табл. 5.6.

Лазеры на парах Hg

Механизм генерации лазера на переходе $7p^2P_{3/2}-7s^2S_{1/2}$ иона Hg^+ ($\lambda = 615,0$ нм) рассмотрен в работах [123,154]. Заселение верхнего лазерного уровня $7p^2P_{3/2}$ происходит в результате процесса перезарядки $\text{He}^+ + \text{Hg} \rightarrow (\text{Hg}^+)^* + \text{He}$. При низких концентрациях атомов Hg заселение уровня $7p^2P_{3/2}$ может также происходить за счет процесса Пеннинга с участием возбужденных атомов ртути: $\text{He}^* + \text{Hg}^* \rightarrow (\text{Hg}^+)^* + \text{He} + e$. Основными каналами «тушения» верхнего лазерного уровня являются реакция Пеннинга на собственном атоме $(\text{Hg}^+)^* + \text{Hg} \rightarrow \text{Hg}^+ + \text{Hg}^+ + e$ и столкновения с электронами. Расчеты показывают, что на линии 615,0 нм даже в оптимальных режимах энергетические лазерные характеристики невелики (см. табл. 5.6).

Значительно более высокие энергетические параметры получены для ЛЯН на переходе $7^3S_1-6^3P_2^0$ атома Hg ($\lambda = 546,1$ нм) при использовании смеси He-Xe-Hg-H₂ (см. раздел 3.3). Механизм генерации и возможность накачки этого лазера ядерными излучениями были рассмотрены в ряде работ (см., например, [20]) еще до проведения успешных экспериментов по получению генерации на импульсном реакторе ЭБР-Л [82].

Наиболее подробные кинетические модели ртутного лазера на линии 546,1 нм представлены в работах [20,157]. Основным каналом заселения уровня 7^3S_1 является диссоциативная рекомбинация $\text{Hg}_2^+ + e \rightarrow \text{Hg}^*(7^3S_1) + \text{Hg}$, причем эффективность заселения уровня 7^3S_1 за счет этого процесса может достигать 80 %. Образование ионов Hg_2^+ происходит в последовательности процессов: $\text{Xe}_2^+ + \text{Hg} \rightarrow \text{Hg}^+ + 2\text{Xe}$, $\text{Hg}^+ + \text{Xe} + M \rightarrow \text{XeHg}^+ + M$, $\text{XeHg}^+ + \text{Hg} \rightarrow \text{Hg}_2^+ + \text{Xe}$ (Xe – буферный газ, M – третья частица). Присутствие в активной среде гелия приводит к снижению электрон-

ной температуры и увеличению скорости диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Hg_2^+ с электронами. Особенностью этого лазера является использование дополнительной примеси (в данном случае H_2) для селективного «тушения» нижних лазерных уровней $6^3P_2^0$. Отметим, что еще до появления первых лазеров были выполнены эксперименты [96] по «тушению» уровней $6^3P_{0,1,2}^0$ атома Hg при столкновениях с молекулами H_2 , в которых получено усиление на всех линиях триплета ртути: 546,1; 435,8 и 404,7 нм.

Выше были рассмотрены механизмы генерации ЛЯН на основе паров металлов, у которых необходимая концентрация паров (~ 1 мм рт. ст.) создавалась за счет термического испарения металла внутри лазерной кюветы. В ряде работ сотрудников МИФИ (см., например, [158]) рассматривается другой механизм генерации, основанный на образовании возбужденных ионов или атомов непосредственно в результате бомбардировки металлического слоя заряженными частицами. По мнению авторов [158], такой «распылительный» механизм работы лазера, при котором не требуется буферный газ и возбужденные частицы образуются сразу же в верхних лазерных состояниях, позволяет в 5-7 раз повысить лазерный КПД. Для подтверждения этой гипотезы в [158] приводятся данные, полученные в экспериментах на импульсном реакторе ВИР-2М при облучении нейтронным потоком двух лазерных кювет с тонкими слоями кадмия, заполненных ^3He при давлении 1,1 атм. Как утверждают авторы [158], мощность лазерного излучения на линии 441,6 нм была невысокой и составляла ≤ 3 мВт при низких температурах лазерных кювет 460 и 510 К (концентрация паров кадмия $\leq 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.). Отметим, что на основании одного такого эксперимента нельзя сделать однозначный вывод о получении генерации, так как сигналы с фотоприемников были невелики и практически не превышали уровень электрических и радиационных помех. Если предположить, что генерация действительно имела место, то, как показывают расчеты [159], результаты этого эксперимента вполне можно объяснить на основании традиционной кинетической модели.

5.5. Лазеры на переходах атомов С, N, O и Cl

ЛЯН на переходах атомов С, N, O, Cl (см. раздел 4.4) имеют некоторые общие черты: во-первых, в активных средах этих лазеров, состоящих из буферных газов He, Ne, Ar и молекулярных примесей CO, CO₂, N₂, O₂, Cl₂, CCl₄ и др., генерация происходит на ИК-переходах атомов, входящих в состав молекул; во-вторых, оптимальные концентрации молекулярных примесей являются очень низкими и составляют $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст., что сравнимо с концентрацией молекулярных примесей в инертных газах высокой чистоты. Отметим, что генерация на многих переходах атомов С, N, O, Cl наблюдалась также в газоразрядных лазерах низкого давления.

Механизмы генерации ЛЯН на переходах атомов С, N, O, Cl до сих пор окончательно не установлены из-за многообразия плазменных процессов в активных средах, содержащих большое количество нейтральных частиц (атомы, молекулы, радикалы), различного типа положительных и отрицательных ионов, а также отсутствия данных по константам скоростей многих из них. В качестве процессов, заселяющих лазерные уровни, рассматривались диссоциативное возбуждение при соударении метастабильного атома буферного газа с молекулами, ударно-радиационная рекомбинация атомарных ионов, а также рекомбинация положительных и отрицательных ионов.

Несмотря на отмеченные выше обстоятельства, сотрудниками ИОФАН предложены достаточно подробные кинетические модели для ЛЯН на переходах атомов Cl, С, N и O (см. монографию [18]). Предполагалось, что основными каналами заселения уровней в лазерах на переходах атомов С, N, O являются реакции тройной рекомбинации $C^+(N^+, O^+) + e + M \rightarrow C^*(N^*, O^*) + M$ (M – атомы буферного газа или электроны), а в лазере на переходах атома Cl наряду с реакциями тройной рекомбинации – процессы диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Cl_2^+ , CCl_2^+ и ион-ионной рекомбинации возбужденного иона $(CCl_2^+)^*$ с отрицательным ионом Cl_2^- . Определение неизвестных констант проводилось из условия наилучшего совпадения результатов расчета с экспериментальными данными.

5.6. Молекулярные лазеры

СО-лазер

Механизм генерации ЛЯН на колебательно-вращательных переходах молекулы СО ($\lambda = 5,1-5,6$ мкм) пока не установлен. Одним из возможных каналов заселения верхних лазерных уровней является рекомбинационный процесс $(\text{CO})_2^+ + e \rightarrow \text{CO}^*(v) + \text{CO}$, причем ионы $(\text{CO})_2^+$ образуются в тройных процессах $\text{CO}^+ + 2\text{CO} \rightarrow (\text{CO})_2^+ + \text{CO}$. Однако в работе [108] такой механизм заселения лазерных уровней подвергается сомнению из-за отсутствия временной корреляции между скоростью рекомбинации ионов $(\text{CO})_2^+$ и мощностью лазерного излучения.

Возбуждение колебательных уровней молекулы СО может, в принципе, происходить за счет столкновений молекул СО с плазменными электронами. В работе [160] на основании расчета спектра электронов, формирующегося в молекулярном газе под действием ионизирующих излучений, показано, что КПД для СО-лазера с ядерной накачкой не может превышать 0,5 %, и, следовательно, окись углерода не является перспективной средой для ЛЯН.

N₂⁺-лазер

Наиболее подробная кинетическая модель ЛЯН на переходах $B \rightarrow X$ молекулярного иона N_2^+ ($\lambda = 391,4; 427,8$ нм) представлена в работе [161]. Модель включает 52 плазмохимические реакции между 19 компонентами плазмы. Заселение верхнего лазерного уровня для N_2^+ -лазера происходит за счет реакции перезарядки $\text{He}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+(B) + 2\text{He}$, а расселение нижних X -уровней – в результате реакции $\text{N}_2^+(X) + \text{H}_2 \rightarrow \text{N}_2\text{H}^+ + \text{H}$.

Расчеты коэффициентов усиления в зависимости от давления и состава смеси He-N₂-H₂ показали возможность получения генерации на $\lambda = 391,4$ и $427,8$ нм при $q = 1-3$ кВт·см³, что вполне достижимо в экспериментах на быстрых импульсных реакторах ЭБР-Л и SPR III. Позже в экспериментах на реакторе ЭБР-Л такая генерация была действительно зарегистрирована (см. раздел 4.5).

Глава 6. ЛАЗЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ ГАЗОВЫХ СРЕД С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

Кроме достаточно простых конструкций ЛЯН, рассмотренных в главе 3 и предназначенных для поиска активных сред, в различных лабораториях проводились также работы по созданию и изучению характеристик более сложных ядерно-лазерных устройств. Эти устройства представляют собой, как правило, элементы конструкции многоканальных реакторов-лазеров (РЛ), работающих в стационарном или импульсном режимах, и предназначены для изучения особенностей их работы. В данной главе рассматриваются некоторые из таких действующих или проектируемых устройств.

6.1. Экспериментальный комплекс ЛМ-4/БИГР

Как показали результаты экспериментов и расчетов, для осуществления генерации в непрерывном режиме необходимо выполнить два основных условия: обеспечить необходимую удельную мощность накачки лазерной среды и организовать прокачку газовой смеси в лазерной кювете, чтобы устранить ее перегрев и снизить величину оптических неоднородностей (см. раздел 1.5). С учетом этих условий во ВНИИЭФ был сконструирован и изготовлен в 1994 г. лазерный модуль ЛМ-4 [18,162,163] для совместной работы с мощным импульсным реактором БИГР [24], который в одном из рабочих режимов может генерировать нейтронные импульсы длительностью ≥ 1 с. Основная цель этих экспериментов – демонстрация возможности создания установок типа РЛ с непрерывным режимом работы.

Конструкция модуля ЛМ-4

Лазерный модуль ЛМ-4 [18,162,163] – это газовый ЛЯН непрерывного действия, работающий в режиме прокачки газовых смесей. Фотография модуля и его принципиальная схема представлены соответственно на рис.6.1 и 6.2. Продольный разрез одного из каналов лазерного модуля приведен на рис.6.3. Модуль ЛМ-4 вместе с устройством для прокачки газа размещались на тележке (рис.6.1), с помощью которой подготовленный к работе модуль пе-

ремещался к АЗ реактора. Модуль ЛМ-4 состоит из четырех идентичных лазерных каналов. Средний по активной длине лазерного канала флюенс тепловых нейтронов достигал значений $(5-7) \cdot 10^{14}$ см⁻² при длительности облучения от 0,5 до 1,7 с.

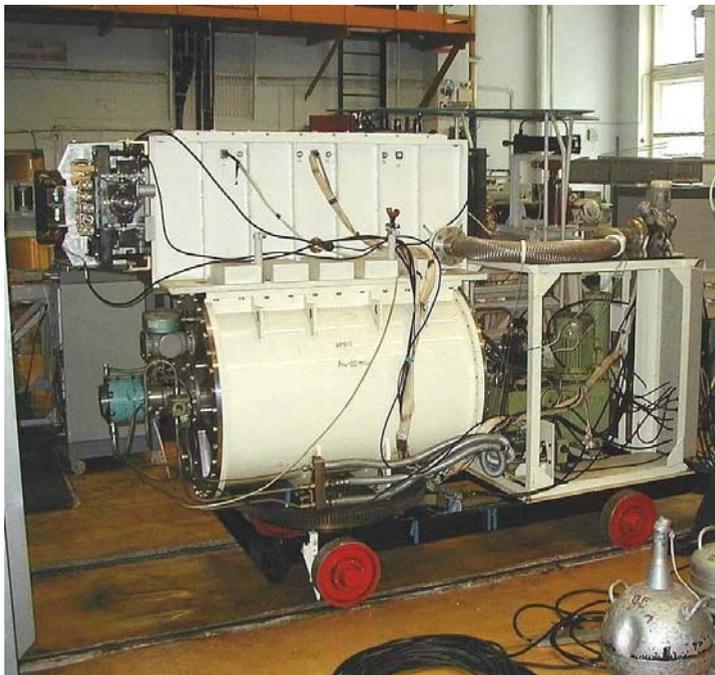


Рис.6.1. Лазерный модуль ЛМ-4 на транспортной тележке [18,162,163]. Перед импульсом модуль подвезжает по рельсовой колее к АЗ реактора БИГР

Лазерные каналы модуля включены в единую газовую петлю и разделены между собой теплообменниками (радиаторами), при прокачке через которые газ охлаждается. Радиаторы представляли собой пакеты длиной 100 см, составленные из тонких алюминиевых пластинок толщиной около 0,3 мм и такими же зазорами между ними. Для выравнивания газодинамических возмущений газового потока кромки пластинок были заострены. Радиаторы не имеют принудительного охлаждения, поэтому их работоспособность ограничена собственной теплоемкостью.

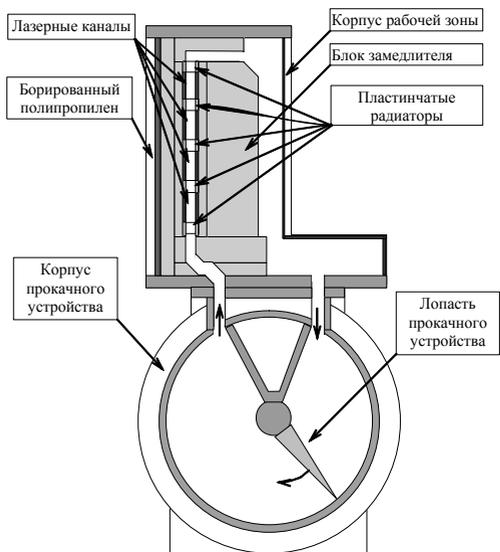


Рис.6.2. Схема поперечного сечения модуля ЛМ-4 [18]

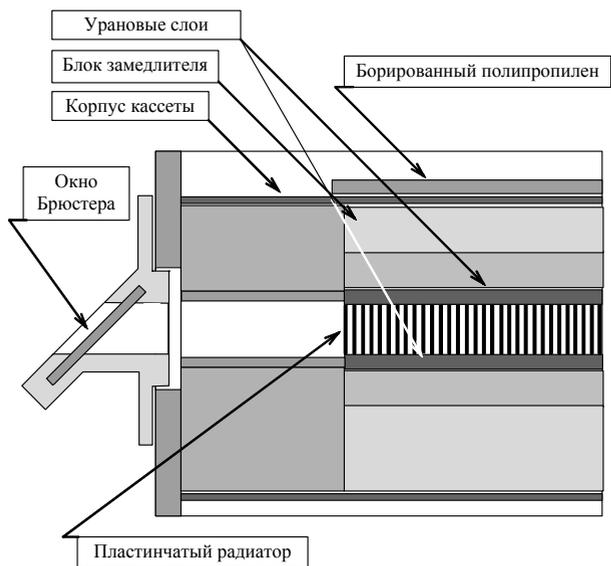


Рис.6.3. Продольный разрез одного из лазерных каналов модуля ЛМ-4 [18]

Активная длина каждого канала, определяемая длиной уранных слоев вдоль оптической оси, равна 100 см. Размер канала в направлении, перпендикулярном к потоку газа, составляет 2 см, в направлении параллельном потоку – 6 см. На пластины с размерами $100 \times 6 \text{ см}^2$ нанесены слои металлического ^{235}U толщиной около 5 мг/см^2 . На торцах каналы закрыты окнами, расположенными под углом Брюстера. В экспериментах использовались, в основном, устойчивые оптические резонаторы, состоящие из глухих сферических с радиусом кривизны 20 м и плоских полупрозрачных диэлектрических зеркал. Расстояние между зеркалами около 170 см.

Система прокачки обеспечивает течение газовой смеси последовательно через все четыре лазерных канала в поперечном относительно оси канала направлении со скоростями 4-10 м/с. При скорости газового потока 10 м/с длительность стационарного режима прокачки составляет 3-5 с. Устройство для прокачки газа представляет собой круговой однолопастный насос поршневого типа, способный создать избыточное давление около 80 мм рт. ст. Внутренний диаметр этого устройства составляет 80 см, длина лопасти 109 см, полный поворот лопасти 270° .

Для обеспечения работоспособности модуля ЛМ-4 разработаны следующие устройства: система перемещения, которая осуществляет и контролирует движение модуля ЛМ-4 из измерительного зала в реакторный зал и фиксацию его вблизи активной зоны реактора; система вакуумирования, газонаполнения и прокачки газа; система дистанционной юстировки зеркал резонаторов и вывода лазерного излучения из реакторного зала в измерительное помещение; автоматизированная система регистрации параметров лазерного излучения, нейтронного потока и скорости газовой смеси; система технологического контроля для связи между реактором БИГР и модулем.

Оптическая схема экспериментов показана на рис.6.4. В тракте вывода лазерного излучения из реакторного зала использовались глухие алюминиевые зеркала 2-6 и светоделительная пластина 7. Для уменьшения поперечного сечения пучка и построения уменьшенного изображения выходных зеркал лазерных каналов на входе блока регистрации применялась линзовая система 10. Для поворота некоторых зеркал использовались магнитоотражательные двигатели с шагом перемещения около 1 мкм.

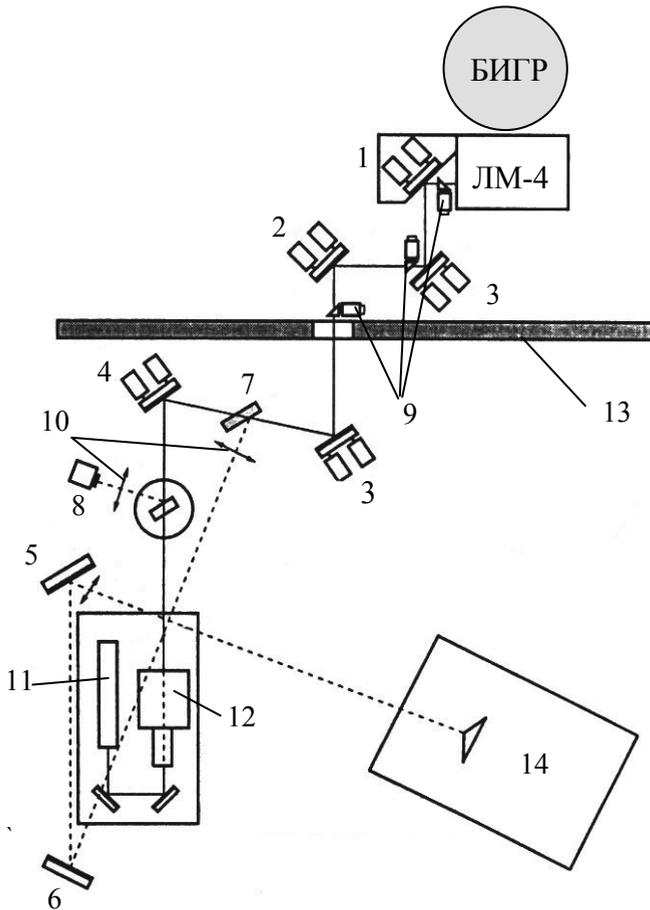


Рис.6.4. Оптическая схема экспериментов на комплексе ЛМ-4/БИГР [18]:
 1 – опорное зеркало; 2-6 – плоские алюминиевые зеркала; 7 – светодели-
 тель; 8 – камера интерферометра; 9 – фотовизирь; 10 – линзы; 11 – юсти-
 ровочный лазер; 12 – система параллельного переноса луча юстировочного
 лазера; 13 – бетонная защита; 14 – блок регистрации лазерных параметров

В зависимости от экспериментальных задач в состав блока регистрации входили различные приборы и методики: фотоспротивления ФСА-Г1 и лавинные фотодиоды ЛФД-2 для регистрации формы импульса генерации, измерители энергии лазерного импульса (ИМО-2Н, J50-710 фирмы «Molelectron»), методика на основе клина Рагульского для измерения расходимости излучения, интерферометр бокового сдвига с камерой «Pulnix» фирмы «Spiricon» для изучения оптических неоднородностей лазерных сред и др.

Основные результаты исследований при использовании модуля ЛМ-4

В первой серии экспериментов 1994-1995 гг. была доказана возможность работы ЛЯН в стационарном режиме с длительностью генерации до 1,5 с [162,163]. Выбор состава и давления смесей (He,Ne)-Ar-Xe ($\lambda = 1,73; 2,03$ мкм) был сделан на основании экспериментальных данных, полученных при использовании установки ЛУНА-2М (см. раздел 4.1). Осциллограммы одного из экспериментов показаны на рис.6.5. Прокачка газа включалась примерно за 0,5 с до начала нейтронного импульса. При отсутствии прокачки газа через лазерные каналы генерация отсутствовала. Порог генерации для разных смесей достигался при плотностях потока тепловых нейтронов $(1-5) \cdot 10^{14}$ см⁻²·с⁻¹. При превышении порога генерации в 2-3 раза формы импульсов генерации и накачки (нейтронного импульса) были примерно одинаковы. Максимальная мощность генерации составляла 15-20 Вт для каждого канала.

Перед второй серией экспериментов, выполненной в 2001 г., были усовершенствованы системы управления модулем, регистрации излучений и юстировки оптической схемы. Эксперименты были направлены на изучение возможности последовательного сложения лазерных каналов и разработку методики на основе интерферометра бокового сдвига для определения оптических неоднородностей лазерной среды [163]. В результате экспериментов продемонстрирована возможность последовательной схемы сложения лазерных каналов. Например, для смеси Ar-Xe (100:1) при давлении 0,5 атм мощность лазерного излучения на линии 1,73 мкм при сложении двух каналов оказалась в два раза выше, чем для одного канала. Длительность генерации при этом увеличилась с 0,65 до 1,2 с.

Интерферометрические исследования оптических неоднородностей показали правильность представлений о газодинамических и теплофизических процессах в ЛЯН с поперечной прокачкой газа (см. раздел 1.5). Так, из полученных интерферограмм следует, что в продольном по отношению к потоку газа направлении образуется оптический клин, а в поперечном – положительная распределенная линза. Данные интерферометрических измерений можно использовать также для определения энерговклада в газовую среду. Сравнение удельных мощностей накачки, определенных интерферометрическим методом и в результате расчетов с использованием измеренного числа делений в урановых слоях, показало их приближительное совпадение с точностью 10-20 %.

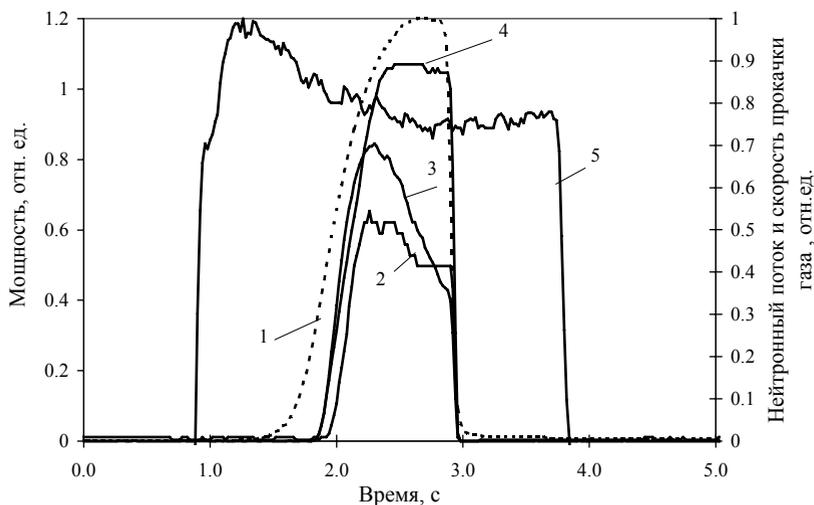


Рис.6.5. Временные зависимости нейтронного потока (1), лазерного излучения (2,3,4) из различных каналов модуля ЛМ-4 и скорости газового потока (5) для смеси Ar-Xe (70:1, $\lambda = 1,73$ мкм) при давлении 0,35 атм

Другие многоканальные лазерные модули

Возможными причинами недостаточно высоких энергетических параметров, полученных при использовании модуля ЛМ-4, являются конструктивные недостатки, в частности, наличие в лазерных каналах окон, распложенных под углом Брюстера, а также размещение замедлителя быстрых нейтронов из оргстекла внутри откачиваемого герметичного объема. Последнее обстоятельство может привести к снижению чистоты газовой смеси из-за ее загрязнения примесями, адсорбированными замедлителем. Для устранения этих недостатков разработан восьмиканальный лазерный модуль ЛМ-8 [163], в котором отсутствуют окна, а полиэтиленовый замедлитель и графитовый отражатель расположены за пределами активного лазерного объема.

Все рассмотренные выше конструкции ЛЯН и модули ЛМ-4, ЛМ-8 предназначены, в основном, для работы вблизи АЗ реактора. Следующим этапом на пути создания РЛ является разработка лазерного модуля, который представляет собой элементарную ячейку АЗ реактора. В качестве одного из таких вариантов в работе [164] рассматривается 16-канальный модуль ЛМ-16, основой которого является канал модуля ЛМ-4, окруженный графитовым замедлителем. При использовании такого модуля в составе АЗ непрерывного реактора можно решить как вопросы, связанные с совместимостью лазерной ячейки с АЗ реактора, так и некоторые «лазерные» проблемы, например, сложение излучения отдельных лазерных каналов и его вывод из АЗ реактора [164].

6.2. Модель реактора-лазера

В настоящее время во ВНИИЭФ создается ядерно-физический комплекс – модель реактора-лазера непрерывного действия с поперечной прокачкой газовой лазерной среды [18,165]. Комплекс включает в себя реактор ИКАР-500 и лазерный модуль ЛМ-16 (рис. 6.6).

Активная зона реактора представляет собой графитовую матрицу (куб со стороной 2,4 м) с девятью сквозными ячейками сечением 50×50 см, в которых размещаются реакторные модули. Предполагаемое энерговыделение в АЗ – 500 МДж.

В одной из сквозных полостей установки можно разместить лазерный модуль ЛМ-16, составляющий 1/9 часть АЗ реактора. Энергия излучения модуля должна составлять ~ 20 кДж при длительности работы от долей секунды до десятков секунд. Если все полости в АЗ заполнить лазерными модулями ЛМ-16, то возможно создание РЛ с мощностью излучения ~ 200 кВт и длительностью пуска от 0,3 до 100 с.

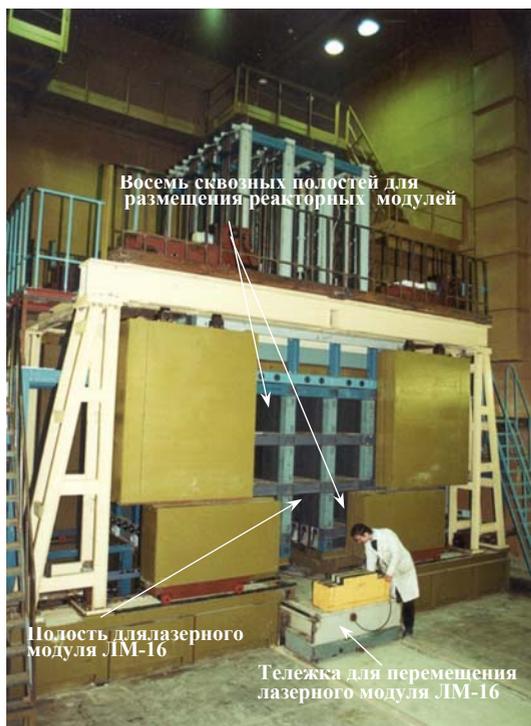


Рис.6.6. Общий вид исследовательского стенда РЛ [18]

Недавно выполненные экспериментальные и расчетные исследования [165,166] ядерно-физических характеристик такой установки позволили определить эффективный коэффициент размножения нейтронов на различных этапах сборки АЗ и показали возможность прогнозирования критмассовых параметров такого типа РЛ.

6.3. Оптический квантовый усилитель

В отличие от ВНИИЭФ, где разрабатывается концепция автономного стационарного РЛ, в ФЭИ (г. Обнинск) с 1986 г. рассматривалась концепция мощной импульсной лазерной системы на основе оптического квантового усилителя с ядерной накачкой (ОКУЯН) [167]. В основу работы лазерной системы на основе ОКУЯН (см. рис.6.7) положена схема «задающий генератор – двухпроходный усилитель с обращением волнового фронта». В состав ОКУЯН входят реакторный и лазерный блоки. В качестве реактора, который иногда называют «запальным», предполагается использовать многозонный импульсный реактор на быстрых нейтронах. Лазерный блок представляет собой бустерную подкритическую зону, в которой происходит размножение нейтронов. Требования к «запальным» реакторам, их схемы и результаты расчета нейтронно-физических характеристик рассмотрены в работе [168].

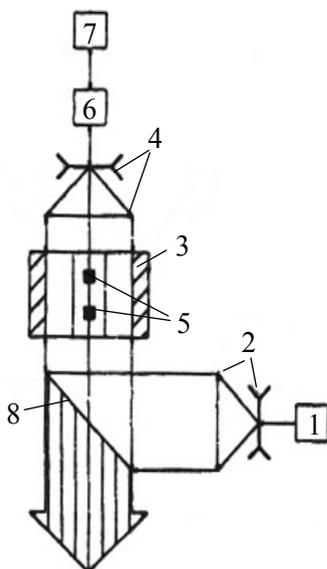


Рис.6.7. Оптическая схема лазерной системы на основе ОКУЯН [167]: 1 – задающий лазер-генератор; 2,4 – телескопические системы; 3 – оптический квантовый усилитель с ядерной накачкой (ОКУЯН); 5 – АЗ импульсного реактора; 6 – ячейка Фарадея; 7 – ячейка для обращения волнового фронта; 8 – поляризатор

Конструкция «Стенда Б»

В настоящее время в ФЭИ действует демонстрационный образец ОКУЯН, который носит название «Стенд Б» [74,167]. Стенд состоит из двух частей – так называемого «первого рабочего места», состоящего из двухзонного реактора БАРС-6 и экспериментального участка для изучения характеристик отдельных лазерных элементов (кювет), и «второго рабочего места». Организация экспериментов для первой конфигурации была рассмотрена в разделе 3.5.

Другая часть «Стенда Б» или «второе рабочее место», которая включает в себя реактор БАРС-6 и лазерный блок объемом около $2,5 \text{ м}^3$, была введена в действие в 1999 г. Конструкция и нейтронно-физические характеристики реактора БАРС-6 достаточно подробно рассмотрены в работах [74,167]. Реактор БАРС-6, изготовленный на основе реактора БАРС-5 [24,69] по конструкторской документации и при техническом содействии ВНИИТФ, имеет две активные зоны, которые расположены на платформе и могут передвигаться по рельсовой колее в одно из двух «рабочих мест» или к биологической защите, в которую АЗ реактора помещаются на время подготовки к экспериментам.

Взаимное расположение реактора БАРС-6 и лазерного блока показано на рис.6.8. Лазерный блок представляет собой цилиндрическую конструкцию диаметром 1,7 м и длиной 2,5 м с продольной осевой полостью для размещения двух АЗ реактора БАРС-6. Он состоит из большого количества (до 800 шт.) лазерных элементов, их имитаторов и элементов отражателя нейтронов, выполненных в виде труб диаметром 49 мм и длиной 2,5 м, заполненных полиэтиленом. В межтрубном пространстве лазерного блока содержится около 760 элементов замедлителя нейтронов, изготовленных из полиэтилена фигурного профиля. Лазерный блок в нейтронно-физическом отношении представляет собой подкритическую АЗ с коэффициентом размножения нейтронов $k_{эф} \leq 0,9$.

Лазерный элемент (рис.6.9,а) представляет собой трубу из нержавеющей стали с диаметром 50 мм, толщиной стенки 0,5 мм и длиной 2,5 м, которая покрыта изнутри слоем металлического ^{235}U толщиной 5 мкм. Имитатор лазерного элемента выполнен в виде вставленных друг в друга алюминиевых труб, небольшое про-

странство между которыми заполнено окисью закисью ^{235}U (рис.6.9,б). Он является копией лазерного элемента в нейтронно-физическом отношении и содержит такое же количество ^{235}U (32 г).

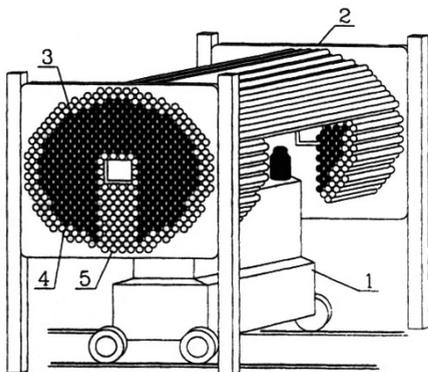


Рис.6.8. Расположение реактора БАРС-6 и лазерного блока на «втором рабочем месте» [74,167]: 1 – двухзонный реактор БАРС-6; 2 – лазерный блок; 3 – лазерные элементы и их имитаторы; 4 – внешний отражатель нейтронов; 5 – внутренний отражатель нейтронов

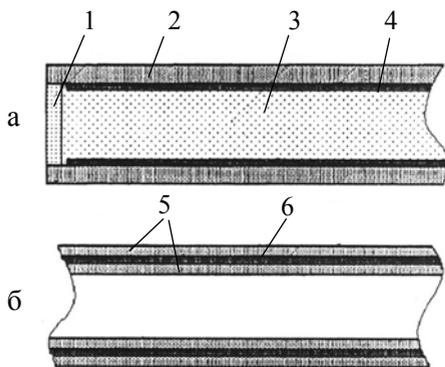


Рис.6.9. Конструкция лазерного элемента (а) и его имитатора (б) [74,167]: 1 – оптическое окно; 2 – труба из нержавеющей стали; 3 – лазерная среда; 4 – металлический ^{235}U ; 5 – алюминиевые трубы; 6 – окись ^{235}U

Особенности генерации нейтронных импульсов в реакторе с лазерным блоком обсуждаются в работах [74,167]. Длительность нейтронного импульса на половине высоты для реактора БАРС-6 без лазерного блока составляет около 100 мкс, а в реакторе с лазерным блоком существенно больше – 2 мс при наличии внутреннего отражателя и 20 мс при его отсутствии. При этом энерговыделение в каждой АЗ реактора БАРС-6 равняется $2 \cdot 10^{17}$ делений, а в лазерном блоке – $2,2 \cdot 10^{17}$ делений.

Лазерные исследования

Для конфигурации «реактор+лазерный блок» с внутренним отражателем были выполнены эксперименты с использованием лазерных элементов, входящих в состав лазерного блока [167]. Основная цель этих экспериментов – изучение режимов работы схемы «задающий генератор – однопроходный усилитель». В отличие от усилительного элемента задающий генератор имел на концах окна, расположенные под углом Брюстера, и устойчивый резонатор, состоящий из сферического и плоского диэлектрических зеркал. Чтобы обеспечить прохождение луча задающего генератора через усилитель без потерь, использовался телескоп. В качестве лазерной среды применялась смесь He-Ar-Xe ($\lambda = 2,03$ мкм) при давлении 1,05 атм. Средние по активному объему удельные мощности накачки в максимуме нейтронного импульса для усилительного элемента и генератора составляли $q = 40$ и 80 Вт/см³ соответственно при длительности нейтронного импульса на половине высоты 1,8 мс.

Из измеренных на входе и выходе усилителя энергетических параметров лазерного излучения были определены начальный коэффициент усиления (α_0) и параметр насыщения (I_s) лазерной среды: $\alpha_0 = 8,1 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹; $I_s = 92$ Вт/см². С помощью этих параметров можно определить КПД по мощности $\eta_l = \alpha_0 I_s / q \approx 2$ %, что согласуется с результатами, полученным при исследовании ЛЯН в режиме генерации (см. табл. 4.5 из раздела 4.1). Результаты этих исследований позволяют надеяться на получение высоких энергетических параметров при полномасштабной работе всего лазерного блока ОКУЯН.

6.4. Лазерно-реакторная установка ЛИРА

Проект установки ЛИРА, предложенный сотрудниками ВНИИТФ [169,170], является одним из вариантов мощного импульсного ядерно-лазерных устройства. Предполагается, что установка ЛИРА (как и ОКУЯН) должна состоять из двух блоков – достаточно большого подкритического лазерного блока, состоящего из лазерных элементов в виде длинных тонкостенных трубок и двух

относительно небольших «запальных» импульсных реакторов, размещенных внутри этого блока (рис.6.10).

В качестве реакторного блока рассматриваются два растворных импульсных реактора ДРАКОН, работающих синхронно (ширина импульса на половине высоты – 2 мс, энергосвободное выделение в АЗ – 30 МДж). Основные расчетные характеристики реактора ДРАКОН приведены в работе [170]. За основу конструкции этого реактора был взят реактор ЭЛИР [69], который много лет эксплуатировался во ВНИИТФ.

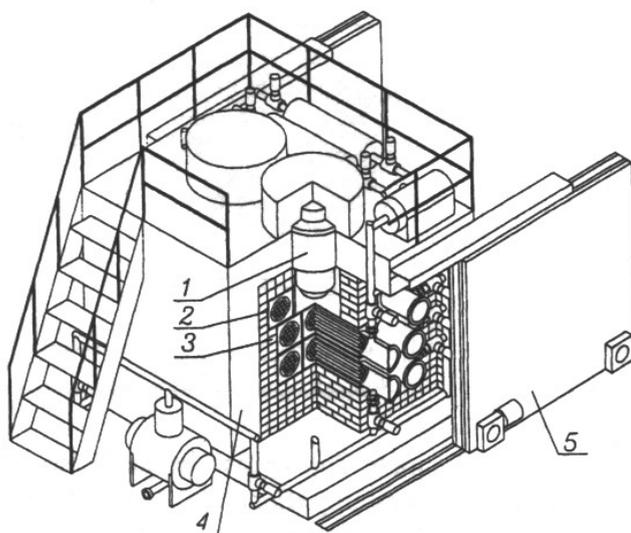


Рис.6.10. Схема установки ЛИРА [169,170]: 1 – один из двух «запальных реакторов»; 2 – лазерный блок; 3 – лазерная кювета; 4 – бетонная защита; 5 – откатная дверь

Лазерный блок установки ЛИРА состоит из семи идентичных по конструкции усилительных лазерных сборок, каждая из которых состоит из 19 лазерных элементов. Восьмая сборка включает в себя 8 лазерных элементов, один из которых является генератором. Лазерные элементы заключены в алюминиевую трубу диаметром 300

мм и располагаются в ней с шагом 60 мм. Труба заполняется водой и окружается графитом, образуя лазерную сборку (рис.6.11). Внешние размеры сборки: сечение – 43×43 см, длина – 3,8 м. Снаружи лазерные сборки окружены полиэтиленовым замедлителем толщиной 10 см.

Каждый лазерный элемент состоит из трех concentрических трубок. На внутреннюю поверхность первой трубки (расположенной внутри), которая имеет диаметр 48 мм, нанесен слой металлического ^{235}U толщиной 6 мкм. Две внешние трубки из алюминия со слоем ^{235}U между ними толщиной 12 мкм представляют собой имитатор, который необходим для получения коэффициента размножения нейтронов в лазерном блоке $k_{зф} \leq 0,9$. Общая масса урана в лазерном блоке около 20 кг.

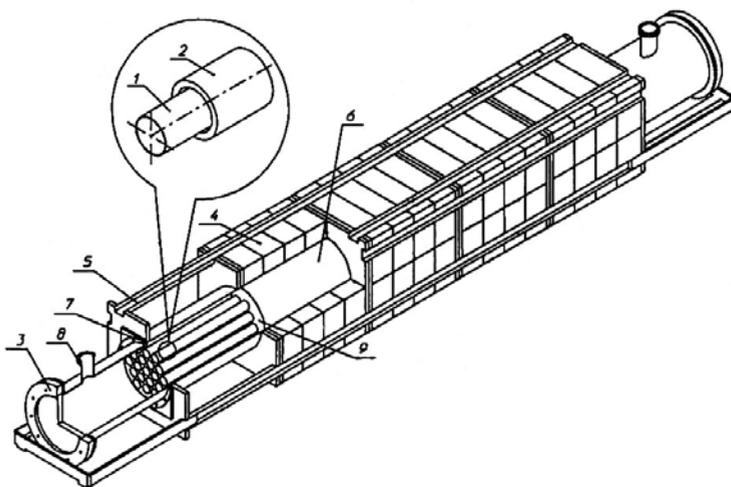


Рис.6.11. Лазерная сборка установки ЛИРА [170]: 1 – лазерный элемент; 2 – имитатор; 3 – оптическое окно; 4 – графитовый замедлитель; 5 – элемент крепления; 6 – алюминиевая труба; 7 – фланец; 8 – откатной патрубком; 9 – водяной замедлитель

Для оптимизации конструкции лазерного блока были проведены расчеты, в которых изучалось влияние на энерговыделение различных замедлителей в сборках (полиэтилен, графит), воды в пространстве между лазерными элементами и поглощающих экра-

нов. С помощью расчетов были также определены температура урановых слоев и давление газа в лазерном элементе после импульса.

Оптическая схема установки ЛИРА показана на рис.6.12. Задающим генератором является один из лазерных элементов генераторной сборки. Лазерное излучение от задающего генератора делится на семь пучков одинаковой мощности и направляется в остальные семь лазерных элементов этой же сборки для предварительного усиления. Далее лазерное излучение с помощью телескопов расширяется до диаметра 300 мм и поступает в сборки-усилители. После усиления апертура пучка уменьшается до 100 мм и выводится за биологическую защиту.

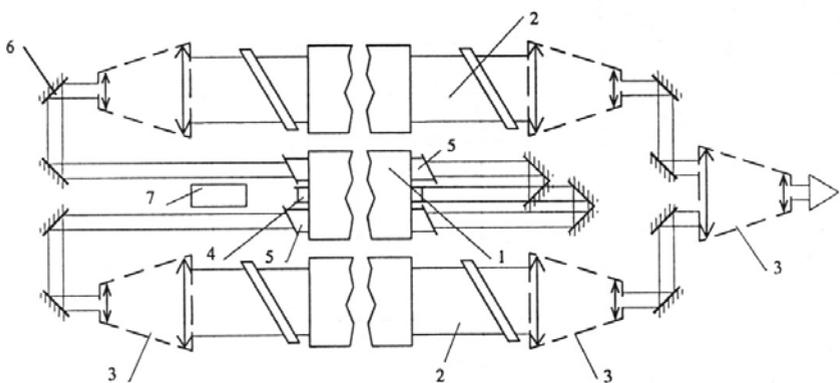


Рис.6.12. Схема оптического канала установки ЛИРА [169,170]: 1 – сборка задающего генератора; 2 – усилительная лазерная сборка; 3 – телескоп; 4 – лазер-генератор; 5 – лазерный элемент предварительного усиления; 6 – поворотные зеркала; 7 – юстировочный лазер

По оценкам, выполненным в работах [169,170], при использовании в качестве лазерной среды смеси He-Ar-Xe ($\lambda = 2,03$ мкм) удельный энерговклад в газовую среду составит около 1 Дж/см^3 , а удельный энергосъем $\sim 8 \text{ мДж/см}^3$ при длительности импульса генерации 5 мс. В этих условиях полная энергия лазерного излучения может достигать $\sim 4,5 \text{ кДж}$.

В работе [171] оценены максимально возможные энергетические параметры импульсных ядерно-лазерных устройств, постро-

енных по схеме «запальный реактор – подкритический лазерный блок». С учетом полученных к настоящему времени КПД лазерных сред $\eta_l \sim 1\%$ (например, для ксенонового ЛЯН) и ограничений, связанных с режимами работы лазерного элемента и особенностями генерации нейтронных импульсов в такой системе, можно получить полную энергию лазерного излучения $\sim 2,5$ МДж при длительности импульса ~ 5 мс. Характерные размеры лазерного блока, включающего в себя 10^4 - 10^5 лазерных элементов с общим активным объемом ~ 250 м³, составляют 7-10 м. В качестве «запальных» реакторов можно использовать три импульсных реактора типа TRIGA или ACPR [24] с энерговыделением в активной зоне 100-200 МДж.

6.5. Разработка лазерных устройств на основе газовых ЛЯН в США

В США создание мощных лазерных устройств на основе ЛЯН проводилось в рамках программы FALCON (Fission-Activated Laser CONcept) [172]. Основным исполнителем этой программы являлись лаборатории Sandia при поддержке Idaho National Engineering Laboratory. В работах также принимали участие Los Alamos National Laboratory, Oak Ridge National Laboratory, University of Illinois и другие лаборатории. В программе рассматривались два варианта мощных ядерно-лазерных установок: стационарный РЛ с мощностью лазерного излучения несколько мегаватт и лазерное устройство с мощностью около 500 кВт, накачка которого осуществляется с помощью реактора бассейнового типа. Предполагается, что мощные установки на основе ЛЯН можно будет размещать не только на земле, но и на кораблях.

Экспериментальные исследования [173,174], направленные на моделирование условий накачки лазерных сред в мощных ядерно-лазерных установках (большие объемы среды, длинные импульсы накачки, влияние режима прокачки и нагрева среды на качество лазерного пучка), были выполнены в лаборатории Sandia на импульсном реакторе бассейнового типа ACRR, описание и характеристики которого приведены, например, в монографии [24]. Цилиндрическая АЗ реактора ACRR диаметром 80 см и высотой

около 51 см, изготовленная из смеси окислов UO_2 -BeO, помещена на дне бака с водой на глубине 7 м (рис.6.13). Длительность однократных импульсов можно было варьировать от 7 до 250 мс. При максимальном энерговыделении в АЗ реактора 300 МДж плотность потока нейтронов в центральном канале составляла $8,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [173].

Первые эксперименты с ЛЯН на реакторе ACRR были выполнены в 1987 г. при облучении лазерной кюветы размерами $1,5 \times 7 \times 60$ см в центральном канале. В качестве активной среды использовалась смесь Ar-Xe. Размещение лазерной кюветы с большими размерами в центральном канале затруднено, так как этот канал имеет диаметр всего 22,8 см. Поэтому в дальнейших экспериментах лазерное устройство ALEC (Advanced Laser External Cavity) размещалось вблизи поверхности АЗ в прямоугольной полости сечением $20 \times 132 \text{ см}^2$ (см. рис.6.13).

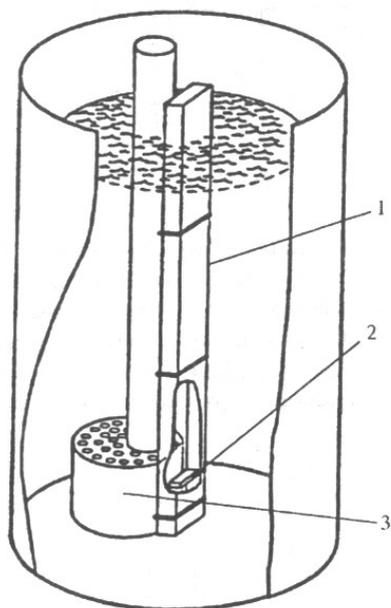


Рис.6.13. Реактор ACRR с лазерным устройством ALEC [173]: 1 – устройство ALEC; 2 – лазерная кювета; 3 – АЗ реактора ACRR

Успешные эксперименты с устройством ALEC позволили получить исходные данные для изучения стационарных режимов

работы ЛЯН с прокачкой газовой среды через активный объем. С этой целью были выполнены эксперименты с устройствами FLE-1 и FLE-2 (Flowing Laser Experiments), которые облучались в полости подкритической сборки FREC-II [24], расположенной вблизи АЗ реактора ACRР. Для прокачки газа использовались центрифуговые воздушные компрессоры. Активный объем лазера составлял около 5 л при удельных мощностях накачки до нескольких десятков Вт/см³. В качестве следующего этапа исследований в Sandia планировались также эксперименты с устройством VSE (Volume Scaling Experiment), активный объем которого составляет 50 л, удельная мощность накачки 5 Вт/см³ и время работы 0,2 с [174].

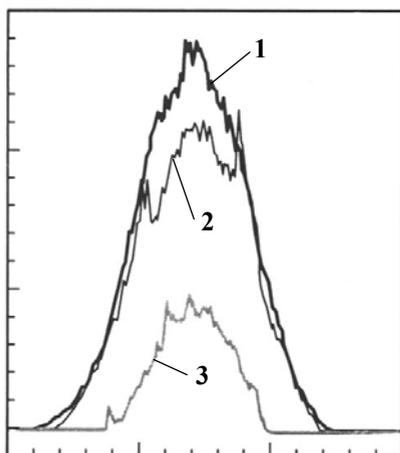


Рис.6.14. Осциллограммы лазерного излучения для смеси Ar-Xe ($\lambda = 1,73$ мкм) при давлениях аргона 0,44 атм (1), 0,88 атм (2) и 1,25 атм (3) (удельная мощность накачки 7 Вт/см³; цена деления – 2 мс) [175]

К сожалению, в работах [173,174] приводится лишь схематичное описание условий экспериментов на реакторе ACRР и практически отсутствуют данные о характеристиках лазерного излучения. Только в работе [175] содержится некоторая информация о результатах первых экспериментов со смесью Ar-Xe ($\lambda = 1,73$ мкм) при разных давлениях и удельных мощностях накачки в случае размещения лазерной кюветы в центральном канале реактора (рис.6.14).

Глава 7. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ РЕАКТОРОВ-ЛАЗЕРОВ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

7.1. Основные типы непрерывных реакторов-лазеров

В предыдущей главе приведена краткая информация о проектах импульсных ядерно-лазерных устройств с длительностью импульса ~ 10 мс (установки ОКУЯН, ЛИРА), в основу работы которых положена схема «запальный реактор – подкритический лазерный блок».

В литературе неоднократно предлагались также различные схемы построения непрерывных ядерно-лазерных устройств или реакторов-лазеров (РЛ) на основе газовых активных сред. Термин РЛ впервые, по-видимому, был предложен в работе [175], где отмечается принципиальная возможность выведения энергии из АЗ реактора на релаксационной стадии в виде лазерного излучения. Наиболее интересным вариантом РЛ является такая установка, в которой вследствие пространственного совмещения ядерного топлива и лазерной среды заметная часть ядерной энергии преобразуется в лазерное излучение, минуя промежуточную стадию тепловой энергии.

Идея создания непрерывного РЛ на основе газовой среды была высказана в 1964 году, еще до появления первых ЛЯН, в работе [176], где рассматривалась АЗ реактора, состоящая из 1500 окруженных замедлителем алюминиевых трубок с нанесенными на внутреннюю поверхность слоями ^{235}U и заполненными смесью He-Ne при давлении ~ 10 мм рт. ст. Предложенные в литературе различные варианты непрерывных РЛ отличаются, в первую очередь, ядерным топливом, которое используется для работы реактора и накачки лазерной среды (рис.7.1): а) газообразное соединение урана UF_6 , пары урана или аэрозольные урановые частицы; б) тонкие слои урана или его соединений на металлических подложках.

Интерес к UF_6 вызван тем, что это вещество является практически единственным газофазным соединением урана при невысоких температурах, а эффективность поглощения осколков деления в смеси « UF_6 +лазерный газ» приближается к 100 %. Кроме того, у нас в стране и за рубежом был выполнен ряд экспериментов, пока-

зывают возможность создания газофазных ядерных реакторов при сравнительно невысоких критических массах UF_6 (~ 6 кг).

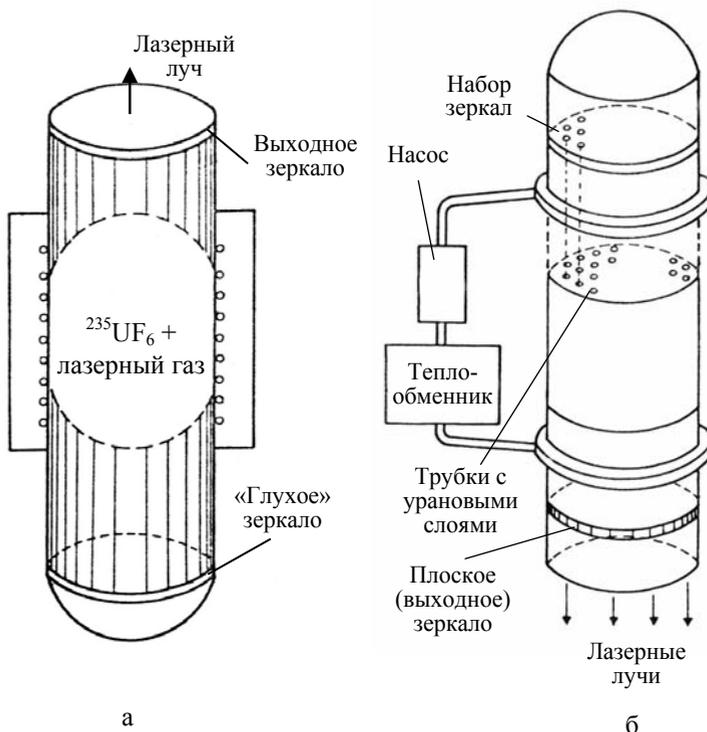


Рис.7.1. Схемы основных вариантов непрерывных РЛ [177]: а – газофазный РЛ, активная зона которого представляет собой смесь уранового топлива (UF_6 , аэрозоли или пары урана) с лазерным газом; б – РЛ на основе тонкопленочного уранового топлива

Таким образом, в настоящее время нет сомнений в возможности создания газофазных реакторов на основе UF_6 , хотя такие установки являются достаточно сложными и опасными. Однако при выборе лазерных газовых сред, совместимых с UF_6 , возникает ряд затруднений, обусловленных химической агрессивностью UF_6 и продуктов его радиолиза, высокими потерями в активной среде из-за поглощения лазерного излучения молекулами UF_6 и высокой

скоростью тушения возбужденных атомов в столкновениях с молекулами UF_6 и продуктами радиолиза.

В качестве лазерных сред для газофазных РЛ на основе UF_6 предлагались смеси UF_6 - $TiF-F_2$ [12], UF_6 - CO_2 - N_2 - He [108], UF_6 - He , UF_6 - Ar - Xe [178] и др. Однако в настоящее время отсутствуют лазерные среды на основе UF_6 , для которых была бы экспериментально доказана возможность накачки ядерными излучениями.

Экспериментальные и теоретические исследования показали, что наиболее эффективные в настоящее время лазерные среды с ядерной накачкой на ИК-переходах атомов $M = Xe, Kr, Ar$ не могут работать при концентрациях UF_6 выше 1 % из-за снижения концентрации атомарных ионов M^+ и высоких скоростей столкновительного тушения возбужденных атомов M^* молекулами UF_6 . В работе [178] сделан вывод, что схемы газофазных РЛ на основе UF_6 , по-видимому, нереальны, так как трудно обеспечить условия для лазерной генерации при достаточно высоких концентрациях UF_6 , которые необходимы для достижения критичности реактора. К такому же выводу пришли авторы [178] при анализе возможности создания РЛ на аэрозольном топливе с диаметром частиц урана несколько микрометров.

Схемы РЛ на парах урана подробно не рассматривались. По мнению авторов [177], основная трудность создания такой установки заключается в необходимости поддержания высокой температуры активной среды (~ 4000 К), что существенно усложняет конструкцию установки и сильно ограничивает выбор лазерной среды.

Наиболее реальными в настоящее время представляются гетерогенные РЛ на тонкопленочном урановом топливе. Активная зона такого РЛ является, в сущности, набором определенного количества лазерных ячеек с урановыми слоями, размещенных должным образом в матрице замедлителя нейтронов. Как показывают расчеты, при соответствующем выборе компонентов такая система обладает достаточным коэффициентом размножения нейтронов при использовании в лазерных ячейках урановых слоев оптимальной по условиям накачки толщины, т.е. обеспечиваются условия для работы РЛ без вложения дополнительного количества топлива (урана). Количество лазерных ячеек может составлять от сотен до

нескольких тысяч штук, общее количество урана – от 5-7 до 40-70 кг, характерные линейные размеры – 2-5 м.

На рис.7.2 приведены два основных варианта лазерных ячеек: цилиндрическая ячейка, в которой возможна продольная относительно оси кюветы прокачка газа и прямоугольная ячейка с поперечной относительно оси кюветы прокачкой (в направлении, указанном стрелками). Продольная прокачка возможна при низких уровнях мощности накачки и малых скоростях газа (≤ 10 м/с). При высоких мощностях более эффективна поперечная прокачка со сбросом энергии на внутренних радиаторах (рис.7.2,б). Такая конструкция лазерной ячейки была предложена во ВНИИЭФ [162,179] и проверена в экспериментах на комплексе ЛМ-4/БИГР (см. раздел 6.1).

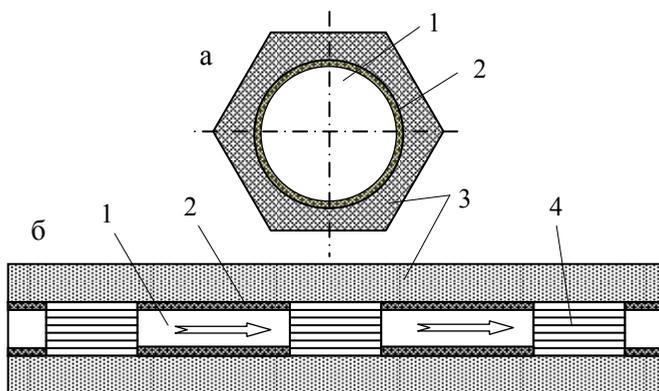


Рис.7.2. Поперечные сечения лазерных ячеек для РЛ [162,165]: а – цилиндрическая ячейка; б – прямоугольная ячейка с поперечной прокачкой газа (1 – лазерные каналы; 2 – урановые слои; 3 – замедлитель нейтронов; 4 – радиаторы; стрелками указано направление движения газа при прокачке)

Непрерывные РЛ на основе тонкопленочного уранового топлива рассматривались как у нас в стране [26,162,165,180], так и за рубежом [108,172,176]. Основные характеристики таких устройств и проблемы, возникающие при их проектировании, рассмотрены ниже на примерах РЛ, которые обсуждались в работах [26,162,165,180].

7.2. Реактор-лазер с продольной прокачкой газовой среды (ИОФАН-МИФИ)

В работах [26,180] содержится информация о характеристиках непрерывного РЛ с продольной относительно осей лазерных каналов прокачкой газа. Расчеты были выполнены сотрудниками ИОФАН и МИФИ.

Схема одного канала (ячейки) РЛ показана на рис.7.3. В данном случае рассматривается РЛ с цилиндрической АЗ, состоящей из замедлителя нейтронов, пронизанного системой параллельных каналов, которые заполнены лазерной газовой средой. Критическая масса урана набирается из урановых слоев, нанесенных на внутреннюю поверхность каналов. Оптимальный диаметр лазерного канала, который определяется длиной пробега осколка деления в газовой среде и профилем энерговыделения по радиусу канала, согласно [180] должен составлять примерно 30-40 % длины пробега осколка в газе. Например, для гелия при комнатной температуре и давлении 3 атм длина пробега осколка 3,4 см (см. таблицу 7.1), а оптимальный диаметр канала, согласно [180], – 10-14 мм. При температуре АЗ реактора ~ 1000 К пробег осколка и оптимальный диаметр канала для гелия при давлении 3 атм будут равняться, соответственно, 11 см и 30-45 мм.

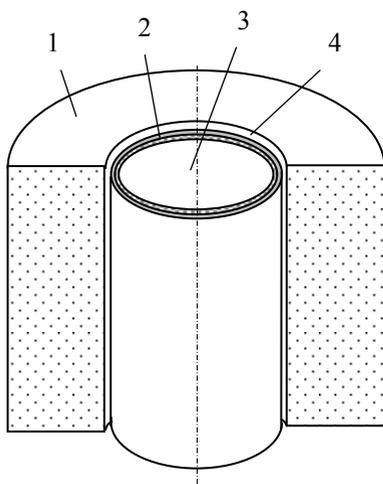


Рис.7.3. Схема канала РЛ [180]: 1 – замедлитель нейтронов, 2 – металлическая трубка лазерного канала со слоем топлива, 3 – лазерная газовая среда, 4 – канал с теплоносителем

Нейтронно-физический расчет критических параметров РЛ в зависимости от объемной доли замедлителя в АЗ, диаметра лазерных каналов и толщины уранового слоя был выполнен в диффузионном многогрупповом приближении с учетом анизотропии длины диффузии нейтронов. В качестве замедлителей нейтронов рассматривались BeO, Be₂O и графит. Как показали расчеты, для каждого замедлителя имеется некоторый минимум критических R и H (радиуса и высоты цилиндрической АЗ) в зависимости от объемной доли замедлителя в АЗ. При диаметре лазерных каналов 20 мм АЗ с замедлителем из BeO имеет минимальные размеры $R = H = 80$ см при объемной доле замедлителя 80 % (объемная доля газовой среды, соответственно, 20 %). В качестве базового варианта для дальнейшего рассмотрения была выбрана АЗ с замедлителем из BeO, окруженная боковым и торцевым отражателями нейтронов из бериллия толщиной 15 см. Результаты нейтронно-физического расчета такого варианта РЛ приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1. Характеристики базового варианта РЛ [180]

Замедлитель нейтронов	BeO
Толщина слоя UO ₂ с обогащением 60 % по ²³⁵ U, мкм	2,5
Диаметр активной зоны, м	3
Высота активной зоны, м	1,5
Объемная доля газовой среды, %	65
Диаметр лазерных каналов, мм	40
Число лазерных каналов	3656
Критическая масса UO ₂ , кг	17,3
Масса BeO, кг	$1,9 \cdot 10^4$

Для приведенного в табл. 7.1 базового варианта РЛ были определены его энергетические характеристики при использовании в качестве лазерной среды смеси He-Xe (табл. 7.2). Для работы такого РЛ в непрерывном режиме необходимо обеспечить прокачку газа по замкнутому контуру с достаточно высокими скоростями ~ 150 м/с, что требует существенных энергетических затрат.

Как отмечают авторы [180], этот вариант РЛ не является окончательным, так как выбор оптимальной конструкции РЛ представляет собой комплексную задачу с большим числом ограничений на различные параметры. Здесь следует указать, что при ско-

рости газа $U = 150$ м/с число Рейнольдса $Re = U/dv \sim 10^5$ значительно превосходит критическое значение $Re_{кр} = 2300$. Поэтому течение газа будет турбулентным, а это является серьезным препятствием для реализации режима генерации.

Таблица 7.2. Характеристики РЛ на смеси He-Xe [180]

Тепловая мощность, МВт	150
Плотность газа, см ⁻³	$3 \cdot 10^{19}$
Давление газа, атм	4
Удельная мощность накачки лазерной среды, Вт/см ³	3
Эффективность передачи энергии осколков деления лазерной среде, %	16
Эффективность преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение, %	1
Скорость газа, м/с	150
Расход газа, кг/с	132
Мощность, затрачиваемая на прокачку газа через АЗ, МВт	1,4
Температура газа на входе в АЗ, К	1080
Температура газа на выходе из АЗ, К	1300
Максимальная температура уранового слоя, К	1657

7.3. Проекты непрерывных реакторов-лазеров (ВНИИЭФ)

На основе расчетно-теоретических и экспериментальных исследований во ВНИИЭФ были проведены предварительные оценки основных энергетических, ядерно-физических, технических и эксплуатационных параметров различных вариантов РЛ с мощностью лазерного излучения ≥ 100 кВт, работающих от долей секунд до непрерывного режима.

Все возможные варианты РЛ можно условно разделить на два типа. Первый тип – РЛ с поперечной прокачкой газа и внешним охлаждением лазерных каналов теплоносителем (например, тяжелой водой D₂O, которая одновременно может играть роль замедлителя нейтронов) с последующим выводом выделяемого тепла за пределы активной зоны. РЛ такого типа могут работать как в непрерывном режиме, так и в режиме затянутых импульсов с длительностью ≥ 5 с. Второй тип – теплоемкостный РЛ. Тепло, выделяемое в ходе работы такого реактора, аккумулируется в замедли-

теле активной зоны, в результате чего температура как замедлителя, так и лазерно-активного газа со временем возрастает, поэтому РЛ второго типа могут работать лишь в импульсном режиме. Если в таком РЛ прокачка лазерно-активного газа в ходе активного импульса не осуществляется, то лазерные элементы могут иметь форму протяженных цилиндров (см. рис.7.2,а) или каналов, образованных плоскими пластинами (см. рис.7.2,б). В последнем случае в использовании радиаторов нет необходимости. Длительность импульсов таких РЛ должна составлять $\tau \leq 0,1$ с. После каждого импульса может быть проведено принудительное охлаждение посредством прокачки того же газа с помощью внешних насосов-нагнетателей. РЛ второго типа позволяют реализовать также и длительности импульсов $0,1 \leq \tau \leq 100$ с. В этом случае наиболее оптимальна конструкция РЛ, при которой лазерные элементы имеют прямоугольную форму с плоскими урановыми слоями. Они должны быть соединены между собой радиаторами (рис.7.2,б) и объединены в один или несколько газовых трактов, по которым в ходе импульса осуществляется прокачка газовой лазерной смеси.

Некоторые варианты РЛ рассмотрены в работах [162,165]: РЛ с поперечной прокачкой газа и выносом тепловой энергии за пределы АЗ и РЛ с аккумулярованием тепла в АЗ реактора (теплоемкостный режим). Основные характеристики этих двух РЛ показаны в табл. 7.3, а ниже приведено краткое описание их конструкции и особенностей работы.

РЛ с поперечной прокачкой газа

Для обеспечения непрерывного режима работы ЛЯН в случае продольной прокачки газа через лазерные каналы необходима скорость газового потока ≥ 100 м/с. При таких высоких скоростях прокачки течение газа является турбулентным и возникают флуктуации плотности газа, отрицательно влияющие на оптическое качество среды и, следовательно, на характеристики лазерного излучения. Скорости газа, при которых турбулентные пульсации плотности не оказывают прямого воздействия на параметры излучения в режиме генерации, должны составлять для лазерных сред на основе гелия менее 30 м/с, а на основе аргона – менее 10 м/с [18].

Таблица 7.3. Основные характеристики двух типов РЛ [162,165]

Характеристика \ Тип РЛ	РЛ с поперечной прокачкой газа	Теплоемкостный РЛ
Тип конструкции	Прямоугольная, модульная	Цилиндрическая, моноблок (секции)
Режим работы	Непрерывный (до ~ 30 часов)	Короткие пуски (до ~ 100 с)
Габаритные размеры, м	4,5×4,5×4,5	2,4×2,4
Масса установки, т	100	15
Количество каналов	1000	300
Загрузка урана, кг	70	15
Мощность тепловая, МВт	800	65
Лазерная среда	He(Ne,Ar)-Xe	He(Ne,Ar)-Xe
Длина волны излучения, мкм	1.73, 2.03, 2.65	1.73, 2.03, 2.65
Мощность лазерная, кВт	1000	200

Скорости ~ 10 м/с могут быть реализованы при организации поперечной прокачки (см. раздел 1.5). В этом случае активная зона РЛ состоит из отдельных лазерных каналов с поперечной (по отношению к оптической оси) прокачкой газовой смеси [179]. Единичный лазерный канал прямоугольного сечения содержит плоские урановые слои шириной ~ 10 см, нанесенные на внутреннюю поверхность боковых стенок, параллельных направлению газового потока. Поперечное сечение такого канала показано на рис.7.2,б. Для охлаждения разогреваемой в канале смеси на его выходе размещается радиатор. За выходным радиатором может быть помещен следующий лазерный канал, для которого указанный радиатор играет роль входного, и т.д. Таким образом, можно построить цепочку лазерных каналов, объединенных в единый газовый контур. Газодинамические и теплофизические характеристики лазерного канала, их связь с лазерными параметрами, а также оптимальные режимы работы такого канала в случае поперечной прокачки газа подробно рассмотрены в монографии [18].

РЛ с мощностью лазерного излучения ~ 1 МВт должен содержать ~ 1 000 лазерных ячеек. По технологическим и эксплуатационным соображениям такую установку удобно выполнить секционированной, состоящей из функционально законченных модулей.

Возможная схема РЛ приведена на рис.7.4. Установка (рис.7.4,б) не имеет специального корпуса, его роль выполняет реакторная матрица совместно с жестким опорным слоем из твердотельного замедлителя 4 и биологической защитой 5. Реакторная матрица может быть выполнена из графитовых блоков и циркониевых труб, в которых размещаются органы регулирования реактивности 2 реактора (стержни из карбида бора) и устройства контроля ядерно-физических параметров 3. В матрице размещаются сменные лазерные модули 1, составляющие в совокупности активную зону РЛ.

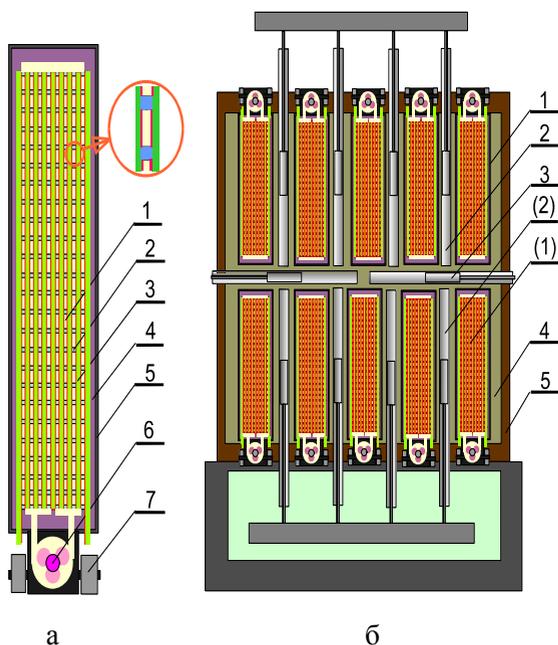


Рис.7.4. РЛ с поперечной прокачкой газа [163,166]: а) модуль АЗ (1 – лазерный канал; 2 – радиаторы; 3 – замедлитель-теплоноситель; 4 – твердотельный замедлитель; 5 – корпус; 6 – система прокачки газа; 7 – транспортное устройство); б) активная зона РЛ (1 – модуль АЗ; 2 – органы регулирования; 3 – устройства контроля параметров; 4 – отражатель; 5 – биологическая защита)

Теплоемкостный РЛ

В более простом варианте РЛ, имеющего минимальные критмассовые параметры, теплоноситель не используется, а избыточное тепло поглощается внутри АЗ. В этом случае длительность работы РЛ ограничивается допустимой температурой нагрева АЗ.

Теплоемкостный РЛ с энерговыделением в АЗ ≤ 10 МВт/м³ имеет простейшую конструкцию (рис.7.5), если лазерная ячейка 1 выполнена по схеме рис.7.2,а. В качестве замедлителя 2 используется бериллий (или окись бериллия), он же является подложкой для уранового слоя. При мощности лазерного излучения ~ 200 кВт активная зона РЛ содержит около 300 ячеек длиной 2 м (АЗ имеет форму цилиндра с диаметром 2 м). В центральном канале размещаются органы управления реактора 5.

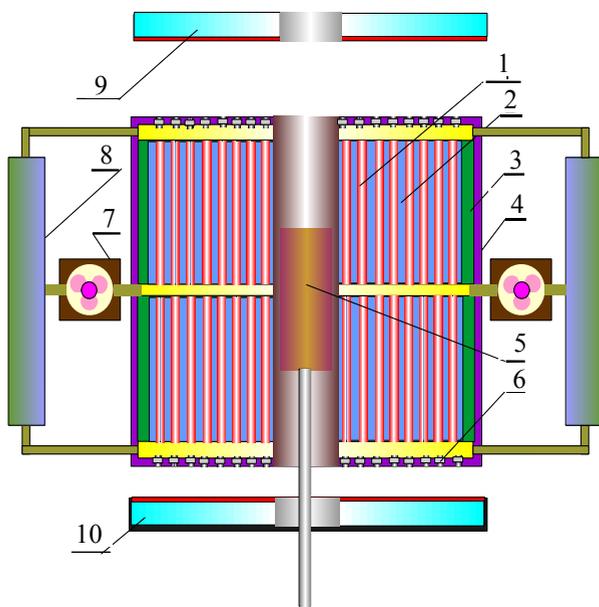


Рис.7.5. Схема теплоемкостного РЛ [15,18]: 1 – лазерные каналы; 2 – замедлитель; 3 – отражатель нейтронов; 4 – корпус; 5 – органы управления реактивностью; 6 – внутренние оптические элементы; 7 – система прокачки газа для охлаждения РЛ после импульса; 8 – теплообменники; 9,10 – внешние оптические элементы.

Внутри АЗ можно предусмотреть размещение вспомогательных механизмов и газоподводящих устройств. Кроме того, в полость центрального канала может быть введен запальный малога-

баритный импульсный реактор, предназначенный для ускорения вывода установки на заданный уровень мощности и упрощения операций с органами управления при таком выводе. Для выравнивания нейтронных потоков по объему АЗ используется отражатель нейтронов 3 из бериллия толщиной около 100 мм. Вся конструкция размещается в цилиндрическом металлическом корпусе 4 с элементами оптики 6. С целью уменьшения скорости прокачки лазерной среды АЗ может быть выполнена секционированной в осевом направлении, как показано на рис.7.5.

Энерговыведение в одном пуске (т.е. время работы на заданной мощности) таких РЛ ограничено теплоемкостью активной зоны. Если принять допустимый нагрев активной зоны до 500°C , то время непрерывной работы на мощности 100 кВт составит ~ 100 с (при других мощностях время соответственно меняется), после чего необходима пауза ~ 1 ч для принудительного охлаждения РЛ. Периодичность пусков может составлять ~ 5 мин при организации принудительного охлаждения АЗ.

Формирование лазерного излучения

Как следует из рассмотренных выше данных, РЛ с тонкопленочным урановым топливом является многоканальной установкой. В связи с этим при создании РЛ необходимо решение проблемы сложения или фокусировки множества лазерных пучков в один. Различные схемы сложения лазерных каналов рассмотрены, например, в работах [18,181]. В устройствах с большим количеством одинаковых лазерных каналов можно применить последовательное или параллельное сложение излучения отдельных каналов, когда несколько каналов с помощью оптических элементов объединяются общим резонатором в единый генератор, что позволяет сократить число лазерных пучков. Принципиальные схемы такого сложения каналов показаны на рис.7.6.

При последовательном сложении суммарная длина «складного» резонатора при сохранении высокой добротности может составлять 30-50 м (~ 10 каналов), при параллельном сложении число каналов ограничивается потерями в делительных пластинах и также может быть более 10, а при смешанном (последовательно-параллельном) – соответственно более 100 каналов. При этом ла-

зерное излучение выводится из РЛ несколькими (от 2-4 до 20-30) лучами с мощностью излучения в каждом $\sim 100-200$ кВт. Эти лучи могут затем либо складываться внешними системами, либо направляться каждый на свой объект воздействия независимо.

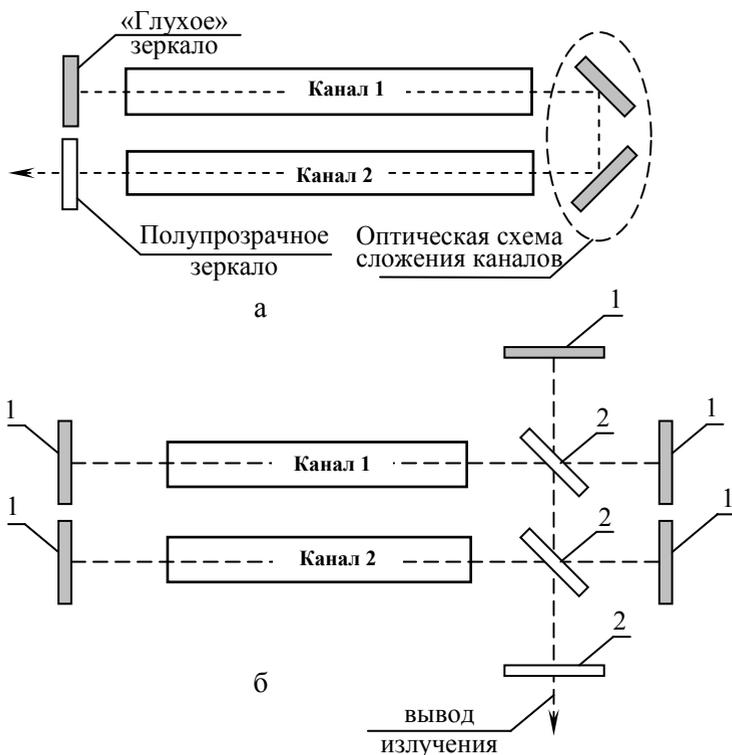


Рис.7.6. Возможные схемы сложения лазерных каналов [181]: а – последовательное сложение; б – параллельное сложение (1 – «глухие» зеркала, 2 – полупрозрачные зеркала)

7.4. Возможные применения реакторов-лазеров

К достоинствам РЛ можно отнести высокую удельную и абсолютную энергоемкость, широкий диапазон длин волн излучения (от ближнего ультрафиолетового диапазона до инфракрасного), отсутствие промежуточных ступеней преобразования энергии, гибкость управления. Следствием этого является относительная простота конструкции, ее компактность и надежность, высокая автономность системы, возможность создания мобильных устройств с минимальными массогабаритными параметрами при заданной энергетике, особенно в диапазоне высоких мощностей лазерного излучения и длительных пусков. При этом многократные повторные пуски не требуют дополнительного расхода топлива, лазерных сред и иных материалов.

Отсутствие химически агрессивных сред и малое количество урана делают РЛ безопасным с точки зрения хранения, эксплуатации и экологии. Недостаток, связанный с наличием радиационных полей при работе РЛ, нейтрализуется достаточно простыми средствами биологической защиты.

Предложения по возможным применениям ЛЯН и РЛ стали появляться уже в первых работах, где обсуждалась возможность прямого преобразования ядерных излучений в лазерное излучение. В одном из обзоров [177] приведен перечень этих работ и отмечаются возможные области использования ЛЯН и РЛ:

- 1) связь на дальние расстояния;
- 2) передача энергии (получение энергии для космических зондов или спутников с генераторных станций, установленных на Земле или на Луне);
- 3) фотохимия (для синтеза химических соединений в промышленных масштабах);
- 4) рассеивание тумана (испарение жидких капель);
- 5) освещение поверхности (освещение городов, возможно с синхронной орбиты);
- 6) высокотемпературный нагрев материалов на расстоянии.

Вопросы применения ЛЯН и РЛ, работающих как в непрерывном, так и в импульсном или импульсно-периодическом режиме, обсуждались почти во всех обзорных работах и более подробно

но – в специальных работах. Предлагались следующие варианты использования ЛЯН и РЛ [18]:

- снабжение энергией спутников и других космических объектов, станций на теневой стороне Луны;
- очистка космоса от «мусора»;
- лазерные драйверы для перевода космических аппаратов с одной орбиты на другую и выведения грузов на околоземную орбиту;
- реакторно-лазерные драйверы для установок на основе инерциального термоядерного синтеза;
- нагрев и обработка поверхностей различных материалов (сварка и резка, изменение свойств поверхности, нанесение тонких покрытий);
- технологические процессы, связанные с производством наночастиц;
- создание новых типов нейтронных детекторов, которые можно использовать, например, в системах быстрой аварийной защиты ядерных реакторов.

Область применения РЛ зависит, естественно, от его характеристик, в первую очередь, от мощности, длины волны и расходимости лазерного излучения, а также от режима и длительности работы. Для наиболее реальных в настоящее время вариантов РЛ на тонкопленочном урановом топливе полный КПД (η_{rl}) по отношению к выделившейся в АЗ ядерной энергии не превышает 0,4 %: $\eta_{rl} = \varepsilon \cdot \eta_l$, где $\varepsilon \leq 20$ % – доля от полной энергии, поглотившаяся в газовой лазерной среде, $\eta_l \leq 2$ % – эффективность преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение. Для увеличения η_{rl} и расширения области применения РЛ необходим поиск более эффективных лазерных сред в различных диапазонах спектра и таких конструкций РЛ, в которых будет возможна более эффективная передача ядерной энергии лазерной среде.

Список литературы

1. Аллен Л., Джонс Д. Основы физики газовых лазеров. – М.: Наука, 1970.
2. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Газовые лазеры. – М.: Атомиздат, 1971.
3. Звелто О. Принципы лазеров. – М.: Мир, 1984.
4. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Физические процессы в газовых лазерах. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
5. Газовые лазеры. Под ред. Мак-Даниэля И., Нигэна У. – М.: Мир, 1986.
6. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. – М.: Наука, 1988.
7. Месяц Г.А., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф. Импульсные газовые лазеры. – М.: Наука, 1991.
8. Тарасенко В.Ф., Пойзнер Б.Н. Импульсные лазеры на плотных газах. – Томск: Изд-во Томского университета, 1992.
9. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. – М. Высшая школа, 2001.
10. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Том XI-4: Газовые и плазменные лазеры. Под ред. С.И.Яковленко. – М.: Физматлит, 2005.
11. Лосев С.А. Газодинамические лазеры. – М.: Наука, 1977.
12. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. – М.: Атомиздат, 1978.
13. Эксимерные лазеры. Под ред. Ч. Роудза. – М.: Мир, 1981.
14. Химические лазеры. Под ред. Н.Г.Басова. – М.: Наука, 1982.
15. Веденов А.А. Физика электрозарядных CO₂-лазеров. – М.: Энергоатомиздат, 1982.
16. Бредерлов Г.Б., Филл Э., Витте К. Мощный йодный лазер. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
17. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
18. Мельников С.П., Сизов А.Н., Синянский А.А. Лазеры с ядерной накачкой. – Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008.
19. Импульсная генерация в инертных газах при давлении до одной атмосферы с накачкой пучком быстрых электронов / Долгов-Савельев Г.Г., Князев Б.А., Козьминых Ю.Л., Кузнецов

- В.В., Оришич А.М. // Журнал прикладной спектроскопии, 1970. Т.12. Вып.5. С.930-933.
20. Bатырбеков Е.Г. Direct and combined nuclear pumped lasers// Preprint of IAENNC. Republic of Kazakhstan. Almaty, 1994.
 21. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Холин И.В. Электроионизационные лазеры на электронных переходах атомов инертных газов // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1986. Т.50. № 4. С.779-785.
 22. About testing experiment with targets for gain based on using of the powerful pulsed lasers pumped by γ -radiation of the underground nuclear explosion / Bonyushkin E.K., П'каев R.I., Pavlovski A.I., Morovov A.P., Basov N.G., Gus'kov S.Yu., Rozanov V.B., Zmitrenko N.V. // Proc. Int. Conf. on Laser Interaction with Matter. Oxford. 1994. P.89-91.
 23. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
 24. Колесов В.Ф. Аperiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
 25. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1976.
 26. Карелин А.В., Синянский А.А., Яковленко С.И. Лазеры с ядерной накачкой и физические проблемы создания реакторлазера // Квантовая электроника. 1997. Т.24. № 5. С.387-414.
 27. Исследовательский реактор СМ с мощностью 50 МВт / Фейнберг С.М., Конобеевский С.Т., Доллежалъ Н.А., Емельянов И.Я., Цыканов В.А., Булкин Ю.М., Жирнов А.Д., Филиппов А.Г., Щипакин О.Л., Перфильев В.П., Самойлов А.Г., Агеенков В.И. // Атомная энергия. 1960. Т.8. № 6. С.493-504.
 28. Квазинепрерывный газовый лазер, возбуждаемый быстрыми нейтронами // Воинов А.М., Кошелев А.С., Мельников С.П., Синянский А.А. / Письма в ЖТФ. 1990. Т.16. № 13. С.86-89.
 29. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1977.
 30. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
 31. Холин И.В. Мощные инфракрасные Ar-Xe-лазеры высокого давления // Квантовая электроника. 2003. Т.33. № 2. С.129-141.

32. Fedenev A.V., Tarasenko V.F. Simulation of NPL in experiments with e-beam pumping // *Laser and Particle Beams*. 1998. V.16. No.2. P.327-380.
33. Далгарно А. Пробег и потери энергии // В сб. Атомные и молекулярные процессы / Под ред. Д.Бейтса, М.: Мир, 1964. С.540-556.
34. Wilson J.W., DeYoung R.J. Power deposition in direct nuclear-pumped ^3He lasers // *J. Appl. Phys.* 1978. V.49. No.3. P.980-988.
35. Пикулев А.А. Энерговклад в газовых лазерах с ядерной накачкой на основе гелия-3 // *ЖТФ*. 2006. Т.76. № 10. С.91-96.
36. Wilson J.W., DeYoung R.J. Power deposition in volumetric $^{235}\text{UF}_6$ -He fission-pumped nuclear lasers // *J. Appl. Phys.* 1978. V.49. No.3. P.989-993.
37. Казазян В.Т., Литвиненко Б.А., Рогинец Л.П., Савушкин И.А. Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. – Минск: Наука и техника, 1972.
38. Матвеев В.Ю. Энерговклад осколков деления в лазерах с ядерной накачкой. I. Общий метод расчета // *ЖТФ*. 2001. Т.71. № 1. С.72-78.
39. Sinyanskii A.A., Melnikov S.P. Research on development of continuous nuclear-laser setups in VNIIEF // *Proceedings of SPIE*. 1998. V.3686. P.43-55.
40. Бычков В.Л., Елецкий А.В. Пучковая плазма высокого давления // В сб. Химия плазмы / М.: Энергоатомиздат, 1985. Вып.12. С.119-158.
41. Moratz T.J., Kushner M.J. Fission fragment pumping of a neon plasma // *J. Appl. Phys.* 1988. V.63. No.5. P.1796-1798.
42. Moratz T.J., Saunders T.D., Kushner M.J. Heavy-ion versus electron-beam excitation of an excimer laser // *J. Appl. Phys.* 1988. V.64. No.8. P.3799-3810.
43. Ellis W.H., Imani K. Kinetic studies of fission fragment, $^3\text{He}(n,p)\text{T}$, and gamma ray produced plasmas // *Proc. Second Symp. on Uranium Plasmas: Research and Applications*. Atlanta, 1971. P.45-52.
44. Коновалов В.П., Сон Э.Е. Деградационные спектры электронов в газах // В сб. Химия плазмы / М.: Энергоатомиздат, 1987. Вып.14. С.194-227.

45. Kushner M.J. Response times and energy partitioning in electron-beam-excited plasmas // J. Appl. Phys. 1989. V.66. No.6. P.2297-2306.
46. Bretagne J., Delouya G., Godart J., Puech V. High-energy electron distribution in an electron-beam-generated argon plasma // J. Phys D. 1981. V.14. No.7. P.1225-1239.
47. Kannari F., Kimura W.D. High-energy electron distribution in electron beam excited Ar/Kr and Ne/Xe mixtures // J. Appl. Phys. 1988. V.63. No.9. P.4377-4387.
48. Kannari F., Kimura W.D. Low-energy electron distribution in electron-beam-excited XeCl laser mixtures // J. Appl. Phys. 1988. V.64. No.2. P.500-506.
49. Walters R.A., Schneider R.T. Electron energy distribution function of fission fragment excited gases // Trans. Amer. Nucl. Soc. 1973. V.17. P.1-2.
50. Lo R.H., Miley G.H. Electron energy distribution in a helium plasma created by nuclear radiations // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1974. V.PS-2. No.4. P.198-205.
51. Дымшиц Ю.И., Неверов В.Г., Хорошев В.Г. Расчет выходов первичных продуктов облучения инертных газов быстрыми электронами // Химия высоких энергий. 1982. Т.16. № 3. С.201-208.
52. Bretagne J., Godart J., Puech V. Low-energy electron distribution in an electron-beam-generated argon plasma // J. Phys. D. 1982. V.15. No.11. P.2205-2225.
53. Bartell D.M., Hurst G.S., Wagner E.B. Time-dependent studies of vacuum-ultraviolet emissions from helium // Phys. Rev. A. 1973. V.7. No.3. P.1068-1078.
54. Shipman G.R., Walters R.A. Excitation of helium caused by fission fragments // Trans. Amer. Nucl. Soc. 1973. V.17. P.1.
55. Веселовская М.Ю., Соловьев В.Р. Энергетические цены ионизации и возбуждения атомов в пучковой плазме смесей Ar/Xe и Ne/Xe // Физика плазмы. 1995. Т.21. № 4. С.344-349.
56. Platzman R.L. Total ionization in gases by high-energy particles: An appraisal of our understanding // Intern. J. Appl. Radiation and Isotopes. 1961. V.10. No.2/3. P.116-127.
57. Алхазов Г.Д. Ионизационный каскад нерелятивистских электронов в гелии // ЖТФ. 1971. Т.41. № 12. С.2513-2523.

58. Bennett W.R. Optical spectra excited in high pressure noble gases by alpha impact // *Ann. Phys.* 1962. V.18. No.3. P.367-420.
59. Излучательные характеристики чистого неона и He-Ne смесей высокого давления при возбуждении ядерными частицами / Полетаев Е.Д., Дорофеев Ю.Б., Дьяченко П.П., Копай-Гора А.П., Мавлютов А.А., Миськевич А.И., Саламаха Б.С. // *ЖТФ*. 1992. Т.62. № 2. С.1-8.
60. Wilson J.W., DeYoung R.J., Harries W.L. Nuclear-pumped $^3\text{He-Ne}$ laser modeling // *J. Appl. Phys.* 1979. V.50. No.3. P.1226-1235.
61. Иванов В.А. Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов в плазме инертных газов // *УФН*. 1992. Т.162. № 1. С.35-70.
62. Coolen F.C.M., Van Schaik N. Electron density and electron temperature in a neon plasma generated by 20-MeV protons // *Physica*. 1978. V.93C. No.1. P.121-130.
63. Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. Кинетическая модель рекомбинационных лазеров на переходах атома ксенона // *ЖТФ*. 1990. Т.60. № 10. С.100-113.
64. Низкопороговые лазеры с ядерной накачкой на переходах атомарного ксенона / Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. // *Доклады АН СССР*. 1979. Т.245. № 1. С.80-83.
65. Инфракрасный лазер с ядерной накачкой на смесях He + Xe и Ar + Xe / Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. // *Письма в ЖТФ*. 1981. Т.7. № 16. С.1016-1020.
66. Мельников С.П., Синянский А.А. Кинетика ИК лазеров с ядерной накачкой на переходах атомов криптона и аргона // *ЖТФ*. 1992. Т.62. № 6. С.159-169.
67. Guyot J.C., Miley G.H., Verdeyen J.T. Metastable densities in noble-gas plasmas created by nuclear radiations // *J. Appl. Phys.* 1971. v.42. No.13. P.5379-5391.
68. Воинов А.М. Применение импульсных ядерных реакторов для исследования лазеров с ядерной накачкой // *Труды отраслевой конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»*. Обнинск. 1992. Т.1. С.101-121.

69. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ / Леваков Б.Г., Лукин А.В., Магда Э.П., Погребов И.С., Снопков А.А., Терехин В.А. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.
70. Экспериментальный комплекс на основе реактора ВИР-2М для исследования лазеров с ядерной накачкой / Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Мельников С.Ф., Синянский А.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. № 2/3. С.63-68.
71. Методическое обеспечение исследований по радиационной стойкости оптических элементов лазеров с ядерной накачкой / Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Синянский А.А. // Труды 2-й международной конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Арзамас-16. 1995. Т.1. С.52-69.
72. Miley G.H. Influence of high-intensity radiation on optical materials for nuclear diagnostics/control systems // Int. Embedded Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. Washington. 1994. P.172-178.
73. Инфракрасные лазеры с ядерной накачкой на переходах ArI, KrI и XeI / Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Казакевич А.Т., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. // Письма в ЖТФ. 1979. Т.5. № 7. С.422-424.
74. Реакторно-лазерный комплекс «Стенд Б» / Дьяченко П.П., Еловский О.А., Прохоров Ю.А., Фокин Г.Н., Якубов П.А., Снопков А.А. // Атомная энергия. 2000. Т.88. № 5. С.337-342.
75. Experimental study of the laser-active element characteristics for high-power nuclear reactor-pumped laser system / Poletaev E.D., Gamaly A.F., Dyachenko P.P., Smolsky V.N., Zaitsev M.Yu., Agafonov V.R., Dyuzhov Yu.A., Gulevich A.V., Kachanov B.V., Kukharchuk O.F. // Proc. 9th Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. Tel-Aviv. 1998. P.832-839.
76. McArthur D.A., Tollefsrud P.B. Observations of laser action in CO gas excited only by fission fragments // Appl. Phys. Lett. 1975. V.26. No.4. P.187-190.
77. Мельников С.П., Синянский А.А. О предельном КПД газовых лазеров с ядерной накачкой // Труды отраслевой конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Обнинск. 1993. Т.2. С.133-148.

78. О влиянии мощности накачки на спектрально-временные характеристики Ar-Xe-лазера / Заярный Д.А., Королев А.Г., Сажина Н.Н., Устиновский Н.Н., Холин И.В. // Квантовая электроника. 1991. Т.18. № 5. С.538-544.
79. Пикулев А.А. Конкуренция генерационных линий в газовых лазерах // Квантовая электроника. 2000. Т.30. № 8ю С.675-680.
80. Pikulev A.A. Competition of laser lines having upper or lower common level // Proceedings of SPIE. 2006. V.6263. P.120-130.
81. W.W.Rigrod. Homogeneously broadened cw lasers with uniform distributed loss // IEEE J. Quant. Electron. 1978. P.QE-14. No.5. P.377-381.
82. Магда Э.П. Анализ экспериментальных и расчетно-теоретических работ по лазерам с ядерной накачкой, выполненных во ВНИИТФ // Труды отраслевой конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Обнинск. 1992. Т.1. С.65-74.
83. Helmick H.H., Fuller J.L., Schneider R.T. Direct nuclear pumping of a helium-xenon laser //Appl. Phys. Lett. 1975. V.26. No.6. P.327-328.
84. Alford W.J., Hays G.N. Measured laser parameters for reactor-pumped He/Ar/Xe and Ar/Xe lasers // J. Appl. Phys. 1989. V.65. No.10. P.3760-3766.
85. DeYoung R.J., Shiu Y.J., Williams M.D. Fission-fragment nuclear lasing of Ar(He)-Xe // Appl. Phys. Lett. 1980. V.37. No.8. P.679-681.
86. ДеЯнг Р.Дж., Ялуфка Н.В., Холь Ф. Лазеры с прямой ядерной накачкой с использованием реакции $\text{He}^3(n,p)\text{H}^3$ // Ракетная техника и космонавтика. 1978. Т.16. № 9. С.159-169.
87. Мавлютов А.А., Миськевич А.И., Саламаха Б.С. Возбуждение А-Х-полос ОН в плотных инертных газах ядерными частицами высоких энергий // Оптика и спектроскопия. 1994. Т.76, № 6. С.949-954.
88. Tomizava H., Wieser J., Ulrich A. Aspects of gas purity and gas temperature in nuclear pumped laser systems // Труды 3-й международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск. 2003. С.16-161.
89. Характеристики лазера с ядерной накачкой на переходах $3p-3s$ атома неона / Конак А.И., Мельников С.П., Порхаев В.В.,

- Синянский А.А. // Квантовая электроника. 1995. Т.22. № 3. С.225-230.
90. Эффективный лазер видимого диапазона на $3p$ - $3s$ -переходах неона / Александров А.Ю., Ананьев В.Ю., Басов Н.Г., Данилычев В.А., Долгих В.А., Ионин А.А., Керимов О.М., Лыткин А.П., Мызников Ю.Ф., Рудой И.Г., Сорока А.М. // Доклады АН СССР. 1985. Т.284. № 4. С.851-854.
 91. О предельном КПД пеннинговского плазменного лазера на неоне / Карелин А.В., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1996. Т.23. № 4. С.299-302.
 92. Carter B.D., Rowe M.J., Schneider R.T. Nuclear-pumped cw lasing of the ^3He -Ne system // Appl. Phys. Lett. 1980. V.36. No.2. P.115-117.
 93. Prelas M.A., Schlapper G.A. Comments on "Nuclear-pumped cw lasing of the ^3He -Ne system" // J. Appl. Phys. 1981. V.52, No.1. P.496-497.
 94. Об излучении газовой смеси Hg-He³, облучаемой потоком нейтронов / Андрияхин В.М., Васильцов В.В., Красильников С.С., Письменный В.Д., Хвостионов В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т.12. № 2. С.83-85.
 95. Akerman M.A., Miley G.H., McArthur D.A. A helium-mercury direct nuclear pumped laser // Appl. Phys. Lett. 1977. V.30. No.8. P.409-412.
 96. Бутаева Ф.А., Фабрикант В.А. О среде с отрицательным коэффициентом поглощения // В сб.: Исследования по экспериментальной и теоретической физике. М.: Изд. АН СССР. 1959. С.62-70.
 97. Генерация лазерного излучения на парах Cd при возбуждении продуктами ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ / Миськевич А.И., Дмитриев А.Б., Ильяшенко В.С., Саламаха Б.С., Степанов В.А., Городков Е.М. // Письма в ЖТФ. 1980. Т.6. № 13. С.818-821.
 98. DeYoung R.J., Wells W.E., Miley G.H. Optical gain in a neutron-induced ^3He -Ne-O₂ plasma // Appl. Phys. Lett. 1976. V.28. No.4. P.194-197.
 99. A direct nuclear pumped 1.45- μm atomic carbon laser in mixtures of He-CO and He-CO₂ / Prelas M.A., Akerman M.A., Boody F.P., Miley G.H. // Appl. Phys. Lett. 1977. V.31. No.7. P.428-430.

100. Квазинепрерывный лазер с ядерной накачкой на переходах атома углерода / Воинов А.М., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Синянский А.А. // Труды отраслевой конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Обнинск. 1993. Т.2. С.197-202.
101. Горюнов Ф.Г., Нагорный Д.Ю., Тарасенко В.Ф. Генерация на переходах атомарного фтора в смеси He-NF₃ при накачке электронным пучком длительностью ~ 10 нс // Квантовая электроника. 1989. Т.16. № 7. С.1354-1357.
102. Jalufka N.W., Hohl F. A direct nuclear-pumped ³He-CO laser // Appl. Phys. Lett. 1981. V.39. No.2. P.139-142.
103. Collins C.B., Cunningham A.J., Stockton M. A nitrogen ion laser pumped by charge transfer // Appl. Phys. Lett. 1974. V.25. No.6. P.344-345.
104. Эффективный квазинепрерывный лазер высокого давления на первой отрицательной системе азота / Басов Н.Г., Александров А.Ю., Данилычев В.А., Долгих В.А., Керимов О.М., Мызников Ю.Ф., Рудой И.Г., Самарин А.Ю., Сорока А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т.42. № 1. С.39-42.
105. Кинетика азотного лазера с ядерной накачкой / Барышева Н.М., Бочкова Н.В., Гребенкин К.Ф., Магда Э.П., Скворцова О.В. // Труды отраслевой конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Обнинск. 1992. Т.1. С.337-347.
106. Первый ультрафиолетовый лазер с ядерной накачкой / Барышева Н.М., Бочков А.В., Бочкова Н.В., Гребенкин К.Ф., Зайцев Э.В., Луценко А.В., Крыжановский В.А., Магда Э.П., Мурзин В.М., Незнахина А.Э. // Письма в ЖТФ. 1996. Т.22. № 15. С.83-86.
107. Jalufka N.W. Direct nuclear excitation of a ³He-CO₂ gas mixture // Appl. Phys. Lett. 1981. V.39. No.3. P.190-192.
108. Schneider R.T., Hohl F. Nuclear-pumped lasers // Adv. in Nucl. Sci. and Technol. 1984. V.16. P.123-287.
109. Gain measurements near 351 nm in ³He/Xe/NF₃ mixtures excited by fragments from the ³He(*n,p*)³H reaction / Hays G.N., McArthur D.A., Neal D.R., Rice J.K. // Appl. Phys. Lett. 1986. V.49. No.7. P.363-365.

110. Recent results on reactor-pumped laser studies at Sandia National Laboratories / McArthur D.A., Hays G.N., Alford W.J., Neal D.R., Bodette D.E., Rice J.K. // Laser Interaction. 1988. V.8. P.75-86.
111. DeYoung R.J., Weaver W.R. Spectra from nuclear-excited plasmas // J. Opt. Soc. Am. 1980. V.70. No.5. P.500-506.
112. Моделирование эксимерных лазеров с ядерной накачкой / Демьянов А.В., Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Труды отраслевой конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Обнинск. 1992. Т.1. С.252-261.
113. Бойченко А.М., Карелин А.В., Яковленко С.И. Расчет пороговых характеристик Ne-Xe-NF₃-лазера с ядерной накачкой // Квантовая электроника. 1995. Т.22. № 6. С.547-550.
114. Мавлютов А.А., Миськевич А.И. Эксимерный лазер с ядерной накачкой с длиной волны генерации 308 нм // Письма в ЖТФ. 1996. Т.22. № 8. С.48-52.
115. Wilson J.W., Shapiro A. Nuclear-induced excimer fluorescence // J. Appl. Phys. 1980. V.51. No.5. P. 2387-2393.
116. Williams W.H., Miley G.H. Lasing in atomic iodine with a nuclear-pumped XeBr* flash lamp // Appl. Phys. Lett. 1993. V.62. No.15. P.1724-1726.
117. Борейшо А.С. Мощные мобильные химические лазеры // Квантовая электроника. 2005. Т.35. № 5. С.393-406.
118. Kannari F., Inagaki H., Obara M. High efficiency multikilojoule HF chemical lasers using an electron beam initiated low-pressure mixtures of H₂/F₂/NF₃ or H₂/F₂/SF₆ // Appl. Phys. Lett. 1986. V.48. No.4. P.266-268.
119. Исследование характеристик мощного HF-лазера, возбуждаемого гамма-излучением ядерного взрыва / Павловский А.И., Бонюшкин Е.К., Вараксин В.В., Винярский Г.С., Лахтиков А.Е., Моротов А.П., Мищенко Г.М., Урлин В.Д. // Труды 2-й международной конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Арзамас-16. 1995. Т.2. С.214-218.
120. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Ораевский А.Н. Инициирование генерации химических газовых лазеров нейтронными потоками // Труды ФИАН. 1989. Т.194. С.71-86.

121. Kushner M.J. Characteristics of a UF_6-H_2/HF nuclear-pumped laser // J. Appl. Phys. 1980. V.51. No.5. P. 2421-22428.
122. Miller T.G., Dezenberg G.J., Morrison G.W. Nuclear-initiated chemical laser experiments // Trans. Am. Nucl. Soc. 1975. V.21. P.22-23.
123. Кинетические модели некоторых плазменных лазеров, накачиваемых жестким ионизатором / Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Карелин А.В., Коваль А.В., Серeda О.В., Яковленко С.И. // Труды ИОФАН. 1989. Т.21. С.44-115.
124. Babenko S.M., Yakovlenko S.I. Possibility of nuclear pumping of a He-Sr laser // Phys. Lett. 1980. V.76A. No.3,4. P.237-239.
125. Генерация на атомарных переходах инертных газов в смесях с NF_3 / Ломаев М.И., Нагорный Д.Ю., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Кириллин Г.В. // Квантовая электроника. 1989. Т.16. № 10. С.2053-2056.
126. О предельной эффективности лазеров на $d-p$ переходах тяжелых инертных атомов / Беркелиев Б.М., Долгих В.А., Рудой И.Г., Сорока А.М. // Квантовая электроника. 1990. Т.17. № 12. С.1537-1538.
127. Одновременная эффективная генерация в ближней ИК области спектра на $d-p$ переходах Ag и Xe / Беркелиев Б.М., Долгих В.А., Рудой И.Г., Сорока А.М. // Письма в ЖТФ. 1991. Т.17. № 21. С.80-82.
128. Wilson J.W., DeYoung R.J., Harries W.L. Nuclear-pumped ^3He-Ar laser modeling // J. Appl. Phys. 1979. V.50. No.3. P.1226-1235.
129. Ohwa M., Moratz T.J., Kushner M.J. Excitation mechanism of the electron-beam-pumped atomic xenon ($5d \rightarrow 6p$) laser in Ar/Xe mixtures // J. Appl.Phys. 1989. V.66. No.11. P.5131-5145.
130. Численное моделирование лазера на атомарном ксеноне / Клоповский К.С., Лукьянова А.В., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. // Квантовая электроника. 1989. Т.16. № 2. С.205-211.
131. Электроионизационный ИК лазер на атомах Xe / Басов Н.Г., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. // Квантовая электроника. 1984. Т.11. № 9. С.1722-1736.
132. Новобранцев И.В., Соловьев В.Р. Кинетические процессы в активной среде Ag-Xe лазера с ядерной накачкой // Труды отраслевой конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и про-

- блемы лазеров с ядерной накачкой». Обнинск. 1992. Т.1. С.327-336.
133. Гребенкин К.Ф., Жеребцов А.Л. Механизмы возбуждения рекомбинационного He-Xe лазера с ядерной накачкой // Труды 2-й международной конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Арзамас-16. 1995. Т.1. С.184-192.
 134. Моделирование многоволнового Ar-Xe-лазера / Держиев В.И., Жидков А.Г., Середа О.В., Яковленко С.И. // Труды ИОФАН. 1989. Т.21. С.139-141.
 135. Карелин А.В., Симакова О.В. Кинетика активной среды многоволнового ИК лазера на ксеноне в смесях с He и Ar, накачиваемых жестким ионизатором. 2. Ядерная накачка // Квантовая электроника. 1999. Т.28. № 2. С.129-135.
 136. Карелин А.В., Симакова О.В. Полная оптимизация Xe-лазера с электронно-пучковой накачкой на переходах с $\lambda = 1.73, 2.03, 2.65, 2.63, 3.37$ и 3.51 мкм // Квантовая электроника. 2004. Т.34. № 1. С.29-36.
 137. Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. О механизме генерации рекомбинационных лазеров на переходах атомов инертных газов // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15. № 19. С.56-59.
 138. The high-pressure neutral infrared xenon laser / Lawton S.A., Richards J.B., Newman L.A., Specht L., DeTemple T.A. // J. Appl. Phys. 1979. V.50. No.6. P.3888-3898.
 139. Лазеры с электроннопучковой накачкой на смесях Xe, Kr и Ar с двухкомпонентными буферными газами / Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. // Квантовая электроника. 1991. Т.18. № 11. С.1290-1294.
 140. Dehmer P.M., Pratt S.T. Photoionization of ArKr, ArXe, and KrXe and bond dissociation energy of the rare gas dimer ions // J. Chem. Phys. 1982. V.77. No.10. P.4804-4817.
 141. Колоколов Б.Н., Кудрявцев А.А., Романенко В.А. Спектроскопическое исследование рекомбинационного заселения $5p^56p$ - и $5p^55d$ -состояний атома Xe // Оптика и спектроскопия, 1989. Т.67. № 3. С.500-504.

142. Мельников С.П., Синянский А.А. О рекомбинационном заселении состояний $5p^56p$ и $5p^55d$ атома ксенона // Оптика и спектроскопия. 1991. Т.71. № 3. С.545-546.
143. Davis C.C., King T.A. Decay rates of infra-red emitting laser levels in neutral xenon // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1973. V.13. No.9. P.825-835.
144. Hu X.K., Mitchell J.B.A., Lipson R.H. Resonance-enhanced multiphoton-ionization photoelectron study of the dissociative recombination and associative ionization of Xe_2^+ // Phys. Rev. A. 2000. V.62. No.5. 052712.
145. Experimental evidence for the role of Xe_2^+ in pumping the Ar-Xe infrared laser / Apruzese J.P., Giuliani J.L., Wolford M.F., Sethian J.D., Petrov G.M., Hinshelwood D.D., Myers M.C., Ponce D.M., Hegeler F., Petrova Ts. // Appl. Phys. Lett. 2006. V.88. No.12. 121120.
146. Аymar M., Coulombe M. Theoretical transition probabilities and lifetimes in KrI and XeI spectra // Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1978. V.21. No.6. P.537-566.
147. Конак А.И., Мельников С.П., Синянский А.А. Квазинепрерывный лазер с ядерной накачкой на смеси Ne-Xe-(He,Ar) // ЖТФ. 1992. Т.62. № 3ю С.24-29.
148. The effect of He addition on the performance of the fission-fragment excited Ar/Xe atomic xenon laser / Alford W.J., Hays G.N., Ohwa M., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1991. V.69. No.4. P.1843-1848.
149. Predictions for gain in the fission-fragment-excited atomic xenon laser / Shon J.W., Kushner M.J., Hebner G.A., Hays G.N. // J. Appl. Phys. 1993. V.73. No.6. P.2686-2694.
150. Connor T.R., Biondi M.A. Dissociative recombination in neon: spectral line-shape studies // Phys. Rev. 1965. V.140. No.3A. P.778-791.
151. Short pulse electron beam excitation of the high-pressure atomic Ne laser / Shon W.J., Rhoades R.L., Verdeyen J.T., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1993. V.73. No.12.P.8059-8065.
152. Заярный Д.А., Холин И.В., Чугунов А.Ю. Дезактивация $3s$ -уровней атома неона при столкновениях с неонам, аргоном, криптоном и ксеноном // Квантовая электроника. 1995. Т.22. № 3. С.233-238.

153. Карелин А.В., Яковленко С.И. Кинетическая модель He-Ne-Ag-H₂-лазера с накачкой жестким ионизирующим излучением // Квантовая электроника. 1995. Т.2. № 8. С.769-774.
154. Карелин А.В., Яковленко С.И. Кинетика активных сред лазеров высокого давления на парах металлов // Квантовая электроника. 1993. Т.20. № 7. С.631-650.
155. Влияние примесей и мощности накачки на характеристики генерации He-Cd-лазера высокого давления / Новоселов Ю.Н., Тарасенко В.Ф., Уварин В.В., Феденев А.В. // Квантовая электроника. 1996. Т.23. № 3. С.211-216.
156. Карелин А.В., Широков Р.В. Кинетика активной среды лазера с ядерной накачкой на переходах атома кадмия // Квантовая электроника. 1998. Т.25. № 10. С.917-921.
157. Кинетическая модель He-Xe-Hg-H₂ лазера с ядерной накачкой / Барышева Н.М., Бочкова Н.В., Косорукова А.А., Магда Э.П. // Труды 3-й международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск. 2003. С.218-224.
158. Миськевич А.И. Генерация стимулированного излучения на переходе $5s^{22}D_{5/2}-5p^2P_{3/2}$ ионов CdII при распылении металлического кадмия ядерными частицами // Квантовая электроника. 2002. Т.32. № 9. С.803-808.
159. Карелин А.В. Механизм генерации стимулированного излучения на переходе $5s^{22}D_{5/2}-5p^2P_{3/2}$ CdII при аномально низких температурах активной среды // Квантовая электроника. 2003. Т.33. № 4. С.315-316.
160. Гудзенко Л.И., Малышевский В.С., Яковленко С.И. О накачиваемом жестким источником СО лазере // ЖТФ. 1978. Т.48. № 10. С.2150-2156.
161. Кинетика азотного лазера с ядерной накачкой / Барышева Н.М., Бочкова Н.В., Гребенкин К.Ф., Магда Э.П., Скворцова О.В. // Труды отраслевой конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Обнинск. 1992. Т.1. С.337-347.
162. Sinyanskii A.A., Krivonosov V.N. Powerful nuclear-optical converters for applications in scientific investigations and national economy / Proceedings of SPIE. 1998. V.3574. P.440-448.

163. Синянский А.А. Многоканальные ядерно-лазерные установки квазинепрерывного действия на реакторе БИГР // Труды 3-й международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск. 2003. С.377-387.
164. Турутин С.Л., Синянский А.А. Многоканальный ядерно-лазерный модуль // Труды 3-й международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск. 2003. С.421-425.
165. Работы, выполненные во ВНИИЭФ, по исследованию возможности создания реактора-лазера / Воинов А.М., Воронцов С.В., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Пикулев А.А., Пунин В.Т., Сизов А.Н., Синянский А.А., Турутин С.Л. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2007. № 2. С.19-28.
166. Стенд критических сборок «ИКАР-С». Результаты физического пуска / Воинов А.М., Влох Г.В., Воронцов С.В., Кривоносов В.Н., Попов В.А., Синянский А.А., Сизов А.Н., Сорокин С.В., Турутов В.И., Лимарь Ю.М., Василенко А.Г., Кузнеченков А.Н., Никитин И.А., Горшкова И.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2007. № 2. С.29-33.
167. Дьяченко П.П. О состоянии исследований в ГНЦ РФ-ФЭИ им. А.И.Лейпунского по прямому преобразованию энергии деления ядер в энергию лазерного излучения // Труды 3-й международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск. 2003. С.5-30.
168. Лукин А.В., Магда Л.Э., Хмельницкий Д.В. Запальные реакторы для импульсно-периодического лазера с ядерной накачкой // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1996, № 2. С.57-64.
169. Magda E.P. Powerful nuclear pumped lasers (review) // Proceedings of SPIE. 1998. V.3574. P.93-103.
170. Лабораторная лазерно-реакторная установка ЛИРА / Магда Э.П., Погребов И.С., Путников И.С., Бочков А.В., Волков А.И., Малоярославцев А.Н., Горницын Ю.Г., Вдовенко В.А., Кононенко Ю.М., Кандиев Я.З. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2001, № 1/2. С.39-43.
171. О предельных характеристиках импульсных газовых лазеров с ядерной накачкой / Магда Э.П., Бочков А.В., Лукин А.В., Ма-

- гда Л.Э., Погребов И.С. // Труды 3-й международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск. 2003. С.396-403.
172. DOE reactor-pumped laser program / Felty J.R., Lipinski R.J., McArthur D.A., Pickard P.S. // Proceedings of SPIE. 1994. V.2121. P.2-9.
 173. McArthur D.A., G.N.Hays, Pickard P.S. FALCON reactor-pumped laser technology for space power applications // Fusion Technoogy. 1991. V.20. P.753-758.
 174. Reactor pumped laser research at the Sandia National Laboratories pulsed reactor facilities / Bodette D.E., Neal D.R., McArthur D.A., Pickard P.S., Hebner G.A., Michie R. // Int. Embedded Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. Washington. 1994. P.163-171.
 175. Гудзенко Л. А., Яковленко С. И. Атомный реактор-лазер // Краткие сообщения по физике. 1974. № 2. С.14-15.
 176. Herwig L.O. Concepts for direct conversion of stored nuclear energy to laser beam power // Trans. Am. Nucl. Soc. 1964. V.7. No.1. P.131.
 177. Том К., Шнайдер Р.Т. Газовые лазеры с ядерной накачкой // Ракетная техника и космонавтика. 1972. Т.10. № 4. С.42-50.
 178. Проблемы газофазного реактора-лазера / Бункин Ф.В., Держи-ев В.И., Субботин В.И., Троянский В.В., Харитонов В.В., Чи-кин К.Р., Яковленко С.И. // Препринт ФИАН. № 199. Москва, 1984.
 179. Особенности газодинамики прокачных лазеров, возбуждаемых осколками деления урана / Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Сизов А.Н., Синянский А.А., Федоров Г.И. // Квантовая электроника. 1995. Т.22. № 12. С.1187-1191.
 180. Стационарный реактор-лазер с поверхностной накачкой / Бун-кин Ф.В., Держи-ев В.И., Карелин А.В., Нефедов А.Л., Субб-отин В.И., Харитонов В.В., Чикин К.Р., Яковленко С.И. // Пре-принт ИОФ АН СССР. № 321. Москва, 1985.
 181. Pikulev A.A., Abramov A.A. The numerical investigation effi- ciency of parallel and successive laser cells compositions // Prceed- ings of SPIE. 2006. V.6263. P.186-196.

Мельников Сергей Петрович
Пунин Валерий Тихонович
Синянский Анатолий Александрович

**Газовые лазеры с ядерной накачкой:
физические процессы и техника эксперимента**

Учебное пособие

Редактор Н.В. Шумакова

Подписано в печать 04.09.08. Формат 60 × 84 1/16
Печ. л. 14,0. Уч.-изд. л. 14,0. Тираж 150 экз.
Изд. № 4/129 Заказ №

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)
1115 409, Москва, Каширское шоссе, 31

Типография «Горовант»
г. Троицк Московской обл.

