

Федеральное агентство по образованию
АМУРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ГОУВПО «АмГУ»

УТВЕРЖДАЮ

Зав.кафедрой ФМиЛТ

_____ Е.С. Астапова

«_____» _____ 2007г.

ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ
УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ПО ДИСЦИПЛИНЕ

для специальности 010701 «Физика»

Составители: И.В. Верхотурова, Е.В Шумейко

Благовещенск 2007 г.

Печатается по решению
редакционно-издательского совета
инженерно-физического факультета
Амурского государственного
университета

И.В. Верхотурова, Е.В. Шумейко

Учебно-методический комплекс по дисциплине «Физика лазеров» для студентов очной формы обучения специальностей 010701 «Физика».- Благовещенск: Амурский гос. ун-т, 2007. – 91 с.

Учебно-методические рекомендации ориентированы на оказание помощи студентам очной формы обучения по специальностям 010701 «Физика» для формирования знаний о современном состоянии вопросов теории лазерной генерации, приборов квантовой электроники, их возможностей, методов управления и взаимодействия с веществом.

© Амурский государственный университет, 2007

СОДЕРЖАНИЕ

1. Рабочая программа дисциплины.....	4
2. Краткий конспект лекций.....	13
3. Самостоятельная работа студентов.....	85
4. Зачетные и экзаменационные вопросы.....	90

Федеральное агентство по образованию РФ
Амурский государственный университет

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по УНР
Е.С. Астапова

подпись, И.О.Ф

«__» _____ 200__ г.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

по ***Физике лазеров***

для специальности ***010701 - физика***

Курс 4 - 5

Семестр 8, 9

Лекции 64 (час.)

Экзамен - 9 семестр

Практические (семинарские) занятия - (час.) Зачет – 8 семестр

Лабораторные занятия -

Самостоятельная работа 28 (час.)

Всего часов -92

Составитель к.ф.-м.н., ст. преподаватель Гопиенко И.В.

Факультет ***инженерно - физический***

Кафедра ***физического материаловедения и лазерных технологий***

2006 г.

Рабочая программа составлена на основании авторских разработок

Рабочая программа обсуждена на заседании кафедры физического материаловедения и лазерных технологий

«__» _____ 200__ г., протокол № _____

Заведующий кафедрой _____ д.ф.-м.н. Астапова Е.С.

Рабочая программа одобрена на заседании УМС _____
(наименование специальности)

«__» _____ 200__ г., протокол № _____

Председатель _____
(подпись, И.О.Ф.)

Рабочая программа переутверждена на заседании кафедры от _____
протокол № _____ .

Зав.кафедрой _____
подпись _____ Ф.И.О. _____

СОГЛАСОВАНО
Начальник УМУ

(подпись, И.О.Ф.)

«__» _____ 200__ г.

СОГЛАСОВАНО
Председатель УМС факультета

(подпись, И.О.Ф.)

«__» _____ 200__ г.

СОГЛАСОВАНО
Заведующий выпускающей кафедрой

(подпись, И.О.Ф.)

«__» _____ 200__ г.

ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА

Предметом изучения данной дисциплины являются физические основы теории лазерной генерации, приборы квантовой электроники и воздействие лазерного излучения на материалы. Основная цель изучения дисциплины заключается в формировании у студентов уровня знаний современного состояния вопросов теории лазерной генерации, приборов квантовой электроники, их возможностей, методов управления и взаимодействия с веществом.

В результате изучения курса студенты должны знать:

1. Теоретические основы генерации лазеров, характеристики лазерного излучения, умение управлять этими характеристиками.
2. Основные типы лазеров и методы их классификации. Тенденции дальнейшего развития.
3. Получить специальные знания, необходимые для исследовательских и прикладных работ в области техники, физики и технологии и включающие в себя изучение механизмов и закономерностей лазерного воздействия на материалы.
4. Приобретение навыков и количественных оценок основных характеристик процессов воздействия лазерного излучения на вещество, выбора необходимых режимов обработки для получения заданного результата.

СОДЕРЖАНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

ЛЕКЦИОННЫЙ КУРС

1. **Введение.** Предмет курса и его задачи. История возникновения квантовой электроники. Применение лазеров. (2 ч.)
2. **Свойства лазерного излучения.** Монохроматичность, когерентность, направленность, длительность, плотность лазерного излучения. (2 ч.)
3. **Материалы применяемые в лазерах.** Активные вещества твердотельных лазеров. Активные вещества жидкостных лазеров. Активные вещества полупроводниковых лазеров. Активные вещества газовых лазеров. (4 ч.)
4. **Спонтанное и вынужденное излучение, поглощение.** Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом. Коэффициенты Эйнштейна. Отрицательный коэффициент поглощения. Спонтанное и вынужденное излучение. (2 ч.)
5. **Процессы накачки.** Оптическая накачка. Электрическая накачка. (4 ч.)
6. **Оптические резонаторы.** Открытый резонатор. Моды и собственные частоты резонатора. Добротность резонатора. Плоскопараллельный резонатор. Конфокальный резонатор. Устойчивые и неустойчивые резонаторы. Гауссовы пучки. Фокусировка Гауссовых пучков и их преобразование при прохождении через оптическую систему. Матрицы передачи. (4 ч.)
7. **Уравнения лазерной генерации.** Условие самовозбуждения квантовых генераторов. Порог усиления. Уравнения для разности населенностей. Уравнения для плотности числа фотонов в резонаторе. Система Стаца-де-Марса, стационарное решение. (6 ч.)
8. **Режим работы лазера.** Стационарный режим работы. Работа лазеров в режиме модуляции добротности. Режим синхронизации мод. Перестройка частоты лазерного излучения. Методы и схемы селекции мод. Пространственное формирование лазерного излучения. Параметры лазерного излучения, когерентность, поляризация. (4 ч.)
9. **Основные типы лазеров.** Твердотельные лазеры. Активные среды твердотельных лазеров. Метод Басова и Прохорова. Системы накачки. Перспективы развития твердотельных лазеров. Основные типы газовых лазеров. Осуществление инверсии населенностей в газовом разряде. Газодинамические и плазмодинамические лазеры. Атомарные, ионные, молекулярные газовые лазеры. Диоды - полупроводниковые лазеры. Активные среды. Генерационные характеристики активных сред. Жидкостные лазеры. Хилаты. Способы создания инверсии населенностей. Перестройка частоты генерации. Лазеры на красителях. (8 ч.)
10. **Преобразования лазерного пучка.** Преобразование в пространстве. Преобразование амплитуды. Преобразование частоты. (4 ч.)
11. **Оптические квантовые усилители.** Принцип действия, классификация и основные характеристики. Резонаторные оптические квантовые усилители. Нерегенерированные оптические квантовые усилители бегущей волны. (4 ч.)
12. **Модуляция лазерного излучения.** Физические принципы, классификация и основные требования к модуляторам лазерного излучения. Внерезонаторные электрооптические модуляторы. Акустооптические модуляторы. Магнитооптические модуляторы. Внутррезонаторные модуляторы. (4 ч.)
13. **Системы сканирования луча лазера.** Классификация и параметры систем сканирования. Оптико-механические дефлекторы. Дефлекторы непрерывного сканирования на основе электрооптических кристаллов. (4 ч.)
14. **Приемники лазерного излучения.** Классификация, основные параметры и характеристики. Приемники излучения с внешним фотоэффектом. Фоторезисторы. Приемники излучения с $p-n$ переходом. (4 ч.)
15. **Прохождение лазерного излучения через атмосферу.** Распространение лазерного излучения в атмосфере. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере. (4 ч.)

16. **Лазерные системы связи.** Особенности и принципиальные возможности лазерных систем связи. Передающие устройства. Приемные устройства. Применение лазерных систем связи. (4 ч.)

САМОСТОЯТЕЛЬНАЯ РАБОТА СТУДЕНТОВ

8 семестр (18 час).

1. Знакомство с научной литературой по физике генерации концентрированных потоков энергии, научные журналы, монографии, учебники.
2. Рефераты по различным типам лазеров.
3. Проведение самостоятельных расчетов по уравнениям теории лазерной генерации относительно стационарного и нестационарного режимов.

9 семестр (10 час).

1. Расчет матриц передачи при преобразовании Гауссовых пучков через свободное пространство, пространство, заполненное веществом: при полном переходе через резонатор.

ТЕМЫ РЕФЕРАТОВ

1. Рубиновый лазер
2. Nd: YAG – лазер
3. Лазер на стекле с неодимом
4. Лазер на александрите
5. Гелий-неоновые лазеры
6. Лазеры на парах меди и золота
7. Аргоновый лазер
8. He-Cd лазер
9. CO₂ – лазеры
10. СО –лазеры
11. Азотные лазеры
12. Эксимерные лазеры
13. Лазеры на красителях
14. Лазеры на HF
15. Полупроводниковые лазеры
16. Лазеры на центрах окраски
17. Лазеры на свободных электронах
18. Рентгеновских лазеры
19. Лазеры на форстерите
20. Волоконные лазеры

ОСНОВНЫЕ ПУНКТЫ РЕФЕРАТА

по физике лазеров (объем -15-20 стр.)

Введение (историческая справка) основные проблемы.

1. Активная среда:
 - химические элементы, схемы энергетических уровней;
 - кинетические уравнения;
 - способ создания инверсии населенностей.
2. Резонатор:
 - тип;
 - технические приспособления;
 - проблемы.
3. Энергетические характеристики лазера. (КПД, энергия в импульсе, пиковая мощность и т.д.).
4. Улучшение характеристик лазера.
5. Применение

ВОПРОСЫ К ЗАЧЕТУ (8 семестр).

1. История возникновения квантовой электроники.
2. Применение лазеров.
3. Свойства лазерного излучения.
4. Активные вещества твердотельных лазеров.
5. Активные вещества жидкостных лазеров.
6. Активные вещества полупроводниковых лазеров.
7. Активные вещества газовых лазеров.
8. Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом.
9. Спонтанное и вынужденное излучение.
10. Условие самовозбуждения квантовых генераторов. Порог усиления.
11. Процессы накачки.
12. Оптические резонаторы.
13. Моды - собственные частоты резонаторов.
14. Добротность резонатора. Время жизни фотона в резонаторе. Виды потерь.
15. Режимы работы лазера.
16. Создание инверсии населенностей в ОКГ на твердом теле. Метод Басова и Прохорова.
17. Создание инверсии населенностей в газовых ОКГ.
18. Газовые лазеры.
19. Твердотельные лазеры.
20. Полупроводниковые лазеры.
21. Жидкостные лазеры.

ВОПРОСЫ К ЭКЗАМЕНУ (9 семестр)

1. Свойства лазерного излучения.
2. Материалы применяемые в квантовой электронике.
3. Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом. Спонтанное и вынужденное излучение. Условие самовозбуждения квантовых генераторов. Порог усиления.
4. Процессы накачки.
5. Оптические резонаторы. Моды и собственные частоты резонатора. Добротность резонатора. Виды потерь.
6. Гауссовы пучки. Фокусировка Гауссовых пучков и их преобразование при прохождении через оптическую систему.
7. Матрицы передачи.
8. Режимы работы лазера.
9. Перестройка частоты лазерного излучения. Методы и схемы селекции мод. Пространственное формирование лазерного излучения.
10. Создание инверсии населенностей в ОКГ на твердом теле. Метод Басова и Прохорова.
11. Создание инверсии населенностей в газовых ОКГ.
12. Основные типы лазеров.
13. Преобразования лазерного пучка.
14. Оптические квантовые усилители. Принцип действия, классификация и основные характеристики.
15. Резонаторные оптические квантовые усилители. Влияние оптического квантового усилителя на когерентность излучения лазера.
16. Модуляция лазерного излучения. Физические принципы, классификация и основные требования к модуляторам лазерного излучения.
17. Системы сканирования луча лазера. Классификация и параметры систем сканирования.
18. Приемники лазерного излучения. Классификация, основные параметры и

- характеристики.
19. Распространение лазерного излучения в атмосфере. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере.
 20. Лазерные системы связи. Особенности и принципиальные возможности лазерных систем связи.
 21. Передающие устройства. Приемные устройства. Применение лазерных систем связи.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Основная:

1. Анциферов В.В., Рогов В.В.. Оптика лазеров. - Новосибирск: СГУТС, 1998.
2. Анциферов В.В., Комаров К.Л., Рогов И.И., Смирнов Г.И.. Твердотельные лазеры и лазерные технологии. - Новосибирск: СГУТС, 1998.
3. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1998.
4. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. М.: Наука, 1999.
5. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. М.: Наука, 1991.
6. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях: Изд-во Саратов. Ун-та. 1998.
7. Быков В.П. Лазерные резонаторы. М.: Физматлит. 2003.
8. Голубев В.С., Лебедев Ф.В. Физические основы технологических лазеров. М.: Высшая школа, 1987.
9. Делоне Н.В. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Наука, 1989.

Дополнительная:

1. Журнал "Квантовая электроника" <http://www.quantum-electron.ru>
2. Журнал "Успехи физических наук"
3. Журнал «Физика твердого тела» <http://www.ioffe.ru/journals/>
4. Журнал «Технической физики» <http://www.ioffe.ru/journals/>
5. Журнал «Письма в журнал технической физики» <http://www.ioffe.ru/journals/>

КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ ПРИ СДАЧЕ ЗАЧЕТА (8 СЕМЕСТР)

1. К сдаче зачета допускаются студенты:

- посетившие все лекционные занятия данного курса;
- защитившие реферативные работы.

При наличии пропусков темы пропущенных занятий должны быть отработаны. Программные вопросы к зачету доводятся до сведения студентов за месяц до зачета.

2. Критерии оценки:

Итоговая оценка знаний студентов должна устанавливать активность и текущую успеваемость студентов в течение семестра по данному предмету.

Оценка «зачет» - ставится при 70 - 100 % правильных ответов на зачете и наличии защищенных реферативных работ.

Критерии оценки при сдаче экзамена (9 семестр)

1. К сдаче экзамена допускаются студенты:

- посетившие все лекционные занятия данного курса;
- сдавшие все практические задачи по темам предыдущего семестра.

При наличии пропусков и неудовлетворительных оценок темы пропущенных занятий должны быть отработаны.

Программные вопросы к экзамену доводятся до сведения студентов за месяц до экзамена.

2. Критерии оценки:

Итоговая оценка знаний студентов должна устанавливать активность и текущую успеваемость студентов в течение семестра по данному предмету.

Оценка «отлично» - ставится при 90 - 100 % правильных ответов на экзамене.

Оценка «хорошо» - ставится при 70 - 90 % правильных ответов на экзамене.

Оценка «удовлетворительно» - ставится при 50 - 70 % правильных ответов на экзамене.

«неудовлетворительно» - ставится до 50 % правильных ответов на экзамене.

2. КРАТКИЙ КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

Тема1. ВВЕДЕНИЕ

План:

1. Предмет курса и его задачи.
2. История возникновения квантовой электроники.
3. Различные применения лазеров.

Предмет курса и его задачи

Предметом изучения данной дисциплины являются физические основы теории лазерной генерации, приборы квантовой электроники и воздействия лазерного излучения на материалы.

Основная цель изучения дисциплины заключается в формировании у студентов уровня знаний вопросов, относящихся к теории лазерной генерации, приборов квантовой электроники, их воздействий, методов управления и взаимодействия с веществом.

В результате изучения курса студенты должны знать:

1. Теоретические основы генерации лазеров, характеристики лазерного излучения, умения управлять этими характеристиками.
2. Основные типы лазеров, и методы их классификации. Тенденции дальнейшего развития.
3. Получить специальные знания, необходимые для исследовательских и прикладных работ в области техники, физики и технологии, включающие в себя излучение механизмов и закономерностей лазерного воздействия на материалы.

История возникновения квантовой электроники.

Квантовая электроника возникла в середине 50-х годов 20 века и в настоящее время бурно развивается. Это область науки и техники, предметом которой является исследование и применение квантовых явлений для генерации, усиления и преобразования когерентных электромагнитных волн с последующим их использованием.

Высокие темпы развития КЭ привели к появлению за последние несколько лет новых типов лазеров, к значительному усовершенствованию уже существующих и к новым многочисленным применениям в различных областях науки.

Идея возможности использования неравновесных квантовых систем была впервые высказана еще в 1945 г. советским физиком В.А.Фабрикантом и его сотрудниками.

В 1954г. академики Н.Г.Басов и А.М. Прохоров в целях усиления и генерации электромагнитных колебаний не менее важной для реального создания квантовых приборов явилась высказанная А.М.Прохоровым идея использования открытых резонаторов, которые сейчас составляют основу конструкции практически любого лазера. Рубин, ставший «классическим» активным материалом твердотельных лазеров, был подробно исследован А.М. Прохоровым и его сотрудниками.

В 1958г. были опубликованы теоретические работы американских ученых Ч.Таунса и А. Шавлова о возможности практической реализации квантового генератора оптического диапазона, а в 1960г. в США Мейман запустил первый лазер.

Основополагающие работы в области КЭ были отмечены присуждением в 1964г. Нобелевской премии по физике академиком Н.Г. Басову и А.М. Прохорову и американскому ученому Ч.Таунсу.

Дальнейшее развитие квантовой электроники шло все возрастающими темпами. Родилось одно из важнейших направлений КЭ – нелинейная оптика, появление которой связано с возможностью использования высокоинтенсивных монохроматических пучков

света, излучаемых лазерами. Это привело к открытию и изучению современно новых физических явлений, имеющих широкие перспективы для практических применений.

Лазеры широко применяются в различных областях науки и техники, таких как физика, химия, биология, электроника и медицина. Такое широкое распространение лазеры получили благодаря особым свойствам лазерного излучения.

Рассмотрим применение лазеров.

Различные применения лазеров.

1. Применение в физике и химии

Изобретение и последующие разработки лазеров опирались на фундаментальные исследования в области физики и химии.

В физике использование лазеров, с одной стороны, привело к открытию совершенно новых областей исследования, а с другой— в огромной степени способствовало развитию некоторых уже существующих. Следует также признать, что излучения с веществом сами составляют развивающиеся направления исследования в физике. Особенно интересным примером является нелинейная оптика.

В физике и химии важную роль играют измерения характеристик различных сред после того, как они подверглись воздействию коротких световых импульсов. Эти измерения требуют высокого разрешения во времени. Применение лазеров существенно увеличивает возможности таких измерений.

Еще одна область исследований — лазерная спектроскопия, позволяющая проводить спектроскопические измерения с разрешающей способностью, которая на много порядков превышает разрешение, достигаемое с помощью обычных спектроскопических методов.

В химии лазеры применяются как в целях диагностики, так и для получения необратимых химических изменений. Методы резонансного комбинационного рассеяния и когерентного антистоксового рассеяния дают важную информацию о структуре и свойствах многоатомных молекул, концентрации различных молекулярных соединений (исследование процессов сгорания в пламени и плазмы).

Наиболее интересным химическим применением лазера является фотохимия — разделение изотопов.

2. Применение в биологии и медицине

Диагностика

- 1) флуоресценция, вызванная действием сверхкоротких лазерных импульсов в молекулах ДНК, в комплексах пигмент-ДНК и в пигментах, участвующих в фотосинтезе;
- 2) резонансное комбинационное рассеяние для изучения биомолекул;
- 3) фотокорреляционная спектроскопия для получения информации о структуре и степени агрегации различных биомолекул;

Необратимые изменения

В медицине лазеры используются:

- 1) лазерная хирургия;
- 2) в офтальмологии;
- 3) лазерная флуоресцентная бронхоскопия.

3.Обработка материалов

Благодаря высокой интенсивности, достигаемой в фокальном пятне лазерного пучка большой мощности, лазеры нашли многочисленные применения в технологии и при обработке материалов, например при сварке, резке, сверлении, поверхностной обработке и легировании.

4.Оптическая связь

Возможность использования лазерного пучка для связи через атмосферу вызвала сначала очень большой энтузиазм, поскольку лазеры в принципе имеют два важных

преимущества. Во-первых, это широкая полоса частот, а количество информации, передаваемой данной несущей волной, пропорционально ширине ее полосы частот. При переходе от микроволнового к оптическому диапазону частота несущей увеличивается приблизительно в 10^4 раз, что позволяет использовать значительно более широкую полосу частот. Во-вторых, это малая длина волны излучения. Оба этих преимущества сводятся к нулю, поскольку в условиях плохой видимости свет быстро затухает в атмосфере. Поэтому применение лазеров в открытой (без использований волновода) связи ограничилось двумя случаями. Одним из них является осуществление космической связи между двумя спутниками или между спутником и наземной станцией, расположенной в особо благоприятных климатических условиях. Весьма привлекательным в области оптической связи является в настоящее время использование оптических волноводов.

5. Измерения и контроль

Такие свойства лазеров, как направленность, яркость и монохроматичность, сделали их весьма полезными для множества методов измерения и контроля в промышленности при управлении станками и в гражданском строительстве.

Применение:

- 1) Юстировка (в самолетостроении и в гражданском строительстве);
- 2) выравнивание конструкций (в самолетостроении и в гражданском строительстве);
- 3) измерения расстояний;
- 4) для измерения скорости жидкостей и твердых тел;
- 5) измерения концентрации различных загрязнений в атмосфере.

6. Термоядерный синтез

Осуществление термоядерного синтеза и использование его в мирных целях позволят человечеству получить неограниченный источник энергии. Главная проблема при производстве энергии путем термоядерного синтеза заключается в том, чтобы получить и затем удержать плазму, состоящую из тяжелых изотопов водорода. Лазеры позволяют осуществлять инерциальное удержание плазмы, поскольку лазерное излучение может обеспечить быстрый разогрев плазмы. Лазер, с помощью которого можно осуществить управляемый лазерный термоядерный синтез, должен иметь длину волны между 250 и 2000 нм, энергию импульса $(1—3) \cdot 10^6$ Дж, длительность импульса $(5—10) \cdot 10^{-9}$ с и, следовательно, пиковую мощность >200 ТВт.

7. Обработка и запись информации

8. Применения в военных целях

- 1) лазерные дальномеры;
 - 2) лазерные целеуказатели;
- Оружие направляемой энергии.

9. Голография

В научных приложениях используется голографический метод, который позволяет записывать и измерять напряжения и вибрации трехмерных объектов – голографическая интерферометрия (плюс дефектоскопия и составление различных контурных карт различных объектов).

Тема 2. СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

План:

1. Полоса частот лазерного излучения
2. Монохроматичность излучения
3. Когерентность излучения
4. Направленность излучения
5. Длительность действия лазерного излучения

6. Плотность мощности излучения

Лазерное излучение ОКГ отличается от существующих электромагнитных излучений оптического диапазона и имеет некоторые специфические свойства, присущие только ОКГ.

Полоса частот электромагнитных колебаний



1 – субмиллиметровая область, 2 – ИК-излучение, 3 – видимая область, 4 – УФ, 5 – область рентгеновского излучения, 6 – область γ – излучения, 7 – космические лучи.



- лазерное излучение, оно охватывает 1, 2, 3, и 4 области электромагнитного спектра. В остальной части этого диапазона возможность получения генерации лазерного излучения доказана пока лишь теоретически.

Лазерное излучение обладает свойствами как волн, так и частиц.

Основными свойствами лазерного излучения, обеспечивающими самое широкое применение лазеров в различных областях науки и техники, являются: монохроматичность, высокая когерентность, чрезвычайно малая расходимость луча и высокая плотность мощности излучения.

Монохроматичность излучения

ОКГ излучает практически на одной фиксированной длине волны, для лазеров характерен крайне узкий спектр излучения. Однако генерация в них происходит одновременно более чем на одной частоте, вследствие чего получается ряд узких спектральных линий, при этом следует рассматривать ширину полосы частот одной компоненты, обусловленной генерацией данного типа колебаний (модой).

Лазерное излучение не идеально монохроматично, т.е. не имеют равенства:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} \equiv 0, \Delta \omega \equiv 0$$

ω – частота излучения, $\Delta \omega$ – ширина спектра излучения, а лишь квазимонохроматично ($\frac{\Delta \omega}{\omega} \ll 1$).

Предположение об идеальной монохроматичности лазерного излучения является абстракцией, которая может использоваться в качестве модели излучения лишь в ограниченном числе случаев. Реальная ширина спектра излучения $\Delta \omega$ определяется эффективной шириной рабочего перехода в активной среде лазера, свойствами резонатора, длительностью импульса излучения.

Когерентность излучения

Для любой электромагнитной волны можно определить два независимых понятия когерентности, а именно пространственную и временную когерентность.

Идеальные электромагнитные колебания, если бы они были в природе, то представляли собой колебания точно на одной и той же частоте. В реальных условиях любой генератор электромагнитных колебаний (в оптическом диапазоне атом или молекула) испытывают отклонение частоты ν на некоторую величину $\Delta\nu$. Интервал времени, в течение которого это отклонение не сменится другим отклонением частоты, определяется значением $\Delta\tau = 1/\Delta\nu$ и называется временем когерентности. При $\Delta\nu \rightarrow 0$ $\Delta\tau \rightarrow \infty$.

За любой интервал времени, не превышающий $\Delta\tau$, излучение происходит на одной частоте без изменения фазы колебаний. Чем больше величина $\Delta\tau$, тем больше временная когерентность и строже выполняется фазовое соответствие между волнами, излучаемыми в разные моменты времени.

Пространственно когерентными считают источники которые излучают колебания с одинаковыми фазами или с постоянной разностью фаз. Пространственная когерентность определяется корреляцией фаз излучения, выходящего из различных точек излучающего тела. В том случае, когда по всей площади поперечного сечения активной излучающей среды все атомы излучают в одной фазе, то фронт суммарной волны лучистой энергии приближается к фронту плоской волны.

Понятие пространственной когерентности, можно заменить понятием поперечной когерентности, а временная когерентность оказывается пропорциональна пространственной продольной когерентности.

Т.о., если выходное излучение по форме близко к плоской волне, и все волновые фронты плоские и перпендикулярны направлению распространения излучения, то оно является пространственно когерентным. Если же выходное излучение обладает высокой степенью монохроматичности, оно является пространственно-когерентным. Если же выходное излучение обладает высокой степенью монохроматичности, оно является когерентным и во времени, т.к. имеется строгое фазовое соответствие между частью волны, излучаемой в данный момент времени, и волной излучаемой спустя некоторый момент времени.

Благодаря свойству пространственной когерентности лазерного излучения возможно создать высокоэффективные мощные лазерные устройства с огромной выходной мощностью излучения.

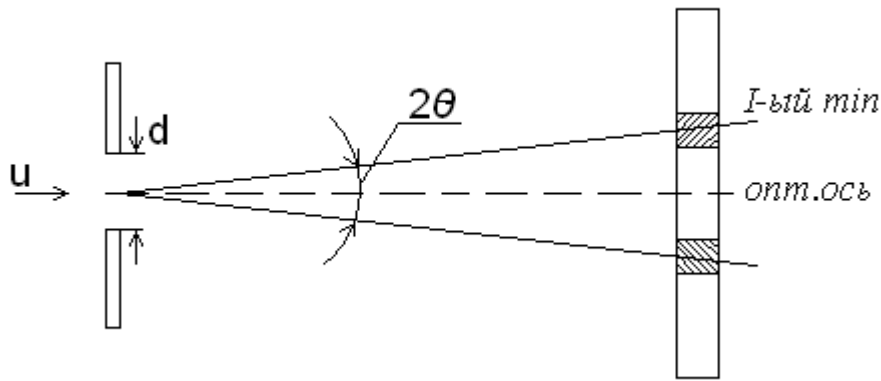
Направленность излучения

Важным свойством лазерного излучения является его направленность, характеризуемая расходимостью излучения. Под расходимостью пучка излучения понимают плоский или телесный угол при вершине конуса, внутри которого распространяется заданная доля энергии или мощности пучка излучения.

Лазеры обладают острой направленностью излучения, а обычные излучатели света имеют слабую направленность.

Высокая направленность излучения лазера достигается за счет самой природы лазерного излучения – его когерентности. Следует также отметить, что угловая расходимость лазерного излучения практически не зависит от размеров излучающего тела. Она ограничивается лишь явлением дифракции когерентных волн на выходном отверстии лазера.

Схематическое изображение хода лучей



Угол расходимости – угол между оптической осью излучения и направлением на I – ый min.

$$\theta = \frac{1,22 \cdot \lambda}{d}$$

λ – длина волны излучения; d – диаметр излучающей поверхности.

Из формулы видно, что чем короче длина волны излучения и чем больше диаметр излучающей поверхности, тем меньшей угловой расходимостью обладает излучение.

Длительность действия лазерного излучения

Длительность определяется конструкцией лазера. Можно выделить следующие типичные режимы распределения излучения во времени:

- непрерывный режим;
- импульсный режим, длительность импульса определяется при этом длительностью вспышки лампы накачки, типичная длительность $\Delta\tau_{\text{л}} \sim 10^{-3}$ с;
- режим модуляции добротности резонатора (длительность импульса излучения определяется превышением накачки над порогом генерации и скоростью и скоростью включения добротности, типичная длительность лежит в интервале $10^{-9} - 10^{-8}$ с, это так называемый наносекундный диапазон длительностей излучения);
- режим синхронизации и продольных мод в резонаторе (длительность импульса излучения $\Delta\tau_{\text{л}} \sim 10^{-11}$ с – пикосекундный диапазон длительностей излучения);
- различные режимы принудительного укорочения импульсов излучения ($\Delta\tau_{\text{л}} \sim 10^{-12}$ с).

Плотность мощности излучения

Лазерное излучение может быть сконцентрировано в узконаправленном луче с большой плотностью мощности.

Плотность P_s мощности излучения определяется отношением мощности излучения, проходящего через сечение лазерного пучка, к площади сечения и имеет размерность $\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}$.

Соответственно плотность W_s энергии излучения определяется отношением энергии, проходящей через сечение лазерного пучка, к площади сечения и имеет размерность $\text{Дж}\cdot\text{см}^{-2}$.

Плотность мощности в луче лазера достигает больших величин вследствие сложения энергии огромного множества когерентных излучений отдельных атомов, приходящих в выбранную точку пространства в одинаковой фазе.

Когерентное излучение лазера с помощью оптической системы линз можно сфокусировать на малую, сравнимую с длиной волны площадку на поверхности объекта.

Плотность мощности лазерного излучения на этой площадке достигает огромной величины. В центре площадки плотность мощности:

$$P_s = \frac{P \cdot D}{\lambda^2 \cdot f^2}$$

где P – выходная мощность лазерного излучения;

D – диаметр объектива оптической системы;

λ – длина волны;

f – фокусное расстояние оптической системы.

Излучение лазера с огромной плотностью мощности, воздействуя на различные материалы, разрушает и даже испаряет их в области падающего сфокусированного излучения. Одновременно в области падения лазерного излучения на поверхность материала на нем создается световое давление в сотни тысяч мегапаскалей.

В итоге рассмотрения свойств лазерного излучения отметим, что фокусируя излучение ОКГ до пятна, диаметр которого приблизительно равен длине волны излучения, можно получить световое давление в 10^6 МПа, а так же огромные плотности мощности излучения, достигающие величин 10^{14} - 10^{16} Втсм⁻², при этом возникают температуры до нескольких миллионов кельвин.

Тема 3. МАТЕРИАЛЫ, ПРИМЕНЯЕМЫ В ЛАЗЕРАХ

План:

1. Активные вещества твердотельных лазеров
2. Активные вещества жидкостных лазеров
3. Активные вещества полупроводниковых лазеров
4. Активные вещества газовых лазеров

Активные вещества твердотельных лазеров.

Активные твердые вещества могут иметь кристаллическое или аморфное строение. Активный кристалл состоит из основы (матрицы) и примеси замещения.. Атомы активатора должны быть равномерно распределены в узлах решетки, замещая атомы матрицы. Равенство атомных радиусов примеси и матрицы является важным условием. В качестве примеси используют атомы актиноидов, редкоземельных элементов и переходных металлов. У атомов этих элементов излучательные переходы происходят между энергетическими уровнями электронов, расположенных на незастроенных внутренних электронных оболочках.

Основные требования к матрице:

- минимальные потери энергии, обусловленные собственным и примесным поглощением на частотах накачки и генерации;
- высокая теплопроводность;
- отсутствие неоднородностей и механических локальных напряжений;
- максимальная прочность, термическая и химическая стойкость;
- устойчивость к ультрафиолетовому облучению со стороны лампы накачки.

Основные требования к активатору:

- структура спектра должна отвечать требованиям трех- или четырехуровневой системы, побочные линии поглощения должны отсутствовать;
- метастабильный уровень должен обладать максимальным временем жизни и узкой линией люминесценции, не более нескольких сантиметров в минус первой степени;
- полоса поглощения должна быть по возможности широкой;
- частота поглощения накачки не должна значительно превышать частоту полезного излучения.

Кристаллические активные вещества

Кристаллические активные вещества твердотельных лазеров можно классифицировать по их кристаллохимическим свойствам.

Кислородные соединения. В эту группу входят окислы элементов III группы таблицы Менделеева, вещества на основе кислородных соединений элементов IV, V и VI групп, а также некоторые другие, например SiO_2 (кварц), ZnO и MgO .

Окислы элементов III группы.

Рубин — $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (Cr^{3+}) — кристаллическая матрица α -корунда ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$), часть узлов которой замещена ионами хрома (Cr^{3+}). Радиусы ионов хрома и ионов алюминия близки по величине, что обуславливает относительно небольшие искажения решетки при замещении атома матрицы атомом примеси.

Окислы редкоземельных элементов.

Практическое применение получили окислы лантана с примесью неодима La_2O_3 (Nd^{3+}), гадолиния с примесью неодима — Gd_2O_3 (Nd^{3+}), эрбия — Er_2O_3 (Ho^{3+} , Tt^{3+}). Окись иттрия — Y_2O_3 , (Nd^{3+} , Eu^{3+}).

Материалы на основе кислородных соединений элементов V группы.

К этой группе относятся *ванадаты* с матрицами Ca_2VO_4 , YVO_4 , GdVO_4 , LaVO_4 , $\text{Th}_2\text{Ln}(\text{VO}_4)_3$ и примесями Nd , Eu , Tb , Dy , Er и др., *ниобаты* и *фосфаты*. Ниобаты кальция $\text{Ca}(\text{NbO}_3)_2 \times (\text{Nd}^{3+}, \text{Ho}^{3+}, \text{Pr}^{3+}, \text{Er}^{3+}, \text{Tt}^{3+})$ и лития LiNbO_3 (Nd^{3+}) обладают хорошими характеристиками вынужденного излучения в диапазоне волн 1,04...2,047 мкм. Ниобаты переходных металлов и двойные ниобаты (типа $\text{Ba}_2\text{NaNb}_3\text{O}_{15}$) широко используются в качестве неактивных материалов для модуляции и умножения частоты, так как они обладают хорошими электрооптическими нелинейными свойствами.

Материалы на основе кислородных соединений элементов VI группы. К этой группе материалов относятся *вольфраматы* и *молибдаты*. Вольфраматы имеют матрицы CaWO_4 , SrWO_4 и $\text{Na}_{0,5}\text{Cd}_{0,5}\text{WO}_4$. Они легированы соответственно элементами Nd^{3+} , Pr^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} , Dy^{3+} ; Nd^{3+} и Nd^{3+} . Наиболее широко применяется вольфрамат на основе CaWO_4 , так как он имеет малый порог возбуждения и дает возможность осуществлять непрерывную генерацию при 300 К. Молибдаты имеют матрицы CaMoO_4 , SrMoO_4 , GdMoO_4 , PbMoO_4 , NaLaMoO_4 , $\text{NaNd}(\text{MoO}_4)_2$ и $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$. Все они легируются неодимом, так что полная химическая структура кристаллов имеет следующий вид: GdMoO_4 (Nd^{3+}), PbMoO_4 (Nd^{3+}) и т. д. Наибольшее применение нашли кристаллы CaMoO_4 (Nd^{3+}) и SrMoO_4 (Nd^{3+}). Молибдаты обладают хорошей теплопроводностью. Уровень легирования неодимом составляет 1...1,5%. Длина волны излучения у молибдата кальция — 1,067 мкм, у молибдата стронция — 1,0645 мкм (при 300 К).

Фтористые соединения. В качестве матриц используются фториды щелочноземельных металлов (CaF_2 , SrF_2 , MgF_2 , BaF_2 , а в качестве активаторов — ионы урана (U^{3+}), некоторые лантаниды, например Sm^{2+} , Dy^{2+} , Tm^{2+} , и некоторые, другие элементы, например Nd^{3+} , Ni^{2+} , Co^{2+} .

Фтористый кальций, легированный двухвалентными ионами лантанидов, имеет широкие и интенсивные полосы поглощения в видимой и ближней инфракрасных областях спектра, что обеспечивает эффективную накачку. Генерация обусловлена квантовыми переходами между уровнями оболочки 4f, что даст стабильную и узкую линию люминесценции.

Аморфные активные вещества

К твердым телам аморфного строения относится стекло, поскольку взаимное расположение атомов (ионов) в стекле характеризуется ближним порядком, тогда как дальний порядок отсутствует. Стеклами называют неорганические термопластические материалы на основе ковалентно связанной сетки полиэдров анионов $(\text{SiO}_4)^4$, $(\text{BO}_3)^4$, $(\text{BO}_3)^3$, $(\text{PO}_4)^3$. Компонентами стекла являются кварцевый песок, сода, поташ, известняк, доломит, бура и окислы различных металлов (свинца, цинка, алюминия, бария, титана).

Стекла классифицируют по основе (стеклообразующему аниону) и по содержанию окислов — модификаторов. Если основой является кварц (SiO_2), стекло называется силикатным, если бура — боратным, окись свинца — свинцовым, фторид бериллия — фторбериллатным. Стекла с большим содержанием окислов щелочных металлов называются щелочными, а при очень малом их содержании — бесщелочными. Последние широко используются в лазерах.

Активные вещества жидкостных лазеров

Жидкие активные вещества имеют ряд преимуществ по сравнению с твердыми. Жидкость можно сделать совершенно однородной в большом объеме, что позволяет существенно увеличивать предельный уровень энергии излучения. Осуществив циркуляцию жидкости в кювете, можно улучшить отвод тепла. Жидкости обладают постоянными оптическими характеристиками, кроме того, они изотропны. В случае необходимости отработанный объем жидкости легко заменить свежим. Кроме того, жидкие активные вещества дешевы. Важным преимуществом жидкостных лазеров является непрерывная перестройка частоты излучения в относительно широком диапазоне.

Жидкие активные среды подразделяются на три группы: растворы дикстонатов редкоземельных элементов в органических растворителях; растворы органических красителей; растворы неорганических соединений редкоземельных элементов. Наибольший эффект при работе в лазерах дают растворы органических красителей, особенно раствор родамина (6G) в этиловом спирте. Родамин относится к группе так называемых ксантеновых красителей.

Активные вещества полупроводниковых лазеров

Принцип действия полупроводниковых лазеров основан на явлении излучательной рекомбинации подвижных носителей заряда — электронов и дырок. В полупроводнике должна быть создана большая концентрация электронов (дырок), находящихся в неравновесном состоянии. Генерация, т. е. создание электронно-дырочных пар в собственном полупроводнике либо электронов (дырок) в примесном за счет тепловой энергии, обуславливает равновесную их концентрацию. Наибольшее применение получили инжекционные лазеры, основными достоинствами которых являются прямое превращение электрической энергии в энергию света, возможность модуляции излучения путем изменения тока накачки, малые размеры.

Наиболее широкое применение получил арсенид галлия. Наиболее эффективными донорами являются селен и теллур, а акцепторами — цинк и кадмий. При концентрации донорной примеси, превышающей 10^{17} см^{-3} примесная зона смыкается с дном зоны проводимости. При концентрации меньшей 10^{15} см^{-3} примесная зона вырождается в примесный уровень, отделенный от дна зоны проводимости энергетической щелью шириной 0,008 эВ.

С целью уменьшения длины волны излучения необходимо создать p — n -структуру с более широкой запрещенной зоной. Это достигается в гетероструктурах типа GaAs — $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ или GaAs — $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$.

Активные вещества газовых лазеров

Активным веществом может быть газ нейтральных атомов, газ ионов и газ молекул. В процессе накачки инверсия населенности образуется вследствие столкновений, диссоциации молекул из преддиссоциативных состояний, оптического

возбуждения, фотодиссоциации, химической реакции, а также за счет различия во времени релаксации колебательных, и вращательных состояний молекул.

В атомных газоразрядных лазерах используются соударения I рода (упругие соударения) электронов с атомами газа (Ne, Ar, Cr, Xe) и с атомами в парах металлов (Cu, Pb, Mn). Кроме того, используются соударения II рода в процессе передачи энергии от атома одного элемента (например, He) атому другого (например, Ne), причем атомы находятся в возбужденном состоянии. Важным условием при этом является равенство энергий метастабильного уровня атома активатора и возбужденного уровня атома, разряжающегося с излучением. По такой схеме накачки работают гелий-неоновые лазеры, работающие в непрерывном режиме. Соотношение гелия и неона находится в пределах от 7 : 1 до 5 : 1.

Представителем лазеров с ионной активной газовой средой является аргонный лазер. Ионизация атомов Ar происходит в дуговом разряде, при давлении 400... 550 Па. В лазерах, работающих на молекулярном газе, излучение обусловлено квантовыми переходами между электронными, колебательными и вращательными уровнями. Используются молекулы N_2 , O_2 , H_2 , CO, CO_2 и др. При использовании переходов между колебательными и вращательными уровнями излучение происходит в инфракрасной области спектра. Поскольку энергия вращения в сотни и тысячи раз меньше по сравнению с энергией колебаний, спектр определяется характером колебаний атомов в молекуле.

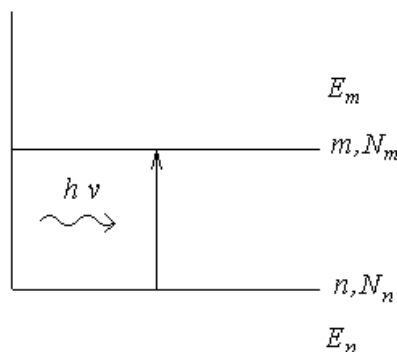
Тема 4. СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ПОГЛОЩЕНИЕ.

План:

1. Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом
2. Коэффициенты Эйнштейна. Спонтанное и вынужденное излучение.

Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом

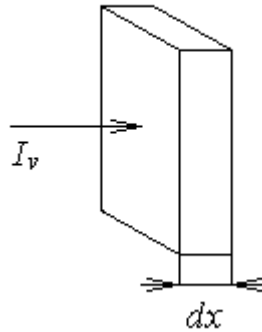
Рассмотрим однородную систему. Пусть она характеризуется только двумя состояниями n – нижнее состояние с энергией E_n , m – верхнее состояние с энергией E_m .



Пусть на уровне n находится N_n – частиц, а на m – N_m .
 $E_m > E_n$.

На среду падает излучение с частотой $\nu_{mn} = (E_m - E_n) / h$ и I_ν – мощность излучения. По мере прохождения через вещество эта интенсивность будет изменяться

(ослабляется). Возьмем единичную площадку этого вещества. Обозначим ослабление $-dI_v$. Знак минус так как мощность уходит в тепло. Тогда в веществе остается $(I_v - dI_v)$.



Введем характеристику среды α_v - коэффициент поглощения среды. Тогда можно определить энергии. Поглощенную веществом:

$-dI_v \sim I_v \cdot dx$, следовательно $-dI_v = \alpha_v \cdot I_v \cdot dx$, отсюда

$I_v = I_{v_0} \cdot e^{-\alpha_v \cdot x}$ - закон Бугера_Ламбэрта-Берра.

Где I_{v_0} - начальная интенсивность.

Физический смысл коэффициента α_v :

из закона выражаем: $\alpha_v = -\frac{dI_v}{I_v} \cdot \frac{1}{x}$

$-\frac{dI_v}{I_v}$ - характеризует относительное изменение интенсивности излучения падающего на площадку.

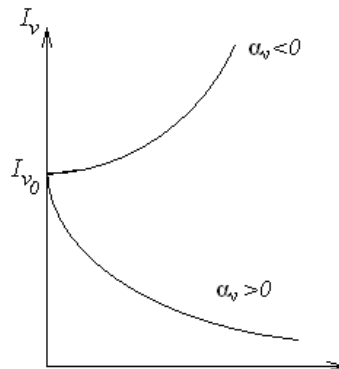
Коэффициент поглощения должен быть универсальным, поэтому выбираем единичную площадку. Следовательно, α_v показывает, какая доля энергии поглощается в единичном объеме.

Число атомов в единице объема, находящихся на данном энергетическом уровне, называется населенностью данного уровня. Каждый уровень кроме населенности характеризуется статистическим весом g (вырождение уровня).

В естественных условиях (т/д равновесия) с возрастанием номера уровня населенность уровня изменяется, поэтому выполняется неравенство:

$$\frac{N_n}{N_m} > \frac{g_n}{g_m} \text{ или } g_m N_n > g_n N_m.$$

В такой среде $\alpha_v > 0$, следовательно излучение проходя сквозь среду уменьшает свою интенсивность.



Если каким-то образом изменить распределение частиц по уровням так чтобы выполнялось условия: $g_m N_n < g_n N_m$, в таком случае α_ν будет < 0 , а значит излучение проходя сквозь среду будет усиливаться. Т.е. среда становится усилителем электромагнитного излучения. В такой среде индуцированное излучение преобладает над поглощением (населенность N_m всегда больше N_n). Такая ситуация называется инверсия населенности. А среда в которой наблюдается инверсия населенности называется оптически активной средой и средой с отрицательной температурой.

На ряду с вынужденными переходами существуют и спонтанный переход, является квантовым.

Вероятность поглощения W_{12} определяется уравнением: $\frac{dN_n}{dt} = -W_{nm} N_n$.

N_n – число атомов в единице объема, которые в данный момент времени находятся на уровне n .

Или $W_{nm} = \sigma_{nm} F$

σ_{nm} – сечение поглощения (некая характерная площадь, зависящая только от конкретного перехода);

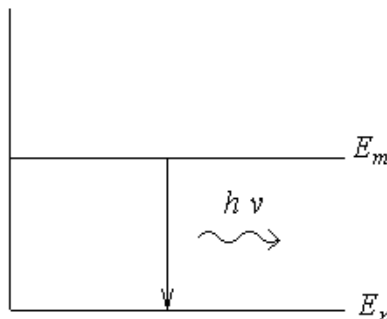
F – плотность потока фотонов в падающей волне.

Спонтанное и вынужденное излучение

1-ый тип спонтанный.

Пусть атом или молекула находятся в возбужденном состоянии на уровне m и обладает энергией E_m , такое возбужденное состояние не устойчивое.

Спустя некоторое время частица самостоятельно переходит в нижнее не возбужденное состояние n , при этом излучается квант энергии: $h\nu = E_m - E_n$.



Такой переход называется самопроизвольный (спонтанный). Этот переход случайный, следовательно, случайной будет и фаза перехода, а значит случайными будут направление излучения и расположение плоскости поляризации. Т.е. спонтанный переход – это излучение некогерентное и неполяризованное.

Излучение числа возбужденных атомов при спонтанном переходе подчиняется экспоненциальному закону:

$$N_m = N_n e^{-\frac{t}{\tau_{mn}}}$$

τ_{mn} – оптическое время жизни уровня m по отношению к переходу с m на n .

τ_{mn} связано с величиной $A_{mn} = \frac{1}{\tau_{mn}}$ – определяет среднее число квантов испускаемых при переходе с m уровня на n в расчете на одну частицу за единицу времени.

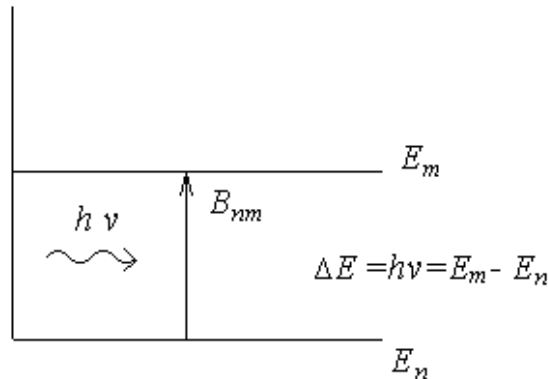
Величина A_{mn} – называется вероятностью спонтанного излучения.

Число фотонов в спонтанном излучении: $Z_{mn}^c = A_{mn} \cdot N_m$.

Величина вероятности спонтанного перехода не зависит от плотности энергии падающей на вещество или вещества.

2-ой тип – вынужденные переходы

Атом находится на нижнем уровне n , на него падает внешнее излучение в результате чего атом совершает переход на высший уровень, поглощая квант энергии – этот процесс называется вынужденным поглощением.



Все вынужденные процессы зависят от мощности внешнего излучения. В качестве накачки может выступать свет. Вводим характеристику внешнего излучения ρ – плотность энергии внешнего излучения, т.е. величина световой энергии в единице объема.

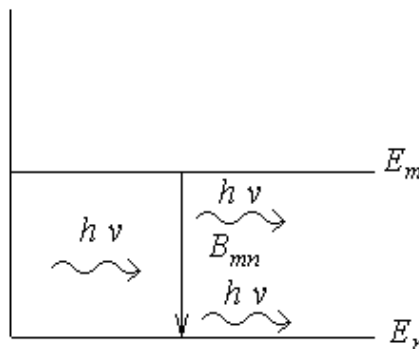
Тогда количество поглощенных квантов:

$$Z_{nm}^{\hat{a}} = B_{nm} \rho N_n - \text{число переходов под действием внешнего излучения.}$$

B_{nm} – постоянная перехода с уровня n на m под действием внешнего излучения.

Если атом находится на высшем уровне m и на систему падает внешнее излучение, частотой ν , то под действием излучения атом переходит на нижний уровень n , излучая квант энергии $\Delta E = E_m - E_n$.

Число квантов излученных под действием излучения: $Z_{mn}^{\hat{a}} = B_{mn} \rho N_m$



Излученный фотон идентичен фотону падающему на этот атом, говорят что вторичный фотон является точной копией первичного, поэтому эти фотоны когерентны.

Коэффициенты A_{mn} , B_{nm} , B_{mn} – называются коэффициентами Эйнштейна.

Эти коэффициенты используются в теории теплового излучения, для объяснения модели абсолютно черного тела. Тепловое излучение является равновесным. Для него характерен принцип детального равновесия – это закон сохранения по количеству переходов.

$$Z_{mn}^C + Z_{mn}^{\hat{a}} = Z_{nm}^{\hat{a}} - \text{принцип детального равновесия.}$$

$$A_{mn} N_m + B_{mn} N_m \rho = B_{nm} N_n \rho \quad \text{отсюда} \quad \rho = \frac{A_{mn} N_m}{B_{nm} N_n - B_{mn} N_m}$$

В случае термодинамического равновесия частиц по различным состояниям определяется законом Больцмана.

В общем случае распределение Больцмана:

$$N_n = N_0 e^{-E_n/kT}$$

$$N_m = N_0 e^{-E_m/kT}, N_0 - \text{основной уровень.}$$

$$\frac{N_m}{N_n} = e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \text{ следовательно}$$

$$\rho = \frac{A_{mn} N_n e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{B_{nm} N_n - B_{mn} N_n e^{-\frac{h\nu}{kT}}} = \frac{A_{mn} e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{B_{nm} - B_{mn} e^{-\frac{h\nu}{kT}}}$$

Определим диапазон применимости.

При $T \rightarrow \infty$ $A_{mn} = 0$, т.е. в среде будут только индуцированные переходы и будет действовать принцип детального равновесия. Следовательно, $B_{nm} = B_{mn}$.

Но так как все уровни имеют статистический вес, то: $g_n B_{nm} = g_m B_{mn}$.

В обычных условиях населенность уровня m всегда меньше населенности уровня n ($n > m$), поэтому проходя через среду излучение ослабляется. Если на уровне m будет больше чем n , то при прохождении через эту среду излучение усиливается: $g_m N_n < g_n N_m$.

Тема 5. ПРОЦЕССЫ НАКАЧКИ

План:

1. Оптическая накачка
2. Электрическая накачка.

Процессы, которые переводят атомы с уровня 1 на уровень 3 (для трехуровневого лазера) или с уровня 0 на уровень 3 (для четырехуровневого) называются процессами накачки.

Обычно накачка осуществляется следующими двумя способами: оптическим или электрическим.

При *оптической накачке* излучение мощного источника света поглощается активной средой и таким образом переводит атомы активной среды на верхний уровень. Этот способ накачки особенно подходит для твердотельных или жидкостных лазеров.

Электрическая накачка осуществляется посредством достаточно интенсивного электрического разряда и особенно пригодна для газовых и полупроводниковых лазеров.

Если верхний уровень накачки пуст, то скорость, с которой верхний лазерный уровень 2 станет заселяться с помощью накачки $\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_P$, в общем случае можно записать:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_P = W_P N_g$$

N_g – населенность основного уровня;

W_P – коэффициент, который называется скоростью накачки.

Для того чтобы достигнуть пороговых условий, скорость накачки должна превысить некоторое пороговое или критическое значение, которое обозначается как $W_{кр}$.

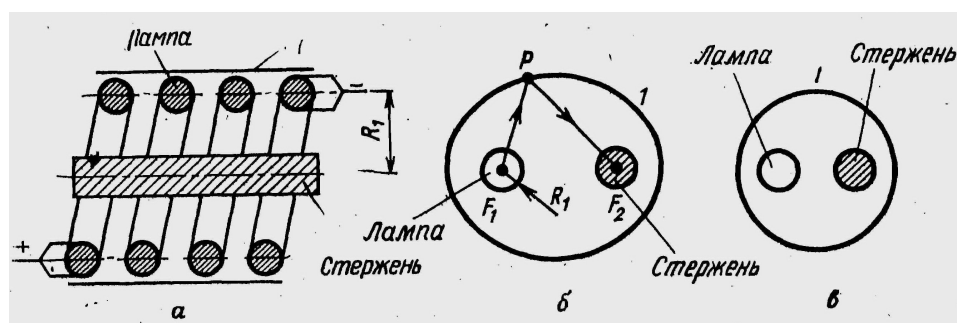
Оптическая накачка

На рисунке представлена общая схема системы оптической накачки. Свет от мощной некогерентной лампы с помощью оптической системы фокусируется и попадает в активную среду.



- 1) импульсные лазеры – ксеноновые или криптоновые импульсные лампы высокого давления (450-1500 мм.рт.ст.);
- 2) непрерывные лазеры – криптоновые лампы высокого давления (4000-8000 мм.рт.ст.) или вольфрам-иодные лампы.

Наиболее широко используемые системы оптической накачки.



а) лампа (обычно импульсная) имеет форму спирали; при этом свет попадает в активную среду либо непосредственно, либо после отражения от зеркальной цилиндрической поверхности 1. Такая конфигурация ламп накачки использовалась при создании первого рубинового лазера и до сих пор широко применяется в импульсных лазерах.

б) лампа имеет форму цилиндра (линейная лампа), радиус и длина которого совпадают с соответствующими размерами активной среды.

Лампа помещается вдоль одной из фокальных осей F_1 зеркально отражающего эллиптического цилиндра (1). Лазерный стержень располагают вдоль другой фокальной оси F_2 .

Хорошо известное свойство эллипса состоит в том, что луч F_1P , выходящий из первого фокуса проходит после отражения от эллиптической поверхности через второй фокус F_2 . Это означает, что большая часть света, излучаемого лампой, вследствие отражения от эллиптического цилиндра попадает в лазерный стержень.

в) лампа с плотной упаковкой. Лазерный стержень и лампа (линейная) располагаются так близко друг к другу, насколько это возможно, и окружаются цилиндрическим отражателем (1) с минимально возможным диаметром.

Эффективность конфигурации с плотной упаковкой обычно ненамного ниже, чем в случае эллиптического цилиндра.

Иногда вместо зеркально отражающих рефлекторов, применяют цилиндры, изготовленные из диффузно отражающих материалов (MgO или $BaSO_4$, белая керамика).

Хотя диффузные поверхности несколько снижают эффективность передачи накачки, они обладают определенным преимуществом, а именно обеспечивают более однородную накачку активной среды. Находят также применение сложные типы осветителей. Однако, они дают более низкий КПД, чем соответствующие более простые конфигурации.

Общий КПД накачки определяют следующие три вклада:

- 1) Эффективность передачи η_t , которая представляет собой отношение мощности накачки, действительно поступающей в лазерный стержень, к мощности, излучаемой лампой.
- 2) Излучательная эффективность лампы η_l , определяющая эффективность преобразования электрической энергии в оптическое излучение в диапазоне длин волн λ_1 - λ_2 , в котором находятся эффективные полосы накачки лазерной среды.
- 3) Квантовый выход накачки η_q . Эта величина учитывает то, что не все атомы, возбужденные светом накачки, попадают на верхний лазерный уровень. Некоторые из этих атомов могут в действительности из полосы накачки перейти непосредственно в основное состояние или, возможно, попасть на какие-то другие уровни, которые в данной схеме не используются. Квантовый выход накачки $\eta_q(\lambda)$ определяется как отношение числа атомов, которые попадают на верхний лазерный уровень, к числу атомов, которые возбуждаются в полосе накачки при накачке монохроматическим светом с длиной волны λ .

Скорость накачки

Скорость, с которой в процессе накачки заселяется верхний уровень:

$$\frac{dN_2}{dt} = \int \eta_q \frac{1}{h\omega} \cdot \frac{dP_\lambda}{dV} d\lambda = 4\eta_t N_g \int \frac{\eta_q \sigma f_1}{h\omega} I_\lambda d\lambda$$

$$W_p = 4\eta_t \int \frac{\eta_q \sigma f_1}{h\omega} I_\lambda d\lambda \quad \text{или} \quad W_p = 4\eta_t \eta_l \frac{P}{2\pi Rl} \int \frac{\eta_q \sigma f_1}{h\omega} g_\lambda d\lambda$$

g_λ - нормированное спектральное распределение интенсивности, т.е. $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} g_\lambda d\lambda = 1$.

Скорость накачки зависит от свойств активной среды (квантового выхода $\eta_q(\lambda)$ и сечения поглощения $\sigma(\lambda)$ полос накачки) и от спектрального состава излучения лампы (I_λ или g_λ). Поскольку $f_1 = f_1(dR, r/R)$, величина W_p должна также зависеть от концентрации активных ионов в среде, радиуса R стержня и нормированной радиальной координаты r/R . Следовательно, для вычисления W_p должны быть известны все эти величины.

Электрическая накачка

Как говорилось ранее, этот тип накачки используется в газовых и полупроводниковых лазерах.

Электрическая накачка газа осуществляется с помощью одного из следующих двух процессов.

1) Электронный удар.

В газе, состоящем только из одного сорта частиц:



Электронные удары включают как упругие, так и неупругие столкновения. При неупругом столкновении атом может либо возбуждаться и перейти на более высокий уровень, либо стать ионизованным.

Столкновения, приводящие к возбуждению электронным ударом, определяют только некоторую часть этого полного сечения.

Скорость заселения верхнего состояния благодаря процессу накачки:

$$(dN_2/dt)_p = \sigma_{e2} N_g F_e = N_g N_e v \sigma_{e2}$$

где v — скорость электрона, N_e — плотность электронов.

σ_{e2} зависит от энергии электронного пучка.

Различают три основных типа электронного удара, которым соответствуют следующие переходы:

1) оптически, разрешенные переходы,

$$\sigma_e \sim |\mu|^2 g(E)$$

$|\mu|^2$ - матричный элемент, который входит в сечение поглощения фотона.

$g(E)$ – величина зависящая от энергии электрона.

Величина $g(E)$ оказывается относительно медленно меняющейся функцией энергии E .

2) оптически запрещенные переходы без изменения мультиплетности:

$$\sigma_e \sim |\mu|^2 g(E)$$

Однако $|\mu|^2$ задается другим выражением, кривая же $g(E)$ теперь спадает несколько быстрее, чем в предыдущем случае, а именно по закону E^{-1} , а не $E^{-1} \ln E$. максимальное значение сечения σ обычно порядка 10^{-19} см², а ширина соответствующей кривой только в 3-4 раза больше пороговой энергии $E_{пор}$.

3) переходы с изменением мультиплетности:

Переход происходит с изменением спина, однако сохраняется суммарный спин, т. е. спин атома + спин падающего электрона. Таким образом, переходы могут происходить посредством электронных *обменных* столкновений, в которых падающий электрон заменяет электрон атома, совершающего переход, и этот электрон в свою очередь испускается.

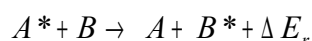
Скорость накачки:

$$W_p = N_e \langle v \sigma \rangle$$

Проведенные выше рассуждения являются довольно грубым, поскольку они основаны на предположении о максвелловском распределении энергии, что в действительности не подтверждается экспериментом. Однако в газовых лазерах на нейтральных атомах и ионах отступление от максвелловского распределения не слишком велико, поэтому его часто используют при расчетах.

2) В газе состоящем из двух компонентов A и B , возбуждение атомов может осуществляться при столкновении атомов одного сорта друг с другом так и при столкновении атомов различных компонентов благодаря процессу резонансной передачи энергии.

Если атомы сорта A находятся в возбужденном состоянии, а атомы B – в основном. Так же будем считать, что разность энергий ΔE_r между этими двумя состояниями меньше, чем kT . Тогда существует заметная вероятность того, что после столкновения атомы A окажутся в основном состоянии, а атомы B – в возбужденном. Следовательно, этот процесс запишется:



Этот процесс накачки атомов B является особенно эффективным, если заранее верхнее состояние атомов A является метастабильным. В этом случае, как только при возбуждении электронным ударом атомы A перейдут на свой верхний уровень, они и будут оставаться на нем в течении довольно длительного времени, образуя тем самым резервуар энергии для возбуждения атомов сорта B . Процесс такого типа называется **столкновением второго рода**.

В этом случае явление возбуждения можно записать:

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{AB} = N_A N_B v \sigma_{AB}$$

N_A — населенность верхнего состояния атомов A ,
 N_B — населенность нижнего состояния атомов B
 v — относительная скорость двух атомов.

Зависимость сечения σ_{AB} от разности энергий ΔE между двумя уровнями требует некоторых замечаний. Поскольку мы имеем дело с резонансным процессом, можно ожидать, что $\sigma_{AB}(\Delta E)$ представляет собой функцию с острым максимумом, который, очевидно, соответствует $\Delta E = 0$. В этом процессе возбуждения в действительности происходит следующий физический процесс: когда атом A приближается к атому B , последний будет находиться в потенциальном поле либо сил притяжения, либо сил отталкивания.

Таки образом около резонансные столкновения обеспечивают очень удобный метод селективного заселения данного перехода.

Так как сечение σ_{AB} может достигать значения порядка 10^{-14} см^2 , т.к. $\Delta E_r > \Delta E$.

Тема 6. ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

План:

1. Введение
2. Плоскопараллельный резонатор
3. Конфокальный резонатор
4. Обобщенный сферический резонатор
5. Неустойчивые резонаторы.
6. Матрицы передачи
7. Основные функции резонатора. Принцип положительной обратной связи.
8. Добротность резонатора. Лазерные пучки.

Под оптическими резонаторами понимают замкнутую полость, состоящую из отражающих поверхностей и содержащую внутри себя однородную, изотропную и пассивную диэлектрическую среду.

Мода резонатора - стационарная конфигурация электромагнитного поля, которая удовлетворяет как уравнениям Максвелла, так и граничным условиям. При этом электрическое поле такой конфигурации можно записать в виде:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \vec{u}(\vec{r}) \exp(i\omega t) \quad (4.1)$$

где $\omega/2\pi$ — частота моды.

Лазерные резонаторы характеризуются следующими двумя главными особенностями:

- 1) они, как правило, бывают открытыми, т. е. не имеют боковой поверхности,
- 2) их размеры намного превышают длину волны лазерной генерации.

Данные особенности оказывают значительное влияние на его характеристики.

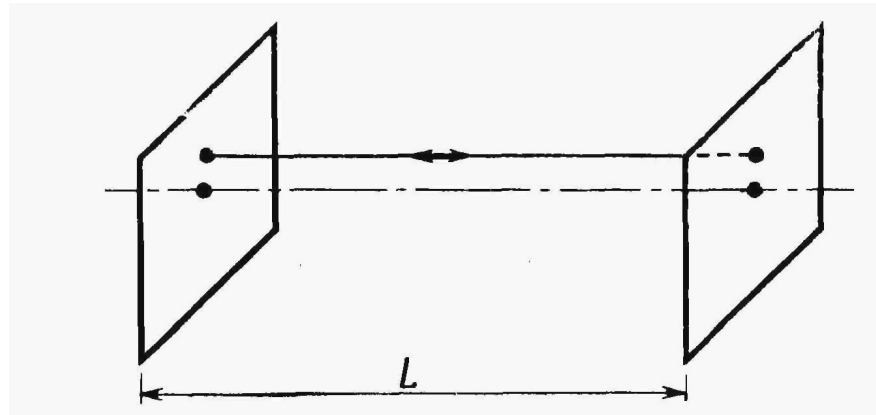
Если резонатор будет открытым, то это означает существование неизбежных потерь для любой моды резонатора. Эти потери, связанные с дифракцией электромагнитного поля, которая приводит к тому, что часть энергии покидает резонатор, называются *дифракционными*. Таким образом, строго говоря, определение моды в смысле (4.1) нельзя применить к открытому оптическому резонатору, и в таком резонаторе не существует истинных мод (т. е. стационарных конфигураций).

В открытом резонаторе лишь очень немногие моды, соответствующие суперпозиции волн, распространяющихся почти параллельно оси резонатора, будут иметь достаточно низкие потери, чтобы стала возможной генерация. Все остальные моды резонатора соответствуют волнам, которые после одного прохода резонатора почти

полностью затухают. Это главная причина, почему в лазерах применяется открытый резонатор.

Из различных возможных типов резонаторов обратим особое внимание на следующие:

Плоскопараллельный резонатор (или резонатор Фабри—Перо).



Этот резонатор состоит из двух плоских зеркал, расположенных параллельно друг другу. В первом приближении моды такого резонатора можно представить себе как суперпозицию двух плоских электромагнитных волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль оси резонатора.

Резонансные частоты определяются следующим образом:

$$\nu = n\{c/2L\} \quad (1)$$

а) Приближенная теория Шавлова и Таунса для определения резонансной частоты.

Первое упоминание об изучении плоскопараллельного резонатора появилось в классической работе Шавлова и Таунса. Они рассмотрели распространение электромагнитных волн в открытом резонаторе используя аналогию с закрытым прямоугольным резонатором.

Кроме того, Шавлов и Таунс предположили (что является довольно хорошим приближением), что моды открытого резонатора описываются теми модами прямоугольного резонатора, для которых $(l, m) \ll n$ (открытый резонатор получается из прямоугольного путем удаления боковых поверхностей).

Оправданием такого предположения служит тот факт, что моды этого резонатора можно представить в виде суперпозиции плоских волн, распространяющихся под очень малыми углами к оси z . Следовательно, отсутствие боковой поверхности существенно не изменит эти моды. С другой стороны, на те моды, для которых значения l и m не малы по сравнению с n , отсутствие боковой поверхности окажет сильное влияние. Однако после удаления боковых сторон резонатора дифракционные потери для этих мод становятся столь большими, что их не имеет смысла в дальнейшем рассматривать.

Предполагая, что $(l, m) \ll n$, резонансные частоты плоскопараллельного резонатора:

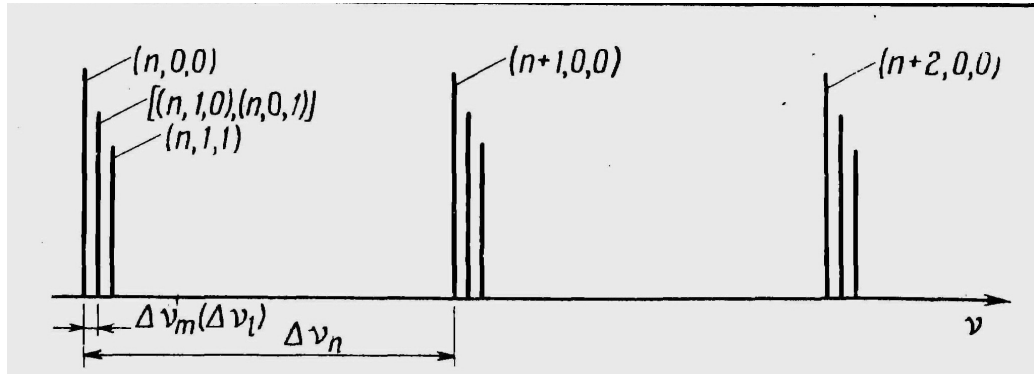
$$\nu \approx \frac{c}{2} \cdot \left[\frac{n}{L} + \frac{(l^2 + m^2)L}{8na^2} \right] \quad (2)$$

Из выражения (2) можно сразу получить, что разность частот, соответствующих двум модам, с одними и теми же значениями l и m , но с n , отличающимися на 1, равна:

$$\Delta \nu_n = \frac{c}{2L} \quad (5)$$

Эти две моды отличаются одна от другой лишь распределением поля вдоль оси z . Поэтому $\Delta \nu_n$ нередко называют разностью частот между двумя последовательными продольными модами. Разность частот между двумя модами, отличающимися только значениями m на 1 (т. е. разность частот между соседними поперечными модами):

$$\Delta \nu_m = \frac{cL(m + 1/2)}{8na^2} \cdot (3)$$

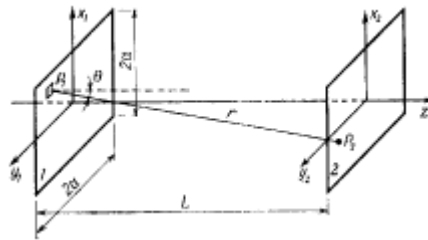


Резонансные частоты плоскопараллельного резонатора

Для типичных значений L величины $\Delta \nu_n$ составляют порядка нескольких сотен мегагерц, тогда как $\Delta \nu_m$ — порядка нескольких мегагерц.

2) Теория разработанная Фоксом и Ли.

Более строгая теория плоскопараллельного резонатора дана Фоксом и Ли, которые изучали настоящую проблему в скалярном приближении. В этом приближении электромагнитное поле предполагается почти поперечным и однородно поляризованным. При этом поле волны можно записать в виде скалярной величины u , описывающей амплитуду электрического поля. Предположим, что u_1 представляет собой некоторое произвольное распределение поля на зеркале 1.



Тогда благодаря дифракции это распределение вызовет какое-то распределение поля на зеркале 2.

При этом в произвольной точке P_2 зеркала 2 $u_2(P_2)$ дается выражением:

$$u_2(P_2) = - \frac{i}{2\lambda} \int_1 \frac{u_1(P_1) \exp(ikr)(1 + \cos\theta)}{r} dS_1 \quad (4)$$

Интеграл вычисляется по всей поверхности 1.

В этом случае распределение поля на зеркале 2 вычисленное по формуле (4), с точностью до некоторого постоянного множителя должен быть снова равным u .

$$\sigma \cdot u(P_2) = - \frac{i}{2\lambda} \int_1 \frac{u(P_1) \exp(ikr)(1 + \cos\theta)}{r} dS_1 \quad (5)$$

σ — константа.

Собственные решения этого уравнения u определяют распределения поля на зеркалах резонатора, соответствующие его модам.

Поскольку распределение поля u на зеркалах известно, с помощью уравнения (4) можно вычислить поле в любой точке внутри (стоячая волна) и вне (бегущая волна) резонатора.

$$\sigma \cdot U(\xi_2, \eta_2) = -i \int_1 U(\xi_1, \eta_1) \exp\left\{i\pi \cdot [(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2]\right\} \cdot d\xi \cdot d\eta \quad (6)$$

где $\sigma^* = \sigma \exp(-ikL)$. (7)

Для зеркал квадратной или прямоугольной формы в уравнение (6) можно разделить переменные:

$$U(\xi, \eta) = U_\xi(\xi) \cdot U_\eta(\eta),$$

$$\sigma^* = \sigma_\xi^* \cdot \sigma_\eta^*$$

$$\text{Или } U_{ml}(\xi, \eta) = U_{\xi m}(\xi) \cdot U_{\eta l}(\eta), \quad \sigma_{ml}^* = \sigma_{\xi m}^* \cdot \sigma_{\eta l}^* \quad (8)$$

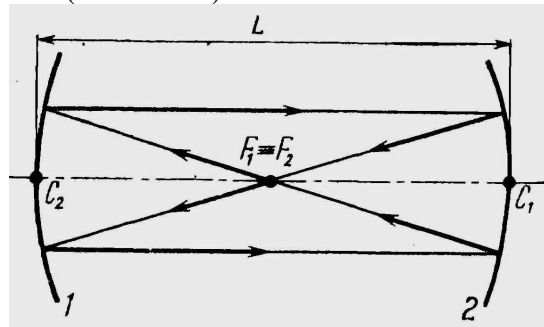
m, l – модовые индексы.

В соответствии с представлением (8) полное распределение поля $U_{ml}(x, y)$ можно записать в виде произведения $U_m(x)U_l(y)$. Мода, которая соответствует случаю, когда как $U(x)$, так и $U(y)$ определяются решениями низшего порядка: $m = l = 0$, называется модой ТЕМ₀₀. Мода ТЕМ₀₁ получается, когда $U(x)$ представляет собой решение низшего порядка ($m = 0$) и $U(y)$ — решение следующего более высокого порядка ($l=1$). ТЕМ₁₀ получается обратное соответствие.

Буквы ТЕМ означают поперечное электрическое и магнитное поле (аббревиатура англ. слов: transverse electric and magnetic). Для этих мод как электрическое, так и магнитное поле электромагнитной волны ортогонально оси z резонатора.

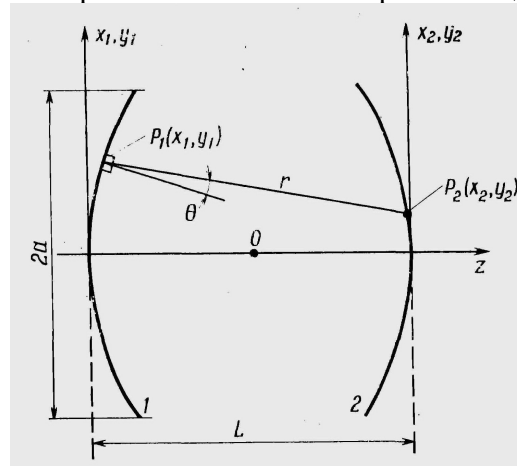
Конфокальный резонатор

Он состоит из двух сферических зеркал, имеющих одинаковые радиусы кривизны R и расположенных на расстоянии L друг от друга таким образом, что фокусы зеркал F_1 и F_2 совпадают. Отсюда следует, что центр кривизны C одного зеркала лежит на поверхности второго зеркала (т. е. $L = R$).



Бойд и Гордон разработали теорию конфокального резонатора в скалярном приближении.

Рассмотрим резонатор длиной L , причем одну зеркальную поверхность будем описывать в системе координат (x_1, y_1) , а другую — в системе координат (x_2, y_2) . Пусть оба зеркала имеют квадратное поперечное сечение со стороной квадрата $2a$.



В рамках скалярного приближения собственные решения даются выражением (5). В случае, когда $L \gg a$, $\cos \theta \approx 1$ и $r \approx L - \frac{1}{L}(x_1 x_2 + y_1 y_2)$. Аналогично и в предыдущем случае получим:

$$\sigma * U(\xi_2, \eta_2) = -i \int_1 U(\xi_1, \eta_1) \exp[-2i\pi(\xi_1 \xi_2 + \eta_1 \eta_2)] \cdot d\xi_1 \cdot d\eta_1 \quad (9)$$

где $\sigma *$ определяется выражением (8).

Решением этого уравнения являются:

$$\sigma_{\xi}^* U_{\xi}(\xi_2) = \exp\left[-\frac{i\pi}{4}\right] \cdot \int_{-\sqrt{N}}^{+\sqrt{N}} U_{\xi}(\xi_1) \exp(-i2\pi \xi_1 \xi_2) \cdot d\xi_1 \quad (10)$$

$$\sigma_{\eta}^* U_{\eta}(\eta_2) = \exp\left[-\frac{i\pi}{4}\right] \cdot \int_{-\sqrt{N}}^{+\sqrt{N}} U_{\eta}(\eta_1) \exp(-i2\pi \eta_1 \eta_2) \cdot d\eta_1 \quad (11)$$

Физический смысл этих интегральных уравнений: они являются решениями задачи в случае одномерных зеркал (ленточных).

Уравнения (10) и (11) имеют конечный набор собственных решений, которые мы обозначим индексами m и l , т. е.

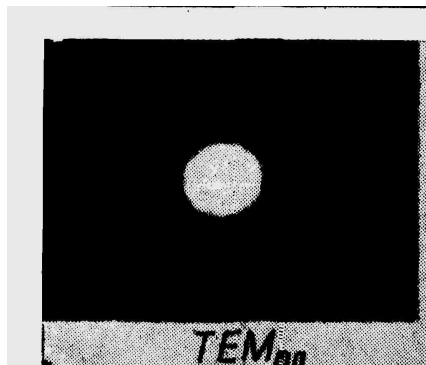
$$U_{m,l}(\xi, \eta) = U_{\xi m}(\xi) \cdot U_{\eta l}(\eta) \quad (12)$$

$$\sigma_{ml}^* = \sigma_{\xi m}^* \cdot \sigma_{\eta l}^* \quad (13)$$

Поскольку полная модовая картина определяется выражением (12), отсюда получаем моды низшего порядка:

1) *Мода* TEM_{00} ($m = l = 0$)

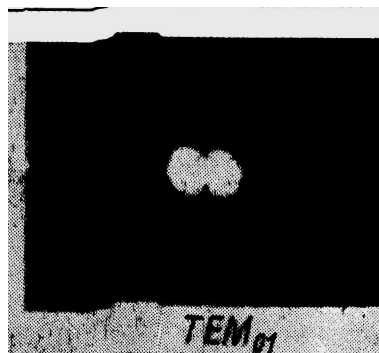
Эта мода имеет гауссово распределение как в направлении x , так и в направлении y . В данном случае модовая картина представляет собой круглое светящееся пятно на зеркале, причем его размер определяется величиной w_s



Модовая структура

2) *Мода* TEM_{01} ($m = 0, l = 1$)

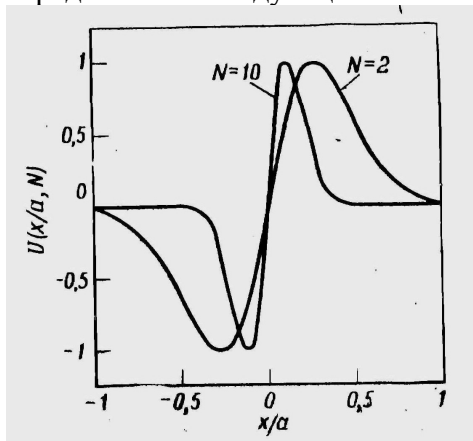
Зависимость поля в направлении оси x такая же, как в направлении y . В направлении оси x – гауссово распределение, в направлении y . Световое пятно, которое образуется на зеркале для этой моды:



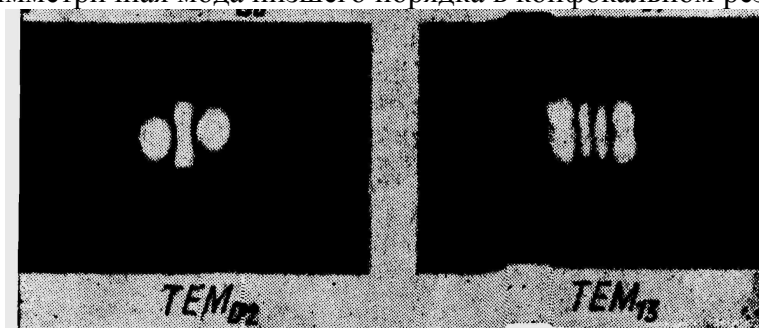
Модовая структура

3) *Мода* TEM_{11} ($m=1, l=1$).

В направлении x и y поле распределено по следующей зависимости:



Антисимметричная мода низшего порядка в конфокальном резонаторе



Модовая структура

Резонансные частоты для конфокального резонатора:

$$\nu = c \cdot [2n + (1 + m + l)] / 4L \quad (14)$$

Следует заметить, что моды, характеризующиеся одним и тем же значением суммы $2n + m + l$, имеют одинаковые резонансные частоты, хотя их пространственные конфигурации различны. Говорят, что эти моды являются частотно-вырожденными.

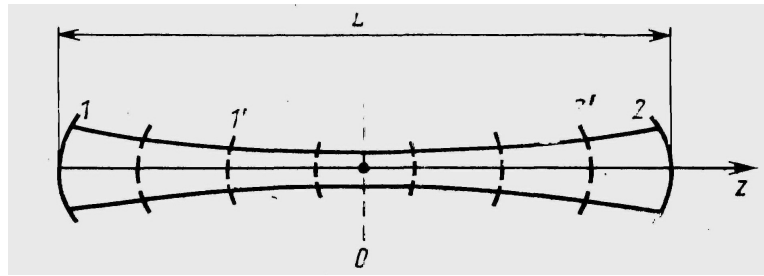
Кроме того, следует заметить, что в отличие от случая плоских волн межмодовое расстояние в частотной области теперь равно $c/4L$. Однако разность частот между двумя соседними продольными модами, равна $c/2L$, т. е. такая же, как и для резонатора с плоскими зеркалами.

Если распределение поля на зеркалах известно, то распределение поля в любой точке внутри резонатора дается выражением:

$$U(x, y, z) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \cdot H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)} \right) \cdot H_l \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega(z)} \right) \exp \left[- \frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)} \right] \times \exp \left\{ - i \cdot \left[k \frac{(x^2 + y^2)}{2R(z)} + kz - (l + m + 1)\phi(z) \right] \right\} \quad (15)$$

ω_s - расстояние от центра зеркала на котором амплитуда электромагнитного поля уменьшается в e раз. H_m, H_l - полиномы Эрмита m -го и n -го порядков. $\phi|z|$ - фаза волны.

Если центр резонатора расположить в начале координат,



то диаметр пучка $\omega(z)$, который входит в выражение (19), запишется в виде:

$$\omega(z) = \omega_0 \cdot \left[1 + \left(\frac{2z}{L} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

где ω_0 — диаметр пятна в центре резонатора, определяемый выражением:

$$\omega_0 = \left(\frac{L\lambda}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

В плоскости $z = 0$ размер пятна является минимальным. Поэтому величину ω_0 называют размером пятна в *перетяжке пучка*. Следует также заметить, что при $z = \pm L/2$ (т. е. на зеркалах) из выражения (17) имеем:

$$\omega = \left(\frac{L\lambda}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Таким образом, размер пятна на зеркалах в $\sqrt{2}$ раз больше, чем в центре резонатора. (зеркала стремятся сфокусировать пучок в центре резонатора.)

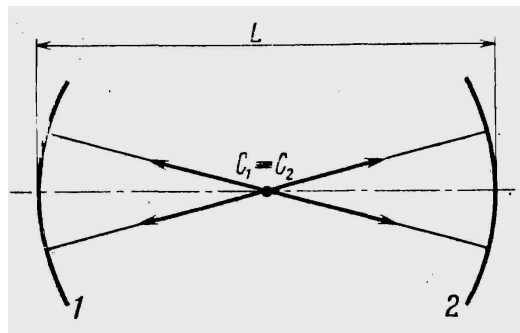
В формулу (16) входит фаза волны и радиус кривизны:

$$R(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{2z} \right)^2 \right],$$

$$\phi(z) = \arctg \left(\frac{2z}{L} \right).$$

Из (16) следует, что поверхности постоянной фазы с хорошей степенью точности являются сферическими, радиус кривизны равен $R(z)$ (синфазные поверхности).

Обобщенный сферический резонатор



Этот резонатор состоит из двух сферических зеркал, имеющих одинаковые радиусы R_1 и R_2 и расположенных друг от друга на расстоянии L , *центры кривизны зеркал C_1 и C_2 совпадают* (т.е. $L=2R$).

Поскольку величины R_1 и R_2 могут принимать любые значения (либо положительные, либо отрицательные), можно будет составить такую комбинацию зеркал, которая приведет к неустойчивой конфигурации резонатора. В связи с этим необходимо определить условия устойчивости в случае обобщенного сферического резонатора. Введем две безразмерные величины:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \text{ и } g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

Для того чтобы вычислить распределение поля, представим себе, что на место синфазных поверхностей $1'$ и $2'$, поместим два зеркала, радиусы кривизны зеркал и синфазных поверхностей совпадают. (т.е. резонатор образован зеркалами $1'$ и $2'$ и распределение поля внутри резонатора не изменится). Соответственно размер пятна и синфазные поверхности как внутри, так и вне резонатора останутся теми же самыми, что и на рисунке. Следует заметить, что синфазные поверхности $1'$ и $2'$ уже не являются конфокальными. Следовательно, Для того чтобы найти моды резонатора, образованного зеркалами $1'$ и $2'$, нам необходимо прежде всего вычислить координаты двух соответствующих конфокальных поверхностей 1 и 2 . При этом задача сводится к задаче об эквивалентном конфокальном резонаторе.

Особый интерес представляет случай когда $R_2 = -R_1 = R$ (симметричный резонатор):

$$L_e^2 = (2R - L)L$$

Размер пятна на зеркале:

$$\omega_s = \left(\frac{\lambda L}{2\pi} \right)^{1/2} \left[\frac{4R^2}{(2R - L)L} \right]^{1/4}$$

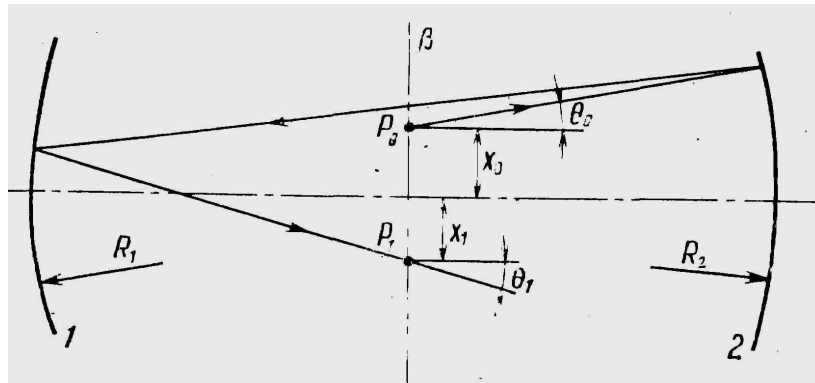
Резонансные частоты:

$$\nu = \frac{c}{2L} \cdot \left(n + (l + m + 1)\pi^{-1} \cdot \arccos(g_1 g_2) \right)^{1/2}$$

Необходимо заметить, что частотное выражение, которое наблюдается в конфокальном резонаторе, в сферическом снимается.

Условие устойчивости сферического резонатора можно получить исходя из приближения геометрической оптики.

Рассмотрим луч, выходящий из точки P_0 некоторой главной плоскости β расположенной внутри резонатора. Этот луч, после того как он отразится от зеркал 1 и 2 , пересечет плоскость β в точке P_1 .



Пусть X_0 и X_1 - координаты точек P_0 и P_1 , отсчитываемые от оси резонатора, а через θ_0 и θ_1 —углы, которые соответствующие лучи образуют с осью резонатора. При небольших x и θ с помощью линейного преобразования величины x_1 и θ_1 можно вычислить из соответствующих величин x_0 и θ_0 . В матричном виде:

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{bmatrix}$$

Где матричные элементы A , B , C и D определяются только геометрией резонатора. Луч, выходящий из точки $P_1(x_1, \theta_1)$, после двух отражений пересечет плоскость β в точке $P_2(x_2, \theta_2)$, координаты которой определяются выражением:

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^2 \cdot \begin{vmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{vmatrix}$$

Таким образом, после n полных проходов луча через резонатор координаты точки $P_n (x_n, \theta_n)$ запишутся следующим образом:

$$\begin{vmatrix} x_n \\ \theta_n \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n \cdot \begin{vmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{vmatrix}$$

Для того чтобы резонатор был устойчивым, необходимо, чтобы для любой точки (x_0, θ_0) точка (x_n, θ_n) не удалялась на бесконечно большое расстояние от оси, когда n увеличивается. Это означает, что с ростом n матрица:

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n$$

не должна расходиться.

Матрица не расходится при выполнении условия:

$$-1 < \frac{(A + D)}{2} < 1.$$

Или

$$0 < g_1 \cdot g_2 < 1.$$

Сферический резонатор имеет следующие недостатки:

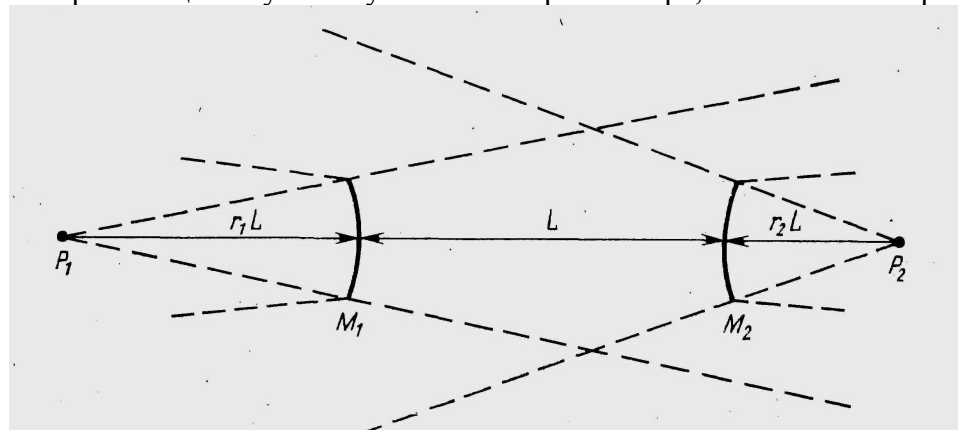
- 1) очень небольшой размер пятна в центре резонатора, что может приводить к нежелательным эффектам в лазерах большой мощности,
- 2) высокую чувствительность к несоосности зеркал.

Поэтому концентрические резонаторы применяют довольно редко. С другой стороны, в конфокальном резонаторе размер пятна также мал, чтобы можно было эффективно использовать все возможное поперечное сечение лазерной среды. Вследствие этого конфокальный резонатор также применяется нечасто.

Неустойчивые резонаторы

Неустойчивые резонаторы представляют интерес для лазерной техники. В первую очередь потому, что в случае неустойчивых резонаторов поле нестремится сосредоточиться вблизи оси и в режиме одной поперечной моды можно получить большой модовый объем. Однако при работе с неустойчивыми резонаторами возникает другая проблема, связанная с тем, что лучи стремятся покинуть резонатор. Поэтому соответствующие моды имеют значительно большие потери, чем моды устойчивого резонатора. Тем не менее данное обстоятельство можно использовать даже в качестве преимущества, если лучи, которые теряются на выходе из резонатора, включить в полезное выходное излучение лазера.

Рассмотрим общий случай неустойчивого резонатора, показанный на рисунке:



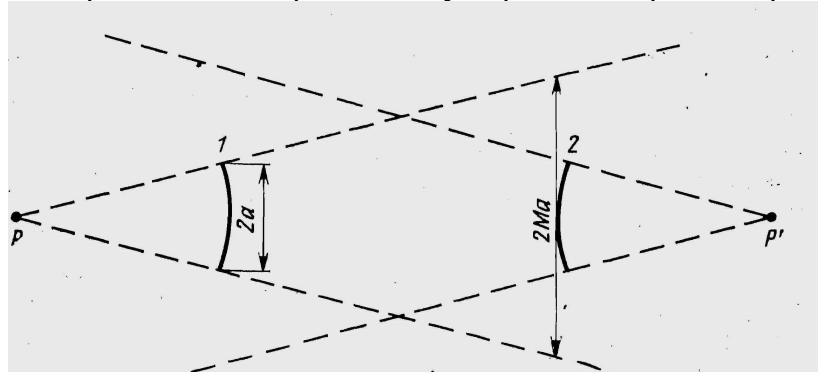
а) с выпуклыми зеркалами

Предположим, что мода образована суперпозицией двух сферических волн постоянной интенсивности. Центры P_1 и P_2 , из которых исходят эти волны, не совпадают с центрами кривизны зеркал M_1 и M_2 , но их координаты нетрудно вычислить, используя соображение самосоогласованности: сферическая волна, исходящая из точки P_1 , после отражения от зеркала M_2 должна давать сферическую волну, выходящую из точки P_2 , и наоборот. Таким образом, координаты точек P_1 и P_2 можно получить из непосредственных вычислений, основаны на геометрической оптике:

$$r_1 = g_2 \cdot \left\{ \left[g_1 g_2 \cdot (g_1 g_2 - 1) \right]^{\frac{1}{2}} + g_1 g_2 - g_2 \right\}^{-1};$$

$$r_2 = g_1 \cdot \left\{ \left[g_1 g_2 \cdot (g_1 g_2 - 1) \right]^{\frac{1}{2}} + g_1 g_2 - g_1 \right\}^{-1},$$

Для того чтобы вычислить потери этой моды, в неустойчивом резонаторе, ограничимся рассмотрением симметричного двухзеркального резонатора:



Симметричный двухторцевой неустойчивый резонатор

$$R_1 = R_2 = R$$

$$a_1 = a_2 = a$$

$2a_1$ – апертура зеркала

После того, как пучок пройдет от одного зеркала до другого, размер пятна от каждой сферической волны увеличивается в M раз, причем:

$$M = g + (g^2 - 1)^{\frac{1}{2}}, \text{ - однопроходный коэффициент увеличения.}$$

Распределение поля обозначим через u_2 и u_1 , то можно записать следующее соотношение между ними:

$$u_2(x) = \frac{1}{M^{\frac{1}{2}}} \cdot u_1\left(\frac{x}{M}\right),$$

где амплитудный множитель $1/M^{\frac{1}{2}}$, стоящий в правой части этого соотношения, указывает на то, что при прохождении от зеркала 1 до зеркала 2 размер пучка увеличивается в M раз. Для того чтобы $U(x)$ представляло собой моду резонатора, необходимо, чтобы $u_2(x) = \sigma_x u_1(x)$. Тогда:

$$\sigma_x \cdot u(x) = \frac{1}{M^{\frac{1}{2}}} \cdot u\left(\frac{x}{M}\right) \text{ - уравнение на собственные значения.}$$

Аналогичное уравнение справедливо и для координаты y . Таким образом, общее собственное решение можно записать в виде $U(x, y) = U(x)U(y)$, а соответствующее собственное значение $\sigma = \sigma_x \sigma_y$.

Используя волновое приближение можно получить более близкую к действительности картину мод. Из волновой теории следует, что различные моды, т. е. различные самовоспроизводящиеся пространственные структуры поля, действительно существуют. Эти моды отличаются друг от друга числом колец, а также своим

положением и амплитудой. Четкого различия между модами низшего и высшего порядков теперь установить практически невозможно. Однако найти какое-то различие все же можно, если рассмотреть собственные значения уравнения, которые определяют дифракционные потери. Действительно, выявляются новые характерные особенности: для каждого полуцелого значения соответствующим образом определенного эквивалентного числа Френеля $N_{\text{экв}}$ имеется отличная от других и четко выделяемая мода «низшего порядка» (т. е. мода с минимальными потерями).

Следует заметить, что для каждого полуцелого значения $N_{\text{экв}}$ существует большое различие между потерями моды низшего порядка и прочих мод. Таким образом, в этих условиях можно получить эффективную селекцию поперечных мод. Для симметричного двух-зеркального резонатора $N_{\text{экв}}$ определяется выражением:

$$N_{\text{зад}} = \frac{M^2 - 1}{2M} N$$

К основным преимуществам неустойчивого резонатора можно отнести следующие:

- а) большой контролируемый объем моды,
- б) хорошую селекцию поперечных мод,
- в) используется только отражательная оптика.

Основными недостатками этих резонаторов являются:

- 1) Поперечное сечение излучаемого пучка имеет форму кольца (т. е. в центре пучка находится темное пятно).
- 2) Распределение интенсивности в пучке неоднородно и имеет вид нескольких дифракционных колец.
- 3) Резонатор более чувствителен к возмущениям.

В соответствии с перечисленными достоинствами и недостатками неустойчивые резонаторы находят применение в лазерах с высоким коэффициентом усиления, особенно в ИК-области спектра и в случае, когда требуется получить пучки высокой мощности.

Матрицы передачи

Для сферического резонатора запишем условия устойчивости. Преобразование величины x_n и θ_n через x_0 и θ_0 выражается:

$$\begin{pmatrix} x_n \\ \theta_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix} \quad \begin{cases} x_n = Ax_0 + B\theta_0 \\ \theta_n = Cx_0 + D\theta_0 \end{cases}$$

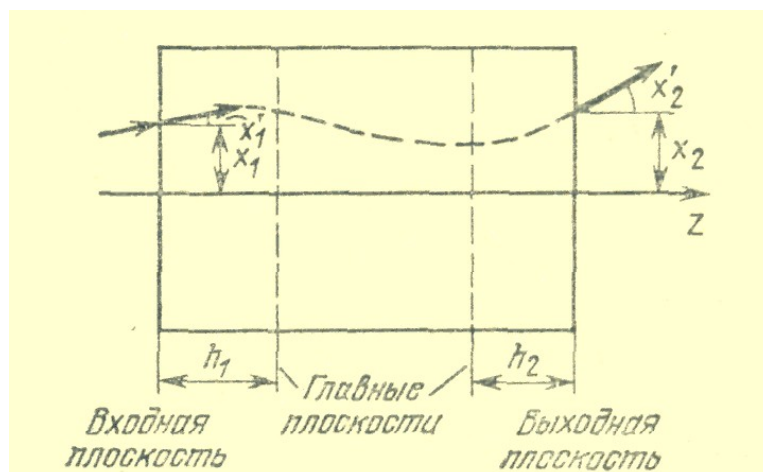
Лучевая матрица $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ - матрица передачи связывает параметры x_0 и θ_0

входящего луча с параметрами выходящего x_n и θ_n .

Матрицей передачи описывается распространение параксиальных лучей через линейную оптическую систему.

Параксиальными называются лучи, образующие малые углы с оптической осью системы.

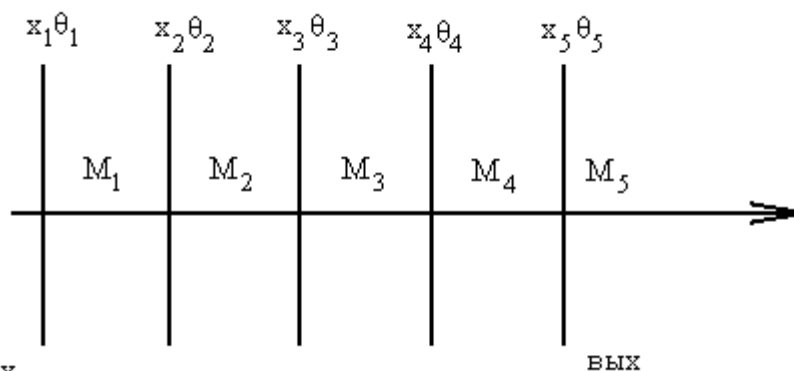
Матричные элементы обычно удовлетворяют соотношению $AD - BC = 1$ и связаны с фокусным расстоянием системы и координатами ее главных плоскостей.



$$f = -\frac{1}{C}; h_1 = \frac{(D-1)}{C}; h_2 = \frac{(A-1)}{C}$$

h_1, h_2 - расстояния главных плоскостей системы от входной и выходной плоскостей.

В случае когда есть проход через разные системы:



ВЫХОД ВХОД

$$\begin{pmatrix} x^* \\ \theta^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix}$$

Расчет обобщенной матрицы начинается с системы перед выходными системами.

$$\begin{pmatrix} x^* \\ \theta^* \end{pmatrix} = M_5 \cdot \begin{pmatrix} x_5 \\ \theta_5 \end{pmatrix} = \dots = M_5 \cdot M_4 \cdot M_3 \cdot M_2 \cdot M_1 \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix},$$

где $M_5 \cdot M_4 \cdot M_3 \cdot M_2 \cdot M_1 = M^*$

$$\begin{pmatrix} x^* \\ \theta^* \end{pmatrix} = M^* \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix}$$

Основные функции резонатора. Принцип положительной обратной связи

- 1) позволяет формировать стоячую электромагнитную волну, т.е. устойчивую конфигурацию электромагнитного поля в пространстве.
- 2) Резонатор монохроматизирует излучение.
- 3) Обеспечивает направленность излучения и малую расходимость.

Принцип положительной обратной связи:

Часть усиленной волны возвращается обратно в активную среду и проходя вновь через эту среду усиливается. При этом:

- 1) увеличивается длина активного пути,
- 2) быстрее создается инверсия населенностей.

В результате многократных проходов усиление света будет велико. Когда в среде усиление будет превышать потери, в цепи обратной связи, т.е. в самой среде произойдет самовозбуждение. Это и есть инверсия населенности. А это приводит к появлению вынужденного излучения или говорят достигнут порог генерации. Вынужденное излучение это начало генерации, т.е. среда в которой реализуется принцип положительной-обратной связи превращается в генератор.

Генератор – это устройство, генерирующее электромагнитную энергию, без поступления энергии.

Добротность резонатора. Лазерные пучки.

Энергия, которую запасена в резонаторе можно выразить следующим образом. Учитывая, что с течением времени она убывает.

$$W = W_0 e^{-\frac{\omega t}{\theta}},$$

Где W_0 – энергия в начальный момент времени, ω – частота (модовый состав), θ – добротность – величина, которая помогает удерживать энергию в резонаторе.

$$\left| \frac{dW}{dt} \right| = W_0 \frac{\omega}{\theta} e^{-\frac{\omega t}{\theta}}, \quad \text{отсюда} \quad \left| \frac{dW}{dt} \right| = W \frac{\omega}{\theta}, \quad \Rightarrow \quad \theta = W \left(\frac{\omega}{\left| \frac{dW}{dt} \right|} \right) - \text{физическое}$$

определение добротности: добротность прямо пропорциональна отношению энергии запасенной в резонаторе к энергии теряемой в единицу времени умноженной на частоты.

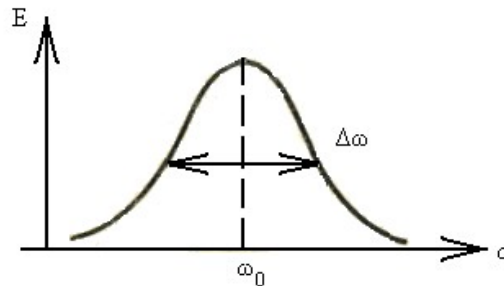
Добротность также характеризует скорость потерь энергии.

Обозначим через τ – время в течении которого энергия в резонаторе убывает в e раз.

$$W = W_0 e^{-\frac{\omega \tau}{\theta}} = \frac{W_0}{e} \Rightarrow \frac{\omega \tau}{\theta} = 1, \Rightarrow \tau = \frac{\theta}{\omega}.$$

τ – время жизни фотона в резонаторе.

Из оптики: каждый переход характеризуется спектральной кривой распределения:



$\Delta\omega_{\text{рез}}$ – ширина спектральной линии.

$$\tau = \frac{1}{\Delta\omega \frac{\partial \Delta\varphi}{\partial \omega}}; \quad \frac{1}{\omega \frac{\partial \Delta\varphi}{\partial \omega}} = \frac{\theta}{\omega}, \Rightarrow \theta = \frac{\omega}{\omega \frac{\partial \Delta\varphi}{\partial \omega}}.$$

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{\omega}{d\omega} - \text{разрешающая способность в резонаторе.}$$

Лазерные пучки.

Лазерные пучки во многих отношениях ведут себя как однородные плоские волны.

Однако распределение интенсивности в них неоднородно (наибольшего значения интенсивность достигает на оси распространения) и волновой фронт обладает небольшой кривизной. При излучении на основной моде TEM_{00} изменение амплитуды лазерного пучка в любом поперечном сечении описывается гауссовой экспонентой.

Тема 7. УРАВНЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ.

План:

1. Скоростные уравнения
2. Непрерывный режим работы лазера
3. Нестационарный режим работы лазера

Ранее рассмотрена система накачки и оптические резонаторы. Воспользуемся результатами, полученными для построения теории, описывающей как непрерывный, так и нестационарный режимы работы лазеров. Эта теория базируется на так называемом приближении скоростных уравнений. В рамках этого приближения соответствующие уравнения выводятся из условия баланса между скоростями изменения полного числа частиц и полного числа фотонов лазерного излучения. Достоинство данной теории состоит в том, что она дает простое и наглядное описание работы лазера. Кроме того, она позволяет получить достаточно точные результаты для большинства реализуемых на практике ситуаций.

Скоростные уравнения. Уравнения Стаца де Марса.

Четырехуровневый лазер

Рассмотрим четырехуровневый лазер имеющий одну полосу поглощения накачки (полоса 3).

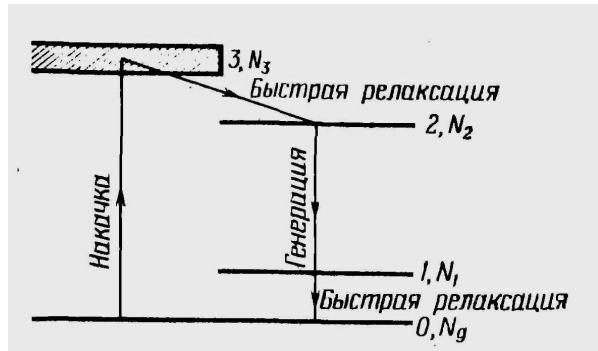


Схема энергетических уровней четырехуровневого лазера.

Предполагая, что переходы между уровнями 3 и 2 и уровнями 1 и 0 являются быстрыми, можно положить $N_1 \approx N_3 \approx 0$. Таким образом, мы можем написать следующие скоростные уравнения:

$$N_g + N_2 = N_t \quad (1)$$

$$\dot{N}_2 = W_p N_g - BqN_2 - \frac{N_2}{\tau} \quad (2)$$

$$\dot{q} = V_a BqN_2 - \frac{q}{\tau_c} \quad (3)$$

Величина N_t представляет собой полное число активных атомов (или молекул), слагаемое $W_p N_g$ учитывает накачку, член BqN_2 соответствует вынужденному излучению.

В системе скоростных уравнений не обозначенными остались величины B и τ_c . Они определяются:

$$B = \sigma \cdot \frac{c}{V}; \quad \tau_c = \frac{L'}{\gamma \cdot c}.$$

σ – сечение перехода на частоте рассматриваемой моды резонатора.

γ – параметр учитывающий полные потери за проход в резонаторе.

V – эффективный объем моды резонатора, равный $\frac{1}{4} \pi \omega_0^2 L'$.

c – скорость света.

$$L' = L + (n - 1)l$$

L – длина резонатора

l – длина активной среды с показателем преломления n .

Уравнения скоростные в совокупности с выражениями для B и τ_c описывают непрерывный и нестационарный режимы работы четырехуровневого лазера. Следует заметить, что обычно уравнения принято записывать, используя не населенность верхнего уровня N_2 , а инверсную населенность:

$$N = N_2 - N_1.$$

Т.к. предполагали, что релаксация с уровня 1 является быстрой, имеем $N=N_2$ и скоростные уравнения сводятся к двум уравнениям в переменных $N(t)$ и $q(t)$:

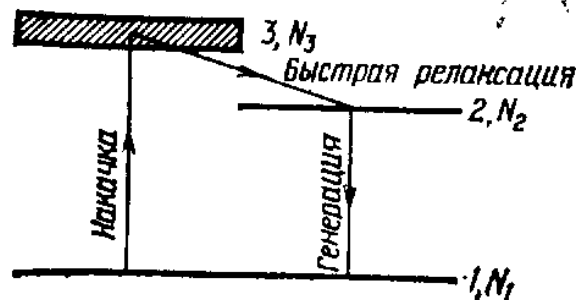
$$\dot{N} = W_p \cdot (N_t - N) - BqN - \frac{N}{\tau} \quad (4)$$

$$\dot{q} = \left[V_a B N - \frac{1}{\tau_c} \right] \cdot q \quad (5).$$

Это уравнения Стаца де Марса.

Трехуровневый лазер

В случае трехуровневого лазера рассмотрение является таким же, как и для четырехуровневого.



Аналогично, как и в предыдущем случае предположим, что имеется лишь одна полоса поглощения накачки и, если переход $3 \rightarrow 2$ достаточно быстрый, то $N_3 \approx 0$. При этом скоростные уравнения:

$$N_1 + N_2 = N_t \quad (6)$$

$$\dot{N}_2 = W_p N_1 - Bq(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau}, \quad (7)$$

$$q = V_a B q (N_2 - N_1) - \frac{q}{\tau_c} \quad (8)$$

Сводим эти уравнения к двум:

$$\dot{N} = W_p \cdot (N_t - N) - 2BqN - \frac{(N_t + N)}{\tau} \quad (9)$$

$$\dot{q} = \left(V_a B N - \frac{1}{\tau_c} \right) q \quad (10)$$

Эти уравнения описывают как непрерывный, так и нестационарный режим работы трехуровневого лазера.

Также заметим, что скоростные уравнения для фотонов в случае четырехуровневых (5) и трехуровневых (10) лазеров одинаковы. Однако скоростные уравнения для инверсии населенностей несколько отличаются.

Непрерывный режим работы лазера

В данном вопросе изучили работу лазера при стационарной накачке (т.е. когда скорость накачки W_p не зависит от времени). Следовательно, это можно рассматривать как непрерывный режим работы лазера.

Четырехуровневый лазер

Рассмотрим сначала пороговое условие генерации лазера. Предположим, что в момент времени $t = 0$ в резонаторе вследствие спонтанного испускания присутствует некоторое большое число фотонов q_i . При этом из уравнения (15) следует, что для того, чтобы величина $\dot{q}$ была положительной, должно выполняться условие:

$$V_a B N > \frac{1}{\tau_c}$$

Следовательно, генерация возникает в том случае, когда инверсия населенностей N достигнет некоторого критического значения N_c :

$$N_c = \frac{1}{V_a B \tau_c}$$

При этом критическая скорость накачки W_p :

$$W_{cp} = \frac{N_c}{(N_t - N_c)\tau}$$

Видим, что критическая скорость накачки соответствует ситуации, когда полная скорость накачки уровней $W_{cp}(N_t - N_c)$ равна скорости $\frac{N_c}{\tau}$ спонтанного перехода с уровня 2.

Если $W_p > W_{cp}$, то число фотонов q будет возрастать от исходного значения, определяемого спонтанным излучением, и если W_p не зависит от времени, оно достигнет некоторого постоянного значения q_0 . Это стационарное значение и соответствующее ему стационарное значение инверсии N_0 получаются из уравнений Стаца де Марса, если в них положить $\dot{N} = \dot{q} = 0$. Таким образом, имеем:

$$N_0 = \frac{1}{V_a B \tau_c} = N_c \quad (11)$$

$$q_0 = V_a \tau_c \cdot \left[W_p \cdot (N_t - N_0) - \frac{N_0}{\tau} \right] \quad (12)$$

Эти уравнения описывают непрерывный режим работы четырехуровневого лазера. Также они показывают, что равенство $N_0 = N_c$ выполняется даже при $W_p > W_{cp}$. В стационарных условиях инверсия населенностей N_0 всегда равна критической инверсии N_c . Иными словами, когда скорость накачки выше критической, в резонаторе лазера увеличивается число фотонов, а не инверсия населенностей.

Выходная мощность излучения через одно из двух зеркал резонатора:

$$P_1 = \frac{V_a \hbar \omega}{\sigma l \tau} \cdot \frac{\gamma_1}{2} \cdot \left(\frac{W_p}{W_{cp}} - 1 \right) \quad (13)$$

Выражение для мощности, когда зеркало 2 резонатора имеет коэффициент отражения равный 100%.

Трехуровневый лазер

Расчет трехуровневого лазера проводится по аналогии с четырехуровневым, только исходными теперь являются уравнения (9) и (10).

Полагая в уравнении (10) $\dot{q} = 0$, пороговую инверсию населенностей можно записать в виде:

$$N_c = \frac{1}{BV_a \tau_c} \quad (14)$$

Данное выражение совпадает с тем, что было получено в случае четырехуровневого лазера. При этом критическая скорость накачки:

$$W_{cp} = \frac{(N_t + N_c)}{(N_t - N_c) \tau}$$

Заметим, что на практике выполняется условие:

$$N_c \ll N_t$$

(как для трех – так и для четырехуровневого лазера). Следовательно:

$$W_{cp} \approx \frac{1}{\tau}$$

Сравнивая, видим, что при одном и том же значении τ в случае четырехуровневого лазера критическая скорость накачки в N_c/N_t раз меньше, чем в трехуровневом. Это является основным преимуществом четырехуровневой схемы.

В случае непрерывного режима работы, когда мощность накачки превышает пороговую, инверсия населенностей N_0 и число фотонов q_0 определяются из уравнений (9) и (10), если в них положить $\dot{N} = \dot{q} = 0$. Так же, как и в случае четырехуровневого лазера, мы снова видим, что $N_0 = N_c$, следовательно:

$$q_0 = \frac{V_a \cdot (N_t + N_0) \tau_c}{2\tau} \cdot (x - 1) \quad (15)$$

Выходная мощность излучения через одно из зеркал:

$$P_1 = \frac{V_a \cdot (N_t + N_0) \cdot \hbar \omega \cdot \gamma_1}{4\tau \cdot \gamma} \cdot \left(\frac{W_p}{W_{cp}} - 1 \right) \quad (16)$$

Нестационарный режим работы лазера

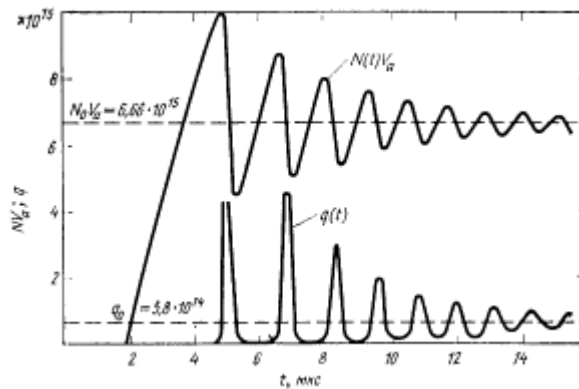
Для того чтобы изучить нестационарный режим работы четырехуровневого и трехуровневого лазеров, необходимо решить соответственно уравнения системы Стаца де Марса для этих лазеров. При этом для данной временной зависимости скорости накачки $W_p(t)$ мы найдем временные зависимости $q(t)$ и $N(t)$, если заданы начальные условия.

Ниже будет рассмотрено нестационарный режим работы.

Уравнения описывающие нестационарный режим, являются нелинейными относительно переменных $q(t)$ и $N(t)$.

Рассмотрим случай, когда скорость накачки описывается ступенчатой функцией. Таким образом, предположим, что $W_p=0$ при $t < 0$ и $W_p(t) = W_p$ при $t > 0$. Предположим, что лазер генерирует на одной моде, поскольку лишь при этом условии справедливы уравнения Стаца де Марса.

Пример временной зависимости полной инверсии $N(t)V_a$ и числа фотонов $q(t)$ в трехуровневом лазере.



Численные расчеты в случае трехуровневого лазера типа рубинового.

При расчете использовались начальные условия: $N(0) = -N_i$, $q(0) = q_i$.

Особенности кривых на рисунке:

- 1) число фотонов $q(t)$ в резонаторе описывается регулярной последовательностью уменьшающихся по амплитуде пиков (пичков) с временным интервалом между ними, равным нескольким микросекундам;
- 2) инверсия населенностей $N(t)$ осциллирует относительно стационарного значения N_0 ;
- 3) в соответствии с уравнениями (11) и (12) как $N(t)$, так и $q(t)$ и конечном счете достигают своих стационарных значений. Осциллирующий характер кривых $N(t)$ и $q(t)$ объясняется тем, что, после того как изменилась инверсия населенностей, число фотонов изменяется не сразу, а с некоторой задержкой.

Таким образом, когда $N(t)$ проходит впервые через значение N_0 , достигается пороговое условие и лазер может начать генерировать. При этом в течение некоторого времени число фотонов в резонаторе возрастает относительно своего начального значения, определяемого спонтанным излучением, и благодаря продолжающемуся процессу накачки инверсия населенностей $N(t)$ в течение этого времени может непрерывно нарастать выше значения N_0 . Однако, когда $q(t)$ достигнет достаточно большого значения, $N(t)$ начнет уменьшаться из-за высокой скорости вынужденного излучения. В момент времени, когда $q(t)$ достигает максимума, $N(t)$ спадает до значения N_0 . Вследствие все еще большой скорости вынужденного излучения населенность $N(t)$ продолжает уменьшаться после значения N_0 . При этом лазер оказывается в условиях ниже пороговых и генерация должна прекратиться. Затем благодаря накачке $N(t)$ снова возрастает до тех пор, пока не достигнет порогового значения, когда в резонаторе число фотонов может вновь нарастать и т.д. Следует заметить, что поскольку в конце концов достигаются стационарные решения определяемые уравнениями (11), (12), численный расчет подтверждает, что эти решения соответствуют устойчивому режиму работы.

Теоретическое рассмотрение многомодового режима генерации становится существенно более сложным. В этом случае недостаточно просто определить полное число фотонов, просуммированное по всем генерируемым модам. Действительно, чтобы учесть временную и пространственную интерференцию мод, необходимо записать столько уравнений для электрических полей электромагнитных волн, сколько генерируется мод.

Можно сказать, что выходное излучение представляет собой цуг нерегулярных во времени импульсов со случайными амплитудами (нерегулярные пички). Кроме того, генерация не переходит в нестационарный режим. Такое поведение объясняется тем, что при переходе от одного пичка к другому или от одного цуга пичков к другому происходит изменение генерируемых мод. Данное явление называется «перескоком мод». В этом случае выходная мощность лазерного излучения не является регулярной и воспроизводимой во времени.

Однако при некоторых условиях многомодовый лазер может все же работать в режиме регулярных пичков. Это происходит при одновременной генерации большого числа мод со случайными фазами соответствующих электрических полей. Такая ситуация реализуется когда:

- 1) межмодовое расстояние очень мало по сравнению с шириной линии лазерного перехода;
- 2) потери каждой моды велики, а ширины линий сравнимы или больше межмодового расстояния;
- 3) потери для всех мод примерно одинаковы. Однако в этом случае понятие моды резонатора почти не имеет физического смысла и резонатор следует рассматривать как систему с нерезонансной обратной связью.

Тема 8. РЕЖИМ РАБОТЫ ЛАЗЕРА.

План:

1. Работа лазеров в режиме модуляции добротности.
2. Режим синхронизации мод. Перестройка частоты лазерного излучения.
3. Методы и схемы селекции мод.
4. Пространственное формирование лазерного излучения.

Модуляция добротности

Метод модуляции добротности позволяет получать лазерную генерацию в виде коротких импульсов (длительностью от нескольких наносекунд до нескольких десятков наносекунд) с высокой пиковой мощностью (от нескольких мегаватт до нескольких десятков мегаватт).

Принцип работы лазера в режиме добротности модуляции состоит в следующем. Предположим, что в резонатор лазера помещен затвор. Если затвор закрыт, то генерация возникнуть не может и инверсия населенностей может достичь значения, которое намного превышает пороговое, имеющее место в отсутствие затвора. Если теперь резко открыть затвор, то усиление в лазере существенно превысит потери и накопленная энергия выделится в виде короткого и интенсивного светового импульса. Поскольку при этом происходит переключение добротности резонатора от низкого к высокому значению, то данный метод называется модуляцией добротности. При условии что затвор открывается за время, которое является коротким по сравнению с временем линейного развития лазерного импульса, выходное излучение состоит из одиночного гигантского импульса. В случае же медленного открывания затвора в генерации может возникнуть несколько импульсов. В самом деле, энергия, накопленная в активной среде до момента полного открывания затвора, высвечивается в виде последовательных порций, каждая из которых соответствует излучению импульса. Каждый импульс приводит к тому, что усиление становится ниже мгновенного порогового значения и подавляет тем самым генерацию до тех пор, пока продолжающееся открывание затвора не приведет к уменьшению потерь в резонаторе лазера u_l , следовательно, не понизит порог генерации.

Методы модуляции добротности.

Для модуляции добротности наиболее широко используются следующие устройства.

- 1) Электрооптические затворы. Эти затворы основаны на электрооптическом эффекте, обычно на эффекте Поккельса, устройство в котором при приложении к нему постоянного электрического напряжения возникает двойное лучепреломление.

- 2) Механические затворы. Модуляции добротности осуществляется механически, т.е. вращением одного из зеркал лазерного резонатора вокруг оси, перпендикулярной оси резонатора. (скорость вращения очень большая).
- 3) Затворы на основе насыщающегося поглотителя. Затвор представляет собой кювету, наполненную некоторым насыщающимся поглотителем, который поглощает свет, и длина которого совпадает с длиной волны лазерного излучения. Используют раствор органического красителя.
- 4) Акустооптические модуляторы добротности. Оптически прозрачное вещество, в котором с помощью пьезоэлектрического преобразователя возбуждается ультразвуковая волна, которая приводит к тому, что это вещество работает как фазовая решетка.

Режимы генерации.

Лазеры с модулированной добротностью могут работать в импульсном режиме или импульсно-периодическом режимах.

При импульсном режиме скорость накачки $W_p(t)$ имеет форму импульса определенной длительности. До момента включения добротности инверсия населенностей $N(t)$ нарастает до максимального значения, а затем спадает. Добротность резонатора включается в момент времени, когда $N(t)$ становится максимальной. С этого момента времени ($t > 0$) начинает увеличиваться число фотонов, что приводит к возникновению импульса генерации, максимум которого имеет место в некоторый момент времени t_d после включения добротности резонатора. Увеличение числа фотонов приводит к уменьшению инверсии населенностей $N(t)$ от некоторого начального значения N_i до конечного значения N_f , которое достигается после того, как импульс генерации закончится.

Затворы - электрооптические, механические, насыщающиеся.

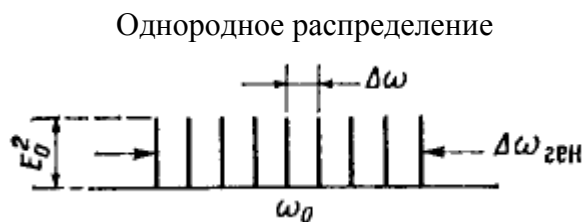
Импульсно-периодический режим с модуляцией добротности при непрерывной накачке. Этот режим осуществляется при непрерывной накачке лазера и периодическом переключении потерь резонатора до низкого уровня. При этом выходное излучение лазера представляет собой непрерывный цуг световых импульсов, а инверсия периодически изменяется от начального значения N_i до конечной величины N_f .

Затворы - электрооптические, акустооптические.

Синхронизация мод

Метод синхронизации мод позволяет получить генерацию лазерных импульсов сверхкороткой длительности (от нескольких десятков фемтосекунд до нескольких десятков пикосекунд) и очень высокой пиковой мощности. Синхронизация мод соответствует условию генерации, при котором моды резонатора генерируют с примерно одинаковыми амплитудами и синхронизованными фазами.

Рассмотрим частотное распределение амплитуд мод лазера с синхронизированными модами:



Гауссово распределение в полосе шириной $\Delta \omega_{\text{ген}}$, измеряемой на полувысоте.



Условие синхронизации фаз φ_l :

$$\varphi_l - \varphi_{l-1} = \varphi$$

φ – постоянная величина.

1) электрическое поле электромагнитной волны можно записать в виде:

$$E(t) = A(t) \cdot \exp(i\omega_0 t), \text{ где } A(t) = \frac{E_0 \cdot \sin\left[(2n+1) \cdot \frac{(\Delta\omega t + \varphi)}{2}\right]}{\sin\left[\frac{(\Delta\omega t + \varphi)}{2}\right]}; \Delta\omega = \frac{\pi \cdot c}{L}.$$

$E(t)$ представляет собой несущую синусоидальную волну на центральной частоте ω_0 с амплитудой $A(t)$.

При выполнении условия синхронизации фаз моды интерферируют, что приводит к образованию коротких световых импульсов. Два соседних импульса разделены между собой временным интервалом:

$$\tau_p = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$$

Это время, необходимое для полного прохода резонатора. Следовательно, генерацию можно представить себе также в виде импульса, распространяющегося в резонаторе туда и обратно.

Ширина: $\Delta\tau \approx \frac{1}{\Delta\nu_{\text{ааи}}}$, $\Delta\tau_{\text{ааи}} = (2n+1) \cdot \Delta\omega / 2\pi$ - полная ширина спектра генерируемого излучения.

Таким образом, можно видеть, что для получения очень коротких импульсов требуется большая ширина генерируемого спектра.

2) Гауссово распределение описывается выражением:

$$E(t) = A(t) \cdot \exp(i\omega_0 t)$$

$$A(t) = \int E_l \exp[i(l \cdot \Delta\omega t)] \cdot dl - \text{Фурье образ спектральной амплитуды.}$$

Длительность импульса $\Delta\tau_p$, определяемая на полувысоте, дается выражением:

$$\Delta\tau_p = 0,441 \cdot \Delta\nu_{\text{ааи}}$$

После рассмотрения этих двух примеров синхронизации мод, можно в заключение сделать вывод, что при выполнении условия синхронизации мод амплитуда поля оказывается пропорциональной фурье-образу спектральной амплитуды. Длительность импульса $\Delta\tau_p$ связана с шириной спектральной интенсивности $\Delta\nu_{\text{ааи}}$ соотношением $\Delta\tau_p = k/\Delta\nu_{\text{ааи}}$, где k — числовой множитель (порядка единицы), который зависит от конкретного вида распределения спектральной интенсивности. Такой импульс называют импульсом, длительностью которого определяется обратной шириной спектра.

Методы синхронизации мод:

Наиболее широкое применение нашли следующие два метода синхронизации мод:

- 1) синхронизация мод, осуществляемая активным модулятором, управляемым внешним сигналом (активная синхронизация мод),
- 2) синхронизация мод с помощью соответствующей-нелинейной оптической среды (пассивная синхронизация мод).

Режимы работы лазеров с синхронизацией мод:

Лазеры с синхронизацией мод могут работать либо с импульсной, либо с непрерывной накачкой.

В импульсном режиме общая длительность $\Delta\tau_p'$ огибающей цуга импульсов с синхронизованными модами в некоторых случаях определяется длительностью накачки. Однако в ряде других случаев наличие насыщающегося поглотителя приводит одновременно как к модуляции добротности, так и к синхронизации мод. Тогда длительность $\Delta\tau_p'$ огибающей цуга импульсов с синхронизованными модами определяется длительностью $\Delta\tau_p$ импульса лазера с модулированной добротностью.

В импульсном режиме для синхронизации мод чаще всего применяют электрооптический модулятор или кювету с насыщающимся поглотителем.

В случае получения непрерывной генерации с синхронизацией мод накачка лазера осуществляется непрерывно, а синхронизация мод достигается с помощью насыщающегося поглотителя или акустооптического модулятора.

Тема 9. ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

План:

1. Твердотельные лазеры
2. Полупроводниковые лазеры
3. Газовые лазеры
4. Жидкостные
5. Химические
6. Лазеры на ЦО
7. На свободных электронах

Твердотельные лазеры

В июле 1960г. Мейманом был создан первый лазер на кристалле рубина, положивший начало новому классу квантовых приборов-генераторов и усилителей оптического диапазона длин волн. Быстрое развитие твердотельных лазеров обусловлено принципиальными особенностями этих приборов.

В качестве активных для твердотельных лазеров в настоящее время используется множество материалов. Активными центрами являются примесные ионы: ионы переходных металлов (особенно Cr^{3+}); либо ионы редкоземельных элементов (главным образом Nd^{3+} или Ho^{3+}); введенные в кристалл.

Используемые для генерации переходы включают электронные уровни незаполненных внутренних оболочек. Поэтому такие переходы слабо подвержены влиянию кристаллического поля. В свою очередь это означает, что переходы являются достаточно резкими (т. е. с достаточно большим σ), а безызлучательные каналы релаксации — достаточно слабыми (т. е. с достаточно большими τ). Следовательно, в таких средах пороговая скорость накачки достаточно низка.

Лазер на рубине.

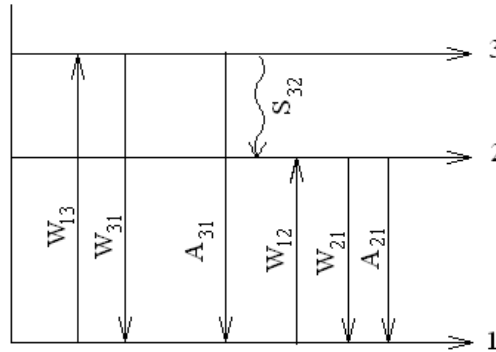
Это лазер, на котором впервые была осуществлена генерация и который все еще находит применение. Рубин, представляет собой кристалл Al_2O_3 (корунд), в котором некоторые ионы Al^{3+} замещены ионами Cr^{3+} . Соответственно энергетические лазерные уровни — это уровни иона Cr^{3+} в решетке кристалла Al_2O_3 . Генерация происходит на переходе $\bar{E} \rightarrow {}^4A_2$ (линия R_1 , $\lambda_l = 694,3$ нм, красная). Основные полосы поглощения накачки 4F_1 и 4F_2 с центрами на длинах волн 0,55 мкм (зеленая) и 0,42 мкм (фиолетовая) соответственно. Эти полосы связаны быстрыми ($\sim 10^{-7}$ с) безызлучательными переходами с состояниями $2\bar{A}$ и $\bar{E}$. Населенности уровней $2\bar{A}$ и $\bar{E}$ соизмеримы, т.к. эти уровни связаны быстрыми безызлучательными переходами и расстояние между ними мало.

Генерация на этом лазере получена как на линии R_1 так и на R_2 (использ. дисперсионный резонатор). Несмотря на усложнение, обусловленное этими двумя лазерными переходами, очевидно, что лазер на рубине работает по трехуровневой схеме.

Лазер на рубине, как правило, работает в импульсном режиме. Для накачки применяются импульсные ксеноновые лампы среднего давления (~500 мм рт. ст.). диаметр стержня обычно составляет 5-10 мм, а длина 5-20 см.

Инверсия в твердом теле создается по методу Басова-Прохорова.

Рассмотрим трехуровневую систему.



Рабочим переходом является переход 2-1. Уровень 3 – вспомогательный. В нормальном состоянии занят только уровень 1.

Для создания инверсии населенности рабочее вещество облучают светом, т.е. оптическая накачка, частота переходом накачки должна соответствовать переходам с 1 на 3.

С уровня 3 частицы без излучательно переходят на уровень 2 – постоянного перехода S_{32} . Эта энергия идет на нагрев рабочего тела. При этом достигается такая интенсивность накачки, что на уровне 2 удастся получить больше рабочих частиц, чем на 1.

Обозначим населенности рабочих уровней N_1 , N_2 , N_3 . Переход на уровень знак плюс, уход – знак минус:

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13} \cdot N_1 - N_3 \cdot (W_{31} + S_{32} + A_{31}) \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12} \cdot N_1 - N_2 \cdot (W_{21} + A_{21}) + N_3 \cdot S_{32} \quad (2)$$

Система решается, если:

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0 \quad (3)$$

Дополнительное условие:

$$W_{13} = W_{31}$$

$$W_{21} = W_{12}$$

Рассмотрим стационарный случай:

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$$

Будем считать, что вероятность безизлучательного перехода много больше всех других переходов с уровня 3.

$$S_{32} \gg (W_{31} + A_{31})$$

Учитывая это условия, запишем:

$$W_{13} \cdot N_1 - N_3 \cdot S_{32} = 0, \text{ следовательно } N_1 = \frac{N_3 \cdot S_{32}}{W_{13}}$$

Т.к. требуется, что $S_{32} \gg W_{31}$, следовательно уровень N_3 быстро опустошается, т.е. $N_1 \gg N_3$, отсюда $N_1 \neq N_2 = N_0$.

Для стационарного случая решим систему трех уравнений. Из уравнения (2) следует:

$$W_{12} \cdot N_1 - N_2 \cdot (W_{21} + A_{21}) + N_3 \cdot S_{32} = 0, \text{ где } N_2 = N_0 - N_1 \text{ и } N_3 \cdot S_{32} = W_{13} \cdot N_1$$

$$W_{12} \cdot N_1 - N_0 \cdot W_{21} - N_0 \cdot A_{21} + N_1 \cdot W_{21} + N_1 \cdot A_2 + W_{13} \cdot N_1 = 0$$

$$N_1 = N_0 \cdot \frac{W_{21} + A_{21}}{2W_{12} + W_{13} + A_{21}}$$

Населенность:

$$N_2 = N_0 \cdot \frac{W_{12} + W_{13}}{2W_{12} + W_{13} + A_{21}}$$

По методу Басова-Прохорова необходимо получить разность населенностей рабочего уровня:

$$N_2 - N_1 = N_0 \cdot \frac{W_{13} - A_{21}}{2W_{12} + W_{13} + A_{21}}$$

- 1) для создания инверсии населенности необходимо: $W_{13} > A_{21}$.
- 2) Скорость заполнения верхнего лазерного уровня должна превышать скорость его опустошения в результате спонтанных переходов.

Характеристики для рубиновых лазеров:

$E_{\text{эсг}}$ - энергия излучения в импульсе генерации

ν - частота следовательности импульсов.

τ - длительность импульсов.

$P_{\text{эсг}}$ - мощность излучения в импульсе генерации

$P_{\text{ср}}$ - средняя мощность генерации

$E_{\text{иаг}}$ - энергия накачки

$P_{\text{иаг}}$ - мощность накачки

θ - расходимость пучка.

Наряду с рубиновыми лазерами широкое распространение получили лазеры на стеклянной основе, имеющие ряд таких достоинств, как практически неограниченные размеры стержней, простота изготовления образцов любой формы, высокая оптическая однородность, простота массового производства. В то же время по сравнению с ионными кристаллами стекла имеют отрицательные свойства: низкая теплопроводность и высокий коэффициент теплового расширения, что затрудняет, разработку импульсных лазеров с большой частотой повторения. В настоящее время созданы лазеры на стекле, активированном ионами неодима, иттербия, эрбия, гольмия и др.

Полупроводниковые лазеры

Возможность использования полупроводниковых материалов в качестве рабочего вещества лазера давно привлекает к себе внимание. Это обусловлено тем, что полупроводники имеют очень высокую чувствительность к внешним воздействиям. Их свойствами можно управлять в широких пределах, варьируя температуру или давление, воздействуя на них световым излучением или потоком заряженных частиц, а также вводя различные примеси.

В настоящее время создано большое количество полупроводниковых лазеров различных типов, на различных материалах.

Создание неравновесного состояния с помощью оптической накачки, инверсия населенностей в полупроводнике.

Образование пары — электрона проводимости и дырки — может происходить как под влиянием тепловых колебаний решетки, так и при поглощении полупроводником света с частотой $h\nu > E_g$ (внутренний фотоэффект). Если же энергия кванта $h\nu > E_g$, то рождения электронно-дырочных пар не происходит (полупроводник прозрачен). Для получения лазерного эффекта существенно, что наряду с процессом индуцированного поглощения полупроводником световых квантов частоты ν имеет место, и процесс индуцированной рекомбинации, причем при определенных условиях излучение может преобладать над поглощением (при условии инверсии населенности).

Для того чтобы полупроводник усиливал падающий свет, необходимо сильно нарушить тепловое равновесие так, чтобы электроны плотно заполнили область, примыкающую ко дну зоны проводимости, а дырки заполнили область у потолка валентной зоны (такое состояние полупроводника называется вырожденным).

$F_c - F_v > E_g$; F_v , F_c - квази уровни Ферми для электронов и дырок.

Следовательно электроны из валентной зоны можно перевести только на свободные уровни, лежащие выше F_c . В то же время электроны из зоны проводимости можно перевести в валентную зону лишь только на уровни в интервале от E_v до F_c . Таким образом, если направить на вырожденный полупроводник поток световых квантов с частотой ν в интервале:

$$\nu_{\min} < \nu < \nu_{\max}; \text{ при условии } h\nu_{\min} = E_g; h\nu_{\max} = F_c - F_v,$$

то такие фотоны не смогут вызвать электронных переходов из валентной зоны в зону проводимости, т. е. не будут поглощаться. В то же время эти фотоны могут перебросить электроны из зоны проводимости в валентную зону, т. е. вызвать вынужденную рекомбинацию. Такой полупроводник будет усиливать свет в полосе частот:

$$\Delta \nu = \nu_{\max} - \nu_{\min}.$$

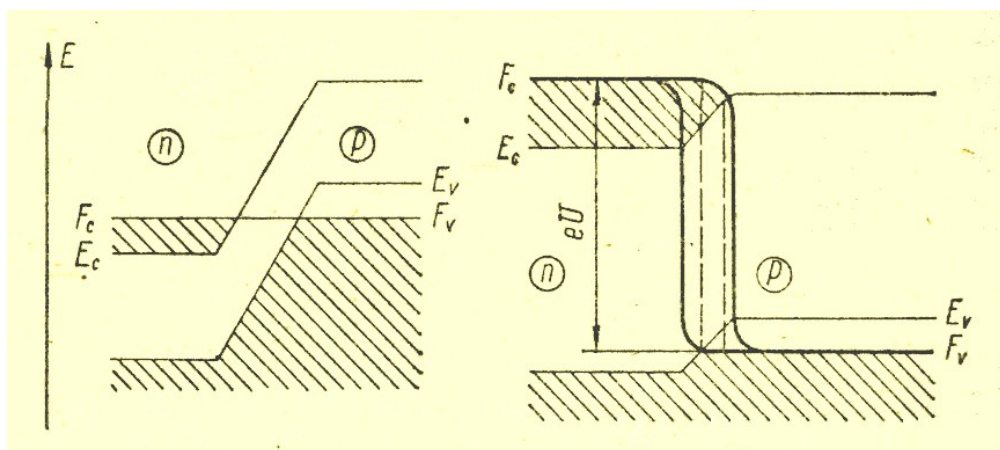
Для получения инверсии в чистом полупроводнике необходимо достичь вырождения электронов и дырок. Чем выше температура, тем труднее это осуществить, так как с повышением температуры электроны и дырки стремятся на более высокие энергетические уровни, плотность заполнения нижних состояний уменьшается, квазиуровни Ферми приближаются к запрещенной зоне.

Полупроводниковые лазеры отличаются друг от друга способами создания инверсии населенностей. Четыре основные группы:

- 1) лазеры на р — n-переходе (инжекционные лазеры),
- 2) лазеры с электронным возбуждением,
- 3) оптической накачкой,
- 4) лазеры с прямым электрическим возбуждением (лавинный пробой).

Инжекционные лазеры

Представим теперь полупроводник, в котором в очень узкой области (несколько микрометров) концентрация доноров и акцепторов резко изменяется, так что по одну сторону от этой области образуется полупроводник n-типа, а по другую — полупроводник р-типа. Возникает так называемая контактная разность потенциалов (р — n-переход), которая не позволяет больше электронам проникать в р-область, а дыркам — в n-область. При возникшем таким образом равновесии квазиуровни Ферми в р-и n-областях совмещены. Даже если электроны в n-области и дырки в р-области вырождены, то такой области, где бы они были вырождены одновременно, нет. Ситуация может качественно измениться, если к р — n-переходу приложить такое внешнее напряжение, которое практически снимет потенциальный барьер.



Теперь квазиуровень Ферми для электронов в р—п-области лежит выше дна зоны проводимости, а квазиуровень Ферми для дырок в той же точке полупроводника лежит ниже потолка валентной зоны. Имеется одновременное (в одной и той же области) вырождение электронов и дырок, т. е. выполняется условие $F_c - F_v > E_g$. Условие инверсии в р—п-переходе выполняется с тем большим запасом, чем выше электрическое поле в переходе, тем больший ток протекает через переход. Минимальный ток, при котором усиление света за счет вынужденных переходов равно его потерям в кристалле, называется пороговым током. При токе больше порогового свет, распространяющийся в плоскости р-п- перехода, усиливается. Для получения генерации нужна обратная связь, которая обычно осуществляется за счет отражения от гладких граней самого полупроводника.

Лазеры с накачкой электронным пучком и прямым электронным возбуждением

Одним из методов получения инверсии населенности в полупроводниках является бомбардировка чистого полупроводника пучком быстрых электронов (с энергией 50...500 кэВ). Быстрые электроны проходя через полупроводник, сталкиваются с валентными электронами, которые возбуждаются и переходят в зону проводимости. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что для образования электронно-дырочной пары возбуждающий электрон должен обладать энергией, большей или равной $3E_g$ (не менее двух третей E_g переходит в тепло, и примерно одна треть — в когерентное излучение). Реально достигнутые значения КПД составляют около 20%, т. е. ниже, чем у лазеров на р—п-переходах, у которых КПД достигает примерно 50%. Тем не менее полная выходная мощность значительно выше мощности инжекционных лазеров, так как толщина активного слоя при возбуждении электронным пучком (зависящая от энергии электронов в пучке) обычно достигает сотен микрон, т. е. возбуждаются большие объемы вещества. В то же время, многие полупроводники можно легировать лишь примесями одного сорта и, следовательно, в них невозможно сформировать р—п-переход.

Лазеры с оптической накачкой

В таких лазерах чистый полупроводник возбуждается интенсивным источником света, энергия фотонов которого чуть больше ширины запрещенной зоны. При накачке полупроводника инжекционным лазером. Лазеры с таким возбуждением являются высокоэффективными преобразователями когерентного излучения одной длины волны в когерентное излучение другой длины волны. Если полупроводник возбуждать, например, рубиновым лазером (излучение которого предварительно проходит через жидкий азот, где за счет рассеяния энергия фотонов уменьшается и становится равной ширине запрещенной зоны), то удастся получить глубину проникновения около 0,5 мм (лазер на GaAs) и мощность около 200 кВт. Общий КПД такой системы невелик.

Существует и другой метод оптической накачки при котором энергия квантов возбуждающего света меньше ширины запрещенной зоны. Свободные носители образуются при этом за счет процесса двухквантового поглощения. Достоинством этого

метода является возможность возбуждения достаточно толстых образцов. Недостатком является необходимость очень мощных лазерных источников возбуждения.

Газовые лазеры

Газовыми называются лазеры, в которых активной средой является газ, смесь нескольких газов или смесь газа с парами металла. Особенностью активной среды, находящейся в газовой фазе, является ее высокая оптическая однородность, дающая возможность применять большие оптические резонаторы и получать высокую направленность и монохроматичность излучения. Другая особенность такой активной среды — ее малая плотность, вследствие чего энергетический спектр активных частиц (атомов, ионов, молекул) не искажается из-за взаимодействия с соседними активными частицами. Поэтому энергетические уровни в спектре газов узкие, что позволяет сосредоточить энергию излучения газового лазера в нескольких или даже одной модах. При соответствующем выборе активной среды в газовых лазерах можно осуществить генерацию в любой части спектра — от ультрафиолетовой до далекой инфракрасной области.

Процессы протекающие в газоразрядном лазере

Инициатор	Атомный процесс	Молекулярный процесс
Фотон	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Поглощение} \rightleftharpoons \text{излучение:} \\ h\nu + A \rightleftharpoons A^* \\ \text{Ионизация} \rightleftharpoons \text{рекомбинация:} \\ h\nu + A \rightleftharpoons A^* + e \end{array} \right.$	Рамановское рассеяние: $h\nu + AB \rightleftharpoons AB^*$ Диссоциация: $h\nu + AB \rightleftharpoons A + B$ $h\nu + AB \rightleftharpoons A^+ + B^-$
Электрон	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Столкновения I рода} \\ \text{Возбуждение:} \\ e + A \rightleftharpoons A^* + e \\ \text{Ионизация:} \\ e + A \rightleftharpoons A^+ + 2e \\ \text{Тройственная рекомбинация:} \\ e + A^+ + B \rightleftharpoons A + B \end{array} \right.$	- $e + AB \rightleftharpoons AB^* + e$ $e + AB \rightleftharpoons A^+ + B^- + e$ Диссоциация: $e + AB \rightleftharpoons A + B + e$ $e + A^+ + B \rightleftharpoons A + B$
Атом	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Упругое рассеяние} \\ \text{Столкновения II рода:} \\ A + B^* \rightleftharpoons A^* + B \\ A^* + B \rightarrow A + (B^+)^* + e \\ A^* + B \rightarrow A + (B^+)^* \end{array} \right.$	- -

Условные обозначения: A — частица в нормальном состоянии; A^* — частица в возбужденном состоянии; A^+ — положительно заряженный ион; A^- — отрицательно заряженный ион; $h\nu$ — фотон; e — электрон.

Большим достоинством газовых лазеров является их способность работать как в непрерывном, так и в импульсных режимах. Эти лазеры характеризуются большим диапазоном мощностей излучения и способностью работать с высоким КПД.

Первыми были созданы газовые лазеры, возбуждаемые продольным электрическим разрядом (т. е. разрядом, направленным вдоль оптической оси резонатора) и получившие название газоразрядных. Инверсия населенностей уровней в газоразрядных лазерах создается в результате прохождения через активную газовую среду электрического тока

(табл.). В качестве активных частиц в газоразрядных лазерах используют нейтральные атомы, ионы и молекулы газов. Механизмы возбуждения этих частиц различны.

Наиболее эффективным процессом возбуждения ионных лазеров непрерывного действия является опустошение нижнего лазерного уровня за счет спонтанного излучения. Высокая населенность верхнего лазерного уровня обеспечивается в результате соударения ионов с быстрыми электронами в газовом разряде. Активным веществом в ионном лазере может быть инертный газ (аргон, гелий, криптон, неон), пары различных химических элементов (кадмия, селена, цинка, йода), а также ионы фосфора, серы, хлора, брома и других элементов.

Инверсия населенностей в молекулярных лазерах происходит под влиянием различных процессов (соударений молекул с быстрыми электронами, неупругих столкновений молекул различных газов в рабочей смеси и др.), которые качественно подобны процессам возбуждения в лазерах на нейтральных газах. Наиболее распространенными рабочими веществами в молекулярных лазерах являются азот и углекислый газ (CO_2) в смеси с азотом и гелием.

Газовые лазеры могут возбуждаться не только продольным электрическим разрядом. Большие мощности излучения обеспечивают газодинамические, химические, электроионизационные и ТЕА-лазеры. Название последних образовано из первых букв английских слов «Transversely Excited, Atmospheric Pressure».

Лазеры на нейтральных атомах

Типичным лазером на нейтральных атомах является гелий-неоновый лазер, в котором используется смесь гелия (He) и неона (Ne) в соотношении примерно 10 : 1 при общем давлении в газоразрядной трубке около 130 Па. Индуцированное излучение создается атомами неона, а атомы гелия участвуют лишь в передаче энергии к атомам неона (рис.).

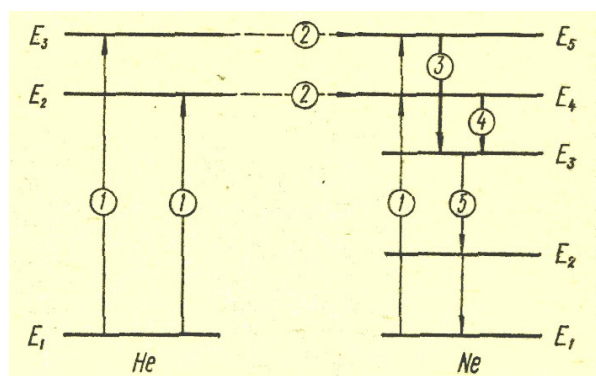


Рис.. Диаграмма энергетических уровней гелия и неона:

1 — возбуждение при столкновениях с электронами; 2 — резонансная передача возбуждения; 3 — лазерное излучение с длиной волны 0,6328 мкм; 4 — лазерное излучение с длиной волны 1,153 мкм; 5 — спонтанные переходы.

Под действием электрического разряда часть атомов гелия ионизируется и образуется плазма, содержащая электроны с большой кинетической энергией. Эти электроны, сталкиваясь с атомами гелия, переводят их из основного состояния E_1 на долгоживущие возбужденные уровни E_2 и E_3 , которые весьма близки к уровням E_4 и E_5 неона. Поэтому при столкновениях возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона возникает высокая вероятность резонансной передачи возбуждения, в результате чего атомы неона оказываются на уровнях E_4 или E_5 , а атомы гелия возвращаются в основное состояние. Таким образом, использование вспомогательного газа — гелия даст возможность осуществить дополнительное заселение нужных энергетических уровней неона и получить инверсию населенностей между уровнями E_3 , и E_4 , E_5 .

Поскольку уровень E_3 неона является короткоживущим, то на переходах $E_4 \rightarrow E_3$ и $E_5 \rightarrow E_3$, можно получить непрерывную генерацию. Переходу $E_4 \rightarrow E_3$ соответствует

генерация в ближней инфракрасной области с длиной волны 1,153 мкм; а переходу $E_5 \rightarrow E_3$ — в красной области видимого спектра с длиной волны 0,6328 мкм. Каждый из уровней E_3 , и E_4 , E_5 . Действительности состоит из нескольких подуровней, поэтому спектр гелий-неонового лазера может содержать большое число спектральных линий. Выделение нужной спектральной линии осуществляется подбором зеркал оптического резонатора, введением в резонатор диспергирующего или селективно поглощающего элемента. Между уровнями E_4 и E_5 неона есть еще один коротко живущий уровень (на рисунке не показан), переход атомов на который с уровня E_5 позволяет получить генерацию на длине волны 3,392 мкм.

Ионные лазеры

Из ионных лазеров наибольшее распространение получил аргоновый лазер непрерывного действия (рис.). Инверсия населенностей между верхним (E_4) и нижним (E_3) рабочими уровнями.

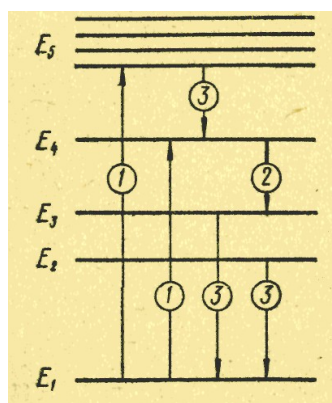


Рис. 7.3. Диаграмма энергетических уровней ионизированного аргона:

1 — возбуждение при столкновениях с электронами; 2 — лазерное излучение с длиной волны 0,45 мкм; 3 — спонтанные переходы.

Особенности конструкции аргонного лазера обусловлены тем, что для его работы требуется пропускать через газ ток большой плотности (до нескольких тысяч ампер на квадратный сантиметр), так как сначала нужно ионизировать нейтральные атомы аргона. Поэтому необходимо предусмотреть эффективную систему теплоотвода от газоразрядной трубки.

Рабочее давление газа — десятки паскалей. Для увеличения концентрации электронов создается магнитное поле, которое сжимает разряд и не дает ему касаться стенок.

Основными областями применения аргонных лазеров являются фотохимия, лазерная технология и медицина.

Молекулярные лазеры

Атомные и ионные лазеры имеют низкий КПД в связи с тем, что верхний рабочий уровень расположен очень высоко над основным состоянием, и, следовательно, в процессе возбуждения принимает участие лишь малая доля общего числа электронов. С точки зрения повышения КПД газоразрядных лазеров желательно, чтобы рабочие уровни были расположены по возможности ниже. В качестве таких уровней целесообразно использовать колебательные уровни молекул CO_2 , H_2O , N_2O , NH_3 , HCN и др. Лучшие результаты достигнуты в молекулярных лазерах на CO_2 (рис.).

Молекула CO_2 имеет три частоты собственных колебаний, которым соответствуют уровни E_3 , E_4 и E_5 . Заселение этих уровней в газовом разряде происходит вследствие трех основных процессов. Первый из них — возбуждение молекул CO_2 при их соударениях с быстрыми электронами. Использование такого механизма возбуждения позволяет создать лазер, дающий в непрерывном режиме излучение с мощностью около 10 Вт при КПД,

равном 10%. Значительное повышение мощности и КПД достигается добавлением к CO_2 молекулярного азота и гелия.

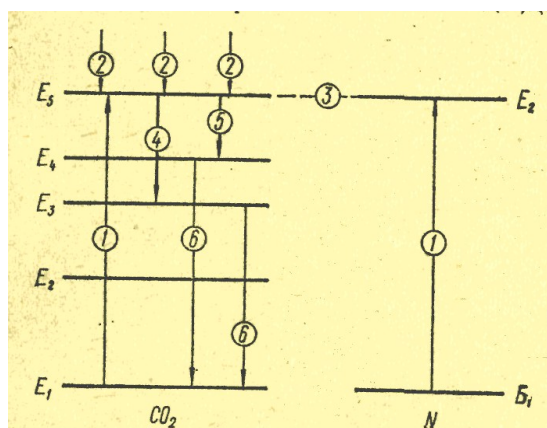


Рис. 7.5. Диаграмма- энергетических колебательных уровней молекул углекислого газа и азота: ; — возбуждение при столкновениях с электронами; 2 — каскадные переходы молекул; 3 — резонансная передача возбуждения; 4 — лазерное излучение с длиной волны 9,6 мкм; 5 — лазерное излучение с длиной волны 10,6 мкм; 6 — спонтанные переходы.

Газодинамические лазеры

Газодинамическими называются газовые лазеры, инверсия населен постен в которых создается путем быстрого расширения предварительно нагретой газовой смеси. Рабочий газ, нагретый до температуры, достаточной для возбуждения колебательных уровней его молекул, получает возможность расширяться так быстро, чтобы населенность верхнего лазерного уровня не успевала значительно снизиться, несмотря на падение температуры газа, т. е. «замораживалась» на величине, соответствующей температуре горячего газа. В то же время населенность более низко расположенного уровня успевает «следить» за температурой расширяющегося и, следовательно, охлаждающегося газа. За счет этого и создается инверсия.

Для создания инверсии населенности при быстром расширении газа используется, например, способ пропускания смеси углекислого газа с азотом через сверхзвуковое сопло.

ТЕА-лазеры

Большие успехи достигнуты в создании газовых импульсных лазеров, работающих при высоком давлении и возбуждаемых поперечным электрическим разрядом (ТЕА-лазеров).

Механизмы возбуждения этих лазеров качественно подобны процессам возбуждения в газоразрядных лазерах.

ТЕА-лазер на углекислом газе в смеси с азотом и гелием. Возбуждение газа в этом лазере осуществляется очень короткими высоковольтными импульсами, которые подаются на электроды специальной формы, формирующие поперечный разряд.

Жидкостные лазеры

В жидкостных лазерах активной средой является жидкость. Жидкие активные среды имеют существенные преимущества по сравнению с твердыми и газообразными. Объем жидкой активной среды может быть любым. Важным преимуществом среды по сравнению с твердой является отсутствие потерь излучения из-за неоднородности структуры активного вещества. Так как жидкость однородна и в ней не возникают деформации и напряжения, ограничивающие срок службы твердого активного вещества. Легко решается проблема отвода тепла: для этого достаточно применить циркуляцию

жидкости в резонаторе. Еще одним важным преимуществом жидких активных сред по сравнению с твердыми является их дешевизна и быстрота изготовления.

Жидкая среда характеризуется большей концентрацией активных молекул, поэтому она более пригодна для получения мощного непрерывного излучения. На жидких активных средах можно создавать лазеры, мощность излучения которых значительно превышает мощности твердотельных лазеров, а расходимость излучения такая же, как у газовых лазеров.

В настоящее время используют жидкие активные среды трех классов: растворы редкоземельных хелатов; растворы органических красителей и растворы неорганических соединений редкоземельных элементов.

Редкоземельные хелаты представляют собой сложные органические комплексы в которых ионы редкоземельного элемента находятся в окружении атомов кислорода принадлежащих органическим молекулам (лигандам). Из многочисленного класса хелатов наиболее перспективны в лазерной технике комплексы ионов европия с β -дикетонами, например бензоилацетанат европия.

Основным недостатком хелатов, препятствующим созданию на их основе мощных лазеров, является сильное поглощение лучистого потока накачки, что мешает проникновению излучения накачки в глубинные слои активного вещества. Другим существенным недостатком хелатов является их низкая фотохимическая стойкость.

Лазеры на хелатах удобны для лабораторных исследований, так как их излучение охватывает видимый диапазон спектра.

Возбуждение молекул красителей осуществляется импульсами лучистого потока. В процессе накачки молекулы-красителя возбуждаются до высших синглетных состояний и затем переходят в основное состояние. Конечно, генерация осуществляется не по двухуровневой схеме, а по схеме двух электронно-колебательных полос или по более сложной схеме, учитывающей взаимодействие синглетных и триплетных состояний. Ввиду возможности быстрого, безызлучательного перехода из возбужденного состояния в основное накачку необходимо производить короткими мощными импульсами лучистого потока. В качестве источника потока используют либо твердотельный лазер, либо импульсную лампу специальной конструкции.

Одним из наиболее важных достоинств лазеров на красителях является возможность перестройки длины волны выходного излучения, что достигается изменением концентрации раствора и оптической длины кюветы. Перестройку длины волны можно осуществлять также путем введения в резонатор наклонного интерферометра Фабри — Перо с расстоянием между зеркалами около 20 мкм или дифракционной решетки. Эксперименты показали, что перестройку можно осуществить в полосе около 0,07 мкм с центром на длине волны 0,875 мкм. Таким образом, с помощью лазеров на красителях можно получить практически любые длины волн излучения в видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

Благодаря этим свойствам можно создавать малогабаритные лазеры с перестраиваемой длиной волны, которые найдут широкое применение в цветной голографии, фотохимии, лазерной локации и многих других областях науки и техники.

Неорганические соединения редкоземельных элементов представляют собой типичные ионные системы и отличаются высокой эффективностью и фотохимической стойкостью. Чаще всего используется раствор хлорида или окиси неодима (Nd) в оксихлориде селена (SeOCl_2). Для растворения достаточного количества хлорида или окиси неодима растворы подкисляют неводородными кислотами.

Генерация происходит по четырехуровневой схеме, характерной для иона неодима. На соединениях Nd^{3+} : SeOCl_2 и Nd^{3+} : POCl_3 можно создавать лазеры, близкие по параметрам к характеристикам неодимовых лазеров на иттрий-алюминиевом гранате и стекле, однако жидкости имеют большие потенциальные возможности как по мощности излучения, так и по эффективности.

Химические лазеры

Газодинамические и ТЕА-лазеры, будучи приборами большой мощности, нуждаются, как правило, в громоздких и дорогих внешних источниках энергии. С этой точки зрения более выгодны химические лазеры, которые в принципе могут работать без внешнего источника энергии.

Химическим называется газовый лазер, в котором инверсия населенностей возникает непосредственно в процессе элементарной химической реакции. В ходе химической реакции свободная энергия системы уменьшается, однако существуют реакции, в процессе которых скорость образования продуктов в верхних энергетических состояниях больше, чем в нижних. За счет этого и получается инверсия населенности (табл. 7.5). В этих реакциях участвуют только свободные атомы, поскольку молекулы исходных веществ не могут реагировать с достаточно большой скоростью. Следовательно, для инициирования химической реакции необходимо создать большое количество свободных атомов. В большинстве случаев для этого необходимо использовать внешний источник энергии, предназначенный для нагрева газа, или пропускания через газ электрического разряда.

Табл.7.5. Реакции используемые в химических лазерах

Исходная система	Реакция	Активная молекула	Длина волны излучения, мкм
$H_2 : F_2$	$F + H_2 \rightarrow HF^* + H$ $H + F_2 \rightarrow HF^* \rightarrow HF^* + F$	HF	2,6-3,6
$H_2 : Cl_2$	$H + Cl_2 \rightarrow HCl^* + Cl$	HCl	3,5-4,1
$CS_2 : O_2$	$O + CS_2 \rightarrow CS + SO$ $SO + O_2 \rightarrow SO_2 + O$ $O + CS \rightarrow CO^* + S$ $S + O_2 \rightarrow SO + O$	CO	4,9-5,7

Лазеры на центрах окраски

В настоящее время используется целый ряд различных типов центров окраски в щелочно-галогидных кристаллах для получения генерации в эффективных оптически накачиваемых лазерах, перестраиваемых в широкой полосе в ближнем ИК-Диапазоне Лазеры на центрах окраски позволяют перекрыть диапазон длин волн 0,8—3,3 мкм.

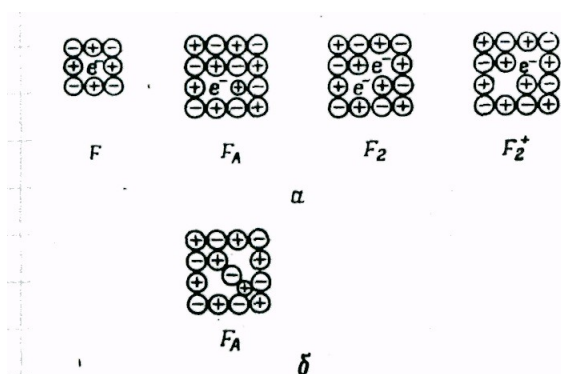


Рис.6.35. а – нормальная структура F^- , F_A^- , F_2^- и F_2^{+} -центров окраски;
б — структура релаксированного F_A -центра.

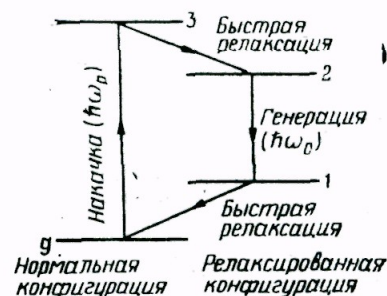


Рис.6.36. Цикл накачки лазера на F^- центрах.

Электрон (не показан на рисунке) находится, в двух пустых областях решетки.

На рис. 6.35 показана структура некоторых центров окраски, представляющих интерес для нашего рассмотрения. Из приведенных на рисунке центров окраски [генерация получена лишь на F_A и F_2^+ . Если один из шести ближайших к вакансии ионов металла посторонний (изображен на рисунке кружком меньшего диаметра; например, Li^+ в галогениде калия), то такой дефект называется F_A -центром. Два соседних F'' -центра, расположенные вдоль направления (110), образуют F_2 -центр, а F_2^+ -центр представляет собой однократно ионизованный F_2 -центр. После того как F-центр будет переведен в возбужденное состояние 3, он быстро (за время порядка пикосекунд) релаксирует в состояние 2. Релаксация F -, F_2 - и F_2^+ -центров состоит лишь в пространственном расширении вакансии (или удвоении вакансии). Далее F-центр рекомбинирует (излучательно) в релаксированное основное состояние {состояние 1 на рис. 6.36), а затем из этого состояния быстро переходит в нерелаксированное основное состояние g.

Из лазеров на F_A -центрах упомянем лазеры на $KCl: Li$ ($\lambda = 2,5—2,9$ мкм) и $RbCl: Li$ ($\lambda = 2,7—3,3$ мкм). Среди лазеров на F_2^+ -центрах отметим лазеры на NaF ($\lambda = 0,88—1$ мкм), KF ($\lambda = 1,25—1,45$ мкм) и LiF ($\lambda = 0,84—1,04$ мкм). Следует заметить, что приготовление лазерных кристаллов с F_A - и F_2^+ -центрами окраски требует особой тщательности и большого искусства.

Лазеры на центрах окраски имеют следующие параметры. Типичная пороговая мощность накачки составляет порядка нескольких десятков милливатт (при фокусировке излучения накачки в кристалле в пятно диаметром 20 мкм). Получена непрерывная генерация мощностью 1 Вт.

Лазеры на свободных электронах.

Из самых новых и интересных типов лазеров, в активной среде которых электроны являются еще более свободными, чем в рассмотренных выше случаях, а именно лазер на свободных электронах. На самом деле в этом лазере электроны движутся свободно (они находятся в вакууме) в периодическом магнитном поле, и процесс вынужденного излучения происходит за счет взаимодействия электромагнитного поля лазерного пучка с электронами, движущимися в такой периодической структуре. В принципе лазеры на свободных электронах могут генерировать вынужденное излучение с высокой пиковой интенсивностью ($\sim$ несколько МВт/см²) на любой длине волны от ИК- до УФ-диапазона и, возможно, даже в рентгеновской области спектра.

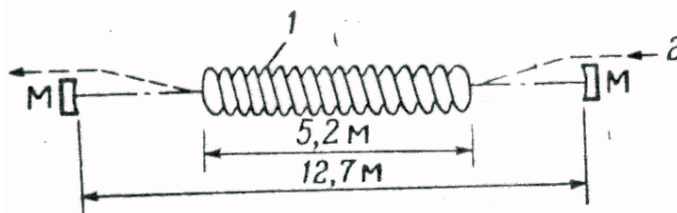


Рис. 6.38. Схематическое представление лазера на свободных электронах. М—зеркало резонатора; 1 — магнит, создающий поле винтовой структуры с периодом 3,2 см; 2 — сгруппированный пучок электронов (43 МэВ). Согласно Дикону и др. [34].

Схема устройства лазера на свободных электронах приведена на рис. 6.38. Пучок релятивистских электронов проходит через поперечное периодическое магнитное поле («wigler»). Как и в любом другом лазере, вынужденное излучение вдоль направления электронного пучка имеет обратную связь, образованную двумя зеркалами с соответствующими коэффициентами отражения. Вынужденное излучение обусловлено

взаимодействием электромагнитной волны с электронами, движущимися в периодической магнитной структуре. Этот эффект можно, собственно, назвать магнитным тормозным излучением. Излучение может также поглощаться за счет процесса, обратного тормозному излучению. Длины волн, на которых происходит излучение (знак « + ») и поглощение (знак « — »), даются следующим выражением:

$$\lambda = \frac{\lambda_q}{2\gamma^2} \cdot \left[1 + \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \cdot \frac{\lambda_q^2 \cdot r_0}{mc^2} \cdot B^2 \right] \cdot \left(1 \pm \frac{h\nu}{\gamma mc^2} \right), \quad (6,29)$$

где λ_q — период магнитного поля, γmc^2 — энергия электрона (в эргах), m — масса электрона, r_0 — классический радиус электрона (в сантиметрах) и B — напряженность поперечного магнитного поля (в гауссах). Поскольку длина волны излучения несколько больше длины волны поглощения, усиление наблюдается с длинноволновой стороны, а поглощение — с коротковолновой стороны перехода. Минимальное теоретическое значение ширины линии определяется спонтанным излучением и в то же время зависит от длины магнита.

С помощью устройства, показанного на рис. 6.38, получена излучение с длиной волны $\lambda \approx 3,4$ мкм, средней мощностью 0,36 Вт и максимальной мощностью импульса (электронный пучок был импульсный) 7 кВт.

Длину волны перехода можно перестраивать, изменяя энергию электронов и (или) период магнита. Для получения генерации в видимой и УФ-областях спектра понадобятся сильноточные электронные пучки. Возможности современных ускорителей электронных пучков позволяют реализовать лазерную генерацию на коротких длинах волн по крайней мере до 100 нм. Необходимость использования сложных ускорителей электронных пучков, а также сравнительно невысокий КПД таких лазеров (<0,5%) в настоящее время представляют собой, по-видимому, наиболее серьезное препятствие, ограничивающее развитие лазеров на свободных электронах. Следовательно, будущее лазеров на свободных электронах зависит от того, как будут развиваться относительно большие ускорительные установки.

Тема 10. ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Принцип действий, классификация и основные характеристики

В промышленности и в научных исследованиях широко применяются оптические квантовые усилители (ОКУ). Эти устройства в сочетании с лазерами дают возможность получать высокие уровни энергии и мощности когерентного оптического излучения (импульсная мощность около 10^{10} Вт., энергия излучения примерно 10^8 Дж, а также генерировать сверхкороткие импульсы лазерного излучения с длительностью $10^{-10} \dots 10^{-12}$ с. ОКУ входит в состав приемной части оптической линии связи (ОЛС) и служит для обнаружения слабых световых сигналов в широкой полосе частот.

В основе работы ОКУ лежит тот же принцип, что и у лазеров т. е. способность возбужденных квантовых частиц отдавать свою энергию под воздействием внешнего электромагнитного поля. Движение частиц и связанная с ним кинетическая энергия в процесс усиления не вовлекаются, в силу чего отсутствуют характерные для обычных электронных приборов дробовые шумы. Основными же источниками шумов в ОКУ являются спонтанное излучение активной среды и тепловое излучение диссипативных элементов. При индуцированном излучении кванты электромагнитного поля, как исходные, так и излученные квантовой системой полностью тождественны, т. е. имеют одинаковые частоты, поляризации и направления распространения, что и определяет когерентность квантового усиления.

Получение инверсии населенностей энергетических уровней активной среды является необходимым, но недостаточным условием для получения усиления. Для создания усилителей должно быть обеспечено необходимое взаимодействие активного вещества и усиливаемого излучения. Это взаимодействие может происходить как; в режиме бегущей волны — оптические квантовые усилители бегущей волны (ОКУ БВ), так и в режиме стоячей волны. В последнем случае излучение многократно проходит через один и тот же образец вещества, помещенный в оптический объемный резонатор (ООР) — резонаторные (регенеративные) оптические квантовые усилители (РОКУ). РОКУ разделяют на проходные, кольцевые, однонаправленные и отражательные.

Основной характеристикой ОКУ является *коэффициент усиления* K — величина, показывающая, во сколько раз мощность выходного сигнала усилителя превышает мощность входного сигнала. Коэффициент усиления всегда зависит от частоты усиливаемого излучения. Интервал частот, в котором коэффициент K достаточно велик, называют *полосой пропускания усилителя* $\Delta_{ОКУ}$. На практике часто пользуются таким понятием, как широкополосность оптического квантового усилителя :

$$B = \Delta_{ОКУ} \times K_0^{1/2}$$

где K_0 — коэффициент усиления ОКУ на резонансной частоте ν_0 .

Третьей важнейшей характеристикой ОКУ является *мощность шума* $P_{ш}$, обуславливающая в основном чувствительность ОКУ, т. е. способность усиливать очень слабые световые сигналы.

Резонаторные оптические квантовые усилители

Объемные резонаторы радиодиапазона имеют размеры, сравнимые с длиной возбуждаемой в них волны.

РОКУ нашли широкое применение при работе с активным веществом, обладающим отрицательным поглощением и имеющим малую степень активности. Принцип работы РОКУ основан на регенеративных явлениях, а использование положительной внешней или внутренней обратной связи позволяет значительно повысить коэффициент усиления по сравнению с коэффициентом усиления активной среды за один пробег (G). Считая, что резонатор заполнен активным веществом, имеющим коэффициент отрицательного поглощения α , для коэффициента усиления за один проход можно записать следующее:

$$G = \exp(-2\alpha L)$$

где L — длина резонатора.

В общем случае коэффициент усиления РОКУ:

$$K = \frac{(1 - r_1)(1 - r_2)G}{(1 - \sqrt{r_1 r_2} \cdot G)^2}$$

где r_1, r_2 - коэффициенты отражения зеркал ООР.

Проходные РОКУ могут работать в двух режимах:

1) в режиме полного согласования входа усилителя и передачи усиленного сигнала в направлении выхода;

2) в режиме симметричного усиления ($r_1 = r_2 = r$).

Первый режим характерен тем, что усилитель не отражает поступающий на него сигнал и не излучает в направлении входа. При выполнении условия согласования $r_1 \text{ согл} = r_2 G^2$ коэффициент усиления

$$K_{\text{согл}} = \frac{(1 - r_2)G}{(1 - r_2 G^2)}$$

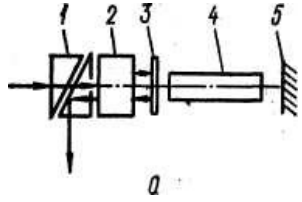
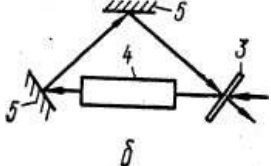
Для второго режима

$$K_{\text{сим}} = \frac{(1 - r)^2 G}{(1 - rG)^2}$$

При достижении инверсии населенностей энергетических уровней резонатор регенерируется и его добротность

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\sqrt{rG}}{1 - rG} \quad \text{при } rG < 1.$$

Табл. 1. Оптические схемы и основные характеристики РОКУ

Оптическая схема	Спектральный коэффициент усиления	Коэффициент усиления на резонансной частоте	Широкополосность
	$K(\lambda) = \frac{r - 2G(r)^{1/2} \cos 4\pi \frac{L}{\lambda} + G^2}{r - 2G(r)^{1/2} \cos 4\pi \frac{L}{\lambda} + G^2 r}$	$K_0 = \left(\frac{G - r^{1/2}}{1 - G(r)^{1/2}} \right)^2$	$\Pi = \nu \frac{\lambda (G^2 - 1)}{2\pi LG}$
	$K(\lambda) = \frac{r - 2(rG)^{1/2} \cos 2\pi \frac{L}{\lambda} + G^2}{r - 2(rG) \cos 2\pi \frac{L}{\lambda} + Gr}$	$K_0 = \left(\frac{r^{1/2} - G^{1/2}}{1 - (rG)^{1/2}} \right)^2$	$\Pi = \nu \frac{\lambda (G - 1)}{\pi LG^{1/2}}$

а – отражательный РОКУ; б – однонаправленный кольцевой РОКУ; 1 – призма Глана; 2 – ячейка Фарадея; 3 – частично отражающее зеркало; 4 – активное вещество; 5 – полностью. Отражающее зеркало.

Поскольку как симметричный режим, так и режим согласования требуют довольно точного подбора r_1 и r_2 , то при практической работе с РОКУ рекомендуется подбирать зеркала непосредственно при юстировке устройства. Использование металлических зеркал в резонаторе РОКУ нежелательно из-за тепловой неустойчивости. Кроме того, коэффициент усиления РОКУ с металлическими зеркалами превышает усиление активного вещества лишь в узкой области изменений r_1 и r_2 непосредственно вблизи порога самовозбуждения.

Наибольшее распространение получили следующие два технических решения:

- 1) отражательный РОКУ;
- 2) однонаправленный кольцевой.

Оба усилителя представляют собой регенерированные ОКУ БВ. В отражательном РОКУ активное вещество имеет форму длинного однородного стержня с одним отражающим торцом. Противоположный торец частично прозрачный и является одновременно входным и выходным зеркалом для усиливаемого излучения. Как и в радиодиапазоне, разделение входного и выходного сигналов осуществляется с помощью невзаимных элементов, подобных циркулятору (ячейка Фарадея с призмой Плана).

Нерегенерированные оптические квантовые усилители бегущей волны

Достижение высокого стабильного усиления в оптическом диапазоне, где длина усиливающих элементов много больше длины волны, наиболее реально при использовании нерегенерированных усилителей бегущей волны. В данном случае выбирают активное вещество с большей степенью активности. Рассмотрим некоторые схемные решения ОКУ БВ (рис. 4).

Если на торцах стержней активного вещества отсутствуют просветляющие (согласующие) покрытия, то усиление одного каскада не должно превышать 6 дБ. Для создания невязимой развязки применяют ячейку Фарадея. Плоскость поляризации волны, падающей на активное вещество, задается поляризаторами, повернутыми на угол 45° по отношению друг к другу. В качестве поляризаторов используют призмы Глана, дихроичные поляризаторы или же поляризаторы с отражением под углом Брюстера.

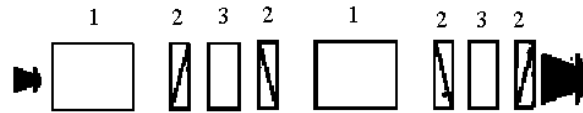


Рис. 4. Схема оптического квантового усилителя бегущей волны:
1 - активное вещество ОКУ; 2 - дихроичные поляризаторы; 3 - ячейка Фарадея.

С помощью каждого невязимого элемента достигается развязка порядка 25 дБ при потерях 1,6 дБ в прямом направлении. Например, с помощью пяти каскадного усилителя, имеющего усиление 20 дБ, была получена импульсная мощность до 1 ГВт.

Принципиальным пределом величины выходной мощности для ОКУ БВ можно считать мощность, ограничиваемую процессами многофотонного поглощения. В среде с инверсией населенности $N_2 - N_1$ под действием монохроматического излучения с интенсивностью I и частотой ν в единице объема в единицу времени создается энергия:

$$E_{\text{БВЛХ}} = (N_2 - N_1) \sigma_{12}(\nu) I$$

где $\sigma_{12}(\nu) = \frac{c^2 A_{12}}{8\pi \nu_0} g(\nu - \nu_0)$ - сечение радиационного перехода $2 \rightarrow 1$ с испусканием фотона частоты ν ; A_{21} — вероятность спонтанного перехода, с; ν_0 — средняя частота перехода $2 \rightarrow 1$, $g(\nu)$ — нормированная функция формы линии перехода $2 \rightarrow 1$.

Максимально достижимая энергия импульсе, получаемая при усилении с помощью ОКУ БВ, $E_{\text{max}} = N_0 h\nu / (2k_{\text{пот}})$, где $N_0 = N_1 + N_2$. Замечательным свойством ОКУ БВ, работающего в импульсном режиме усиления, является сокращение длительности проходящего через него лазерного импульса (рис. 5). Однако для этого необходимо, чтобы передний фронт исходного импульса был достаточно крутым. В противном случае наблюдается уширение исходного импульса.

Полуширина выходного импульса:

$$\tau_{\text{И0,5}} \approx e^{-\sigma_{12} / (N_2 - N_1)_0 L} / (2\sigma_{21} j_0 V)$$

где j_0 - плотность потока фотонов из данного объема в момент времени $t = 0$; $(N_2 - N_1)_0$ - разность населенностей энергетических уровней 2 и 1, $1/\text{см}^3$, в момент времени $t = 0$; V - скорость распространения света в среде, см/с.

Для определения формы входного импульса, необходимой для получения заданного выходного импульса, используют соотношение:

$$P_{\text{ex}} = (t - t_y) = P_{\text{вх}}(t) \left\{ \frac{1}{[1 + (k + 1)] K^{-E_{\text{ex}}(t)/E_0}} \right\}$$

где $P_{\text{вх}}(t)$, $P_{\text{вых}}(t)$ - входная и выходная мощности импульсного сигнала, пропускаемого через ОКУ БВ, Вт; $E_0 = 0,5h\nu (N_2 - N_1)$ — энергия, накапливаемая в ОКУ, Дж;

$E_{\text{ex}}(t) = \int_0^{\tau_{\text{И}}} P_{\text{вх}}(t) dt$ - энергия, накапливаемая за время действия импульса $\tau_{\text{И}}$, Дж; t_y — время прохождения импульса через ОКУ, при условии $t_y \ll \tau_p$ (τ_p - время релаксации).

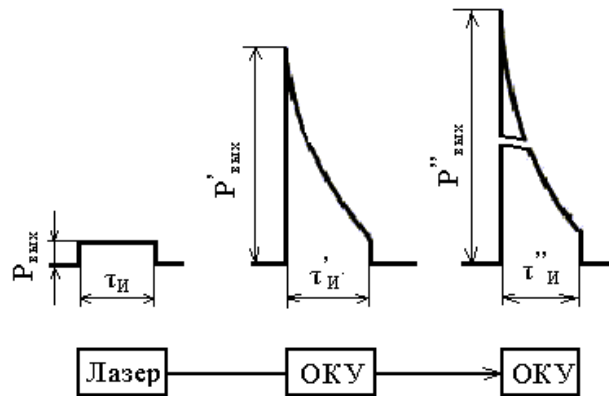


Рис. 5. Схематическое представление процесса прохождения лазерного импульса через ОКУ БВ:

$P'_{\text{вых}} = 10 P_{\text{вх}}$, $P''_{\text{вых}} = 10 P'_{\text{вых}}$; $\tau_{\text{И}} > \tau'_\text{И} > \tau''_\text{И}$; общее усиление 2 дБ.

Влияние оптического квантового усилителя на когерентность излучения лазера

Использование когерентного излучения для оптической связи накладывает на системы, осуществляющие эту связь, определенные ограничения. Направленность и когерентность излучения лазера, обеспечивающие требуемую пропускную способность канала, могут изменяться в результате взаимодействия со средой. Активное вещество ОКУ, являясь средой, через которую переносится информация, вызывает изменение когерентности излучения. В свою очередь, уменьшение когерентности приводит к расширению луча. Поскольку степень когерентности электромагнитного поля определяет количество информации, которую потенциально можно в него внести, оптический квантовый усилитель, изменяя статистические свойства донного поля, вносит дополнительные шумы.

Существуют различные методы оценки времени когерентности τ_k . Наиболее распространенные из них — интерференционный и флюктуационный методы, которые позволяют качественно и количественно определить, время когерентности излучения.

Для исследования возможного количества информации, вводимой в ОЛС, необходимо оценить шумы когерентного лазерного излучения, проходящего через активную усилительную среду. Природа возникновения шумов следующая. Шумовое излучение, вызванное спонтанными переходами с верхнего энергетического уровня, перемешивается с полезным сигналом, и часть этого шума, перенесенная сигналом к детектору, ухудшает отношение сигнал/шум (тепловыми шумами можно пренебречь в силу того, что $kT \gg h\nu$).

Мощность шума зависит от угла Θ :

$$P_{ш}(\theta) = 2P_{ш0} S \cos \theta \frac{d\omega}{\lambda^2}$$

где S - площадь выходного окна усилителя, см^2 ; $d\omega$ — элементарный телесный угол, в который излучается шум, ср ;

$$P_{ш0} = h\nu d\nu \frac{N_2}{N_2 - N_1 g_2 / g_1} (G - 1) - \text{мощность шума на одну моду, Вт};$$

$d\nu$ — интервал частот, в котором излучается данный шум, Гц .

Метод снижения шума в ОКУ. В формуле $P_{ш}(\theta)$ не учтена поляризация шума, тогда как использование линейного поляризатора вдвое уменьшает шум. Для наилучшей передачи мощности через выходное окно усилителя лазерный луч вводят в ОКУ таким образом, чтобы его радиус в плоскости выходного зеркала достигал минимального значения $r_{\text{луч}} = a_0$, где a_0 - радиус окна.

Пренебрегая дифракцией при нарушении поперечного распределения поля сигнального пучка и поглощением мощности излучения ($\approx 13,5\%$), на выходном окне ОКУ, считают сигнал неискаженным. Телесный угол, занимаемый выходящим пучком, $\omega_{\text{луч}} = \lambda^2/S$. В случае, когда половина мощности шума задерживается линейным поляризатором, мощность шума, принимаемая детектором, равна $P_{ш0}$.

Если известны мощность шума $P_{ш0}$ на выходе ОКУ и его коэффициент усиления за один прогон (G), можно рассчитать мощность шума, приведенную ко входу усилителя:

$$P_{ш.вх} = h\nu d\nu \frac{N_2}{N_2 - N_1 g_2 / g_1} \frac{G - 1}{G}$$

Трехуровневый ОКУ, в котором $N_1 \approx N_2$, имеет мощность шума больше четырехуровневого (при $N_1 \ll N_2$) в $N_2 / (N_2 - N_1(g_2/g_1))$ раз.

Методы и схемы определения параметров оптических квантовых усилителей

Методика измерения коэффициента усиления по схеме на рис. 9. следующая. Излучение с одного выхода лазера 1 через ячейку Фарадея 2 направляется на разрядную трубку ОКУ 3 и после анализа в монохроматоре 4 подается на фотоумножитель 5. Излучение со второго выхода лазера (опорный сигнал) поступает на вход фотоумножителя 8. С выводов фотоумножителей 5 и 8 электрические сигналы подаются на входы соответствующих зеркальных гальванометров 6 и 7 (например, типа М-95). При отсутствии разряда в трубке ОКУ показания гальванометров выставляются одинаковыми.

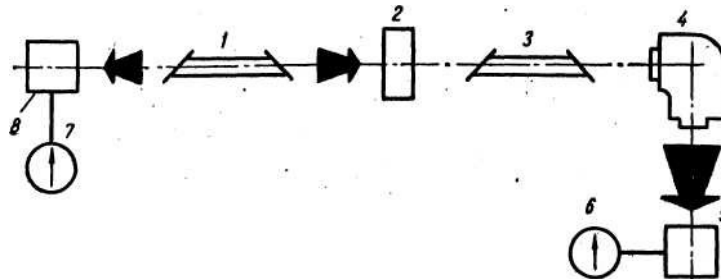


Рис. 9. Схема для измерения коэффициента усиления оптических квантовых усилителей.

Коэффициент усиления оценивают по разности показаний гальванометров, возникающей при включении разряда усилителя. Используя описанную схему, можно получить зависимость коэффициента усиления от тока накачки I_n ОКУ.

Расчет инверсии населенности энергетических уровней ОКУ.

Для активного вещества коэффициент усиления K пропорционален разности населенности уровней. В свою очередь ΔN является функцией тока накачки. Зная величину K для вполне определенного тока накачки ОКУ, можно построить зависимость $\Delta N = \varphi(I_n)$:

$$\Delta N = 25.13 \frac{\varepsilon \tau_s R}{\lambda_0^2} \frac{1}{g(\nu)}$$

где ε – диэлектрическая проницаемость усиливающей среды; $\tau_s = 3 \cdot 10^{-7}$ с – время жизни спонтанного перехода энергетического уровня $3S_2$; λ_0 – длина волны в вакууме, см.

Для линии, имеющей лоренцову форму:

$$g(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{0.5 \Delta \nu_l}{(\nu - \nu_0)^2 + (0.5 \Delta \nu_l)^2}$$

где $\Delta \nu_l = 10^7$ с⁻¹ – ширина линии.

Методика измерения коэффициента усиления по схеме (рис. 11), Излучение лазера 5 через диафрагму 4 (для выделения волны ТЕМ), согласующую линзу 2 (для совпадения фронта падающей волны с поверхностью входного зеркала) и нейтральный фильтр 12 (для развязки между усилителем и генератором) направляется на вход усилительной трубки 10. При изменении коэффициента усиления излучение регистрируется фотоэлектронным умножителем 8, сигнал с которого поступает на осциллограф 7. При определении коэффициента усиления за один пробог (G) удаляются зеркала 11 резонатора ОКУ и измеряется сигнал генератора, прошедший через трубку усилителя при разряде и без разряда. Для наиболее точного определения коэффициента усиления необходимо выполнить следующие условия:



Рис. 11. Схема для измерения коэффициента гелий – неоновый ОКУ.

1. Соотношение парциальных давлений в активной газовой среде следует выбирать таким, чтобы порог самовозбуждения ОКУ находился в области слабой зависимости активности среды от тока накачки I_n (для He и Ne оптимальным можно считать соотношение 17 : 1). Выполнение этого требования позволит снизить влияние флуктуации разрядного тока на коэффициент усиления.
2. Установку следует монтировать на общей массивной платформе, добиваясь высокой точности ($\approx 3''$) совмещения оси ОКУ с направлением падающей на него волны.

Методика измерения коэффициента усиления по схеме (рис. 12) следующая. Излучение лазера 1 через аттенюатор 2, полупрозрачную пластину 4, систему заслонок 5,

диафрагму 6 направляется на вход усилительной трубки 9 и, отразившись от зеркала 10, через диафрагму 15, конденсатор 14 и интерференционный светофильтр 13 подается на фотоумножитель 12, электрический сигнал с выхода которого регистрируется на ленте самопишущего прибора 11. С другой стороны на вход фотоумножителя 12 подается второй сигнал, представляющий собой то же излучение лазера, но отраженное системой зеркал 3, 4. Диафрагмы и интерференционный светофильтр предназначены для уменьшения влияния некогерентного свечения трубки. Систематическая погрешность измерения коэффициента усиления K данной установкой составляет около 7%, что обусловлено дискретным слежением за уровнем мощности лазера с помощью системы заслонок 5 и блока 7.

Измерение осуществляется следующим образом. При потушенной трубке производится калибровка каналов измерительной установки и определяется величина $\xi = P_{\text{изм}}/P_{\text{эт}}$, где $P_{\text{изм}}$ - мощность на выходе измерительного канала; $P_{\text{эт}}$ - мощность на выходе эталонного канала (зеркала 3, 4). Затем производится запись тех же величин при различных значениях разрядного тока трубки 9 и определяется величина $\xi_1 = P'_{\text{изм}}/P'_{\text{эт}}$. Ввиду того, что некогерентная засветка ($\xi = P_{\text{засв}}$) частично проникает на вход ФЭУ, при следующем шаге измеряют ее величину и находят уточненный коэффициент усиления $\xi'_1 = (P'_{\text{изм}} - P_{\text{засв}})/P'_{\text{эт}}$. Тогда истинный коэффициент усиления $K = \sqrt{\xi'_1/\xi}$. Чтобы определить запас усиления, обеспечиваемый активным веществом, необходимо произвести еще одно измерение. Для этого зеркало 10 переносят в положение 8. При этом $\xi_1 = P'_{\text{изм}}/P'_{\text{эт}}$; $\xi = \sqrt{\xi'_1/\xi}$. Запас усиления $\Delta K = (K - \xi) \cdot 100\%$. Рассмотренные схемы позволяют с достаточной точностью экспериментально оценить основные характеристики ОКУ.

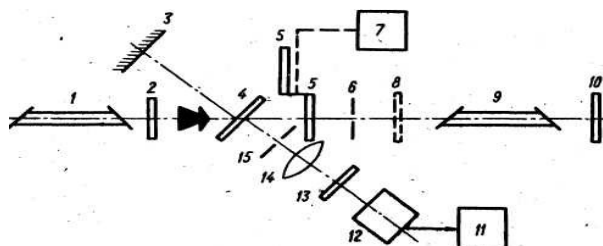


Рис. 11. Схема для измерения коэффициента усиления лазерных трубок.

Тема 11. МОДУЛЯЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Физические принципы, классификация основные требования к модуляторам лазерного излучения

Под модуляцией лазерного излучения понимается воздействие информационного сигнала на излучение лазера, заключающееся в изменении показателя преломления оптической среды, изменении добротности резонатора, расщеплении или сдвиге рабочих уровней энергии атомов, молекул, кристаллов. В основе методов изменения показателя преломления лежит фазовая модуляция, которая, в зависимости от схемы модулятора, может быть преобразована в амплитудную, а также в модуляцию по поляризации и по частоте. Метод изменения добротности резонатора основан на создании большой перенаселенности активных частиц на метастабильном уровне, активного вещества путем перекрывания излучения светозатвором.

По месту расположения модулятора относительно резонатора лазера модуляторы лазерного излучения (МЛИ) делят на два класса: внерезонаторные (внешние) (рис. 1) и внутрирезонаторные (внутренние) (рис. 2).



Рис. 1. Классификация внерезонаторных модуляторов лазерного излучения

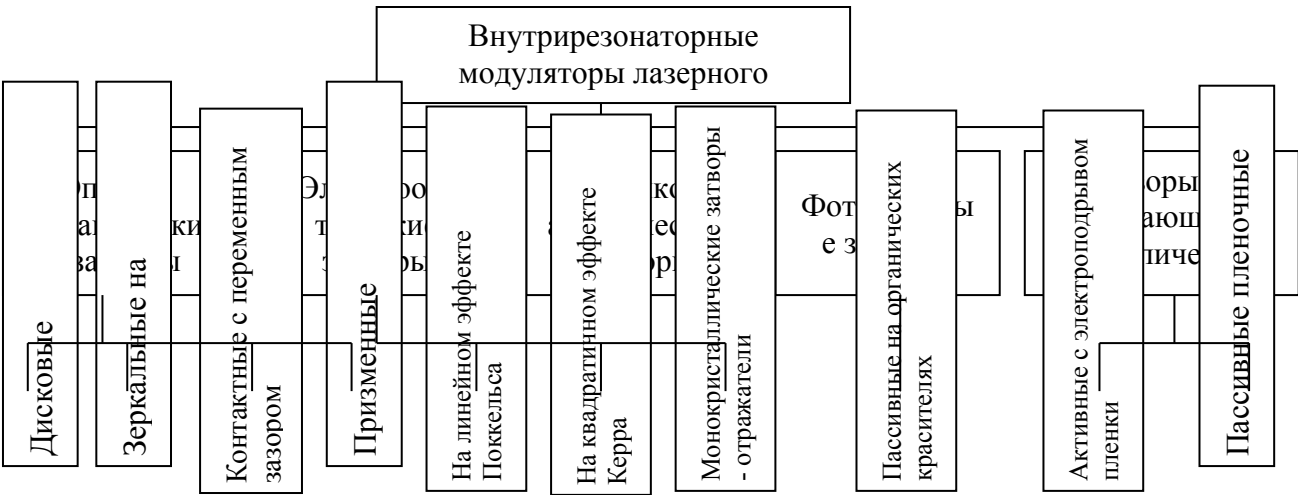


Рис. 2. Классификация внутрирезонаторных модуляторов лазерного излучения

Внешние МЛИ модулируют уже сформированный лазерный луч, в то время как внутренние модулируют излучение в процессе его генерации. Применение внутренней

модуляции дает возможность уменьшить мощность питания модулирующего элемента, но имеет свои недостатки, так как введение внутрь оптического резонатора каких-либо элементов обуславливает повышенные требования к их оптическим характеристикам.

По выходному сигналу МЛИ принято разделять на четыре группы: амплитудные, фазовые, частотные и поляризованные. Обычно выбор типа модуляции определяется видом передаваемой информации, глубиной модуляции, мощностью модулирующего сигнала, режимом работы лазера и т. д. Наибольшее распространение получили амплитудные МЛИ, что объясняется относительной простотой их конструкции. В зависимости от тактических задач, решаемых устройствами, в которых используются МЛИ к последним предъявляются требования широкополосности, малой потребляемой мощности, линейности модуляционной характеристики и большого динамического диапазона.

Внерезонаторные электрооптические модуляторы

Электрооптическим эффектом (ЭОЭ) называют изменение показателя преломления пропорционально напряженности электрического поля (линейный ЭОЭ - эффект Поккельса, проявляющийся в твердых телах) или пропорционально квадрату напряженности электрического поля (квадратичный ЭОЭ - эффект Керра, наблюдаемый в металлах (BaTiO_3 , KTaO_8), в жидкостях и в газах (нитробензол, сероуглерод и т.д.). Среди материалов, используемых в качестве модулирующих элементов, наибольшее распространение получили одноосные кристаллы: дигидрофосфаты аммония - $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), калия - KH_2PO_4 (KDP) и рубидия — RbH_2PO_4 , сфюлярит ZnS , хлористая медь CuCl , селенид цинка ZnSe , арсенид галлия GaAs , фосфид галлия GaP и др. (табл. 1).

Электрооптические модуляторы УКВ диапазона. В состав этого модулятора входят объемный резонатор с электрооптическим кристаллом, поляризатор и анализатор. Лазер и собирающая линза создают коллимированный монохроматический луч света, направленный нормально к поверхности поляризатора. Далее плоскополяризованный луч проходит через электрооптический кристалл, помещенный в объемный резонатор, и через анализатор. Главные плоскости поляризатора и анализатора скрещены и составляют с направлениями осей кристалла угол $2...5^\circ$. При наложении на кристалл электрического поля между обыкновенным и необыкновенным лучами появляется разность фаз, в результате чего плоскополяризованный свет превращается в эллиптически поляризованный. Амплитудная модуляция излучения ОКГ является следствием вращения вектора поляризации излучения, проходящего через кристалл и анализатор. Четвертьволновая пластина (фазовращатель) обеспечивает линейность модуляционной характеристики.

Рабочая точка на модуляционной характеристике определяется сдвигом фаз, вносимым фазовращателем. Наибольшее распространение в качестве модулирующих элементов получили кристаллы ADP, KDP и GaAs

Кристаллы KDP применимы для модуляции излучения ОКГ на частотах до 10 ГГц при полосе модуляции примерно 20 МГц и потребляемой мощности 50 Вт. На длине волны $\lambda = 0,633$ мкм оптические потери в кристалле KDP составляют 0,5 дБ/м.

Электрооптические модуляторы СВЧ диапазона. Узкополосные СВЧ модуляторы света (РП-366, ОМГ-4, ОМГ-5) разрабатываются на основе объемных резонаторов и обеспечивают большую глубину модуляции благодаря высокой добротности резонаторов при относительно невысокой СВЧ мощности. Широкополосные СВЧ модуляторы создаются на основе волноводных, коаксиальных или полосковых СВЧ линий, замкнутых накоротко со стороны вывода СВЧ энергии или подключаемых к согласованной нагрузке. Для увеличения глубины модуляции требуется длительное согласованное взаимодействие оптической и СВЧ волн в электрооптической среде. Увеличение эффективности модуляции может быть достигнуто как за счет многократного

дискретного взаимодействия оптической и СВЧ волн в электрооптической среде при согласований только моментов их взаимодействия так и за счет синхронизации скоростей этих волн.

Для оптических систем передачи информации представляют интерес модуляторы бегущей волны (МБВ). Эти устройства имеют низкую чувствительность к воздействию шумов и дают возможность осуществлять широкополосную модуляцию когерентных оптических излучений. Возможны два типа МБВ: коллинеарный (направления распространения оптического излучения и модулирующего сигнала совпадают) и неколлинеарный. Для осуществления широкополосной модуляции необходимо синхронизировать скорости излучения и бегущей электромагнитной, волны,

Модуляция лазерного излучения с использованием квадратичного ЭОЭ. Для использования в амплитудных модуляторах такого типа наиболее пригоден нитробензол ($C_6H_5NO_2$), имеющий следующие параметры: температура кипения при атмосферном давлении $211^\circ C$, температура затвердевания $5,6^\circ C$, удельное сопротивление $10^8 \dots 10^{10}$ Ом/см³, пробивное напряжение 150 кВ/см, спектральный диапазон прозрачности лежит в пределах 0,4... 1,2 мкм. Амплитудный модулятор с жидким электрооптическим веществом представляет собой кювету с плоскопараллельными стенками, заполненную жидкостью, в которую введены электроды.

Модуляторы, в которых в качестве электрооптических материалов используются жидкости, не нашли широкого применения из-за нелинейности модуляционной характеристики, значительных потерь излучения, трудности герметизации модулирующей ячейки и быстрого замутнения жидкости под влиянием электролиза и света.

Рассмотренные амплитудные модуляторы, использующие электрооптический эффект, хотя и отличаются относительной технической простотой, но имеют недостатки, ограничивающие их применение: возможна реализация лишь половины промодулированного излучения; для достижения большой глубины модуляции необходимо высокое напряжение (большая мощность СВЧ сигнала); ширина полосы частот модуляции из-за большой сосредоточенной емкости модулятора получается малой.

Акустооптические модуляторы

Основными среди акустооптических модуляторов являются дифракционные модуляторы света на ультразвуковых волнах в жидкости. Устройство такого типа представляет собой кювету с оптически прозрачными окнами, заполненную рабочей жидкостью.

При распространении в среде бегущей ультразвуковой волны изменяется звуковое давление, в результате чего меняются плотность и показатель преломления среды:

$$n = n_0 + \Delta n_0 \left[1 - m_m \cos(\omega_m t - 2\pi \frac{Z}{\lambda_m}) \right] \cos(\omega_y t - 2\pi \frac{Z}{\lambda_y}),$$

$$\text{где } \Delta n_0 = \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 - 2)}{6n_0} - \frac{1}{\rho v^2} \left[P_0 + P_m \cos(\omega_y t - 2\pi \frac{Z}{\lambda_y}) \right],$$

n_0 – показатель преломления среды; Z – координата, вдоль которой распространяется звуковая волна; $\lambda_m = \frac{2\pi v}{\omega_m}$ – длина волны модулирующего сигнала,

мкм; ρ – плотность среды, г/см³; v – скорость распространения ультразвуковых колебаний в среде, м/с; P_0 – начальное значение звукового давления, Па; P_m – амплитудное значение

переменной составляющей звукового давления, Па; $\lambda_y = \frac{2\pi v}{\omega_y}$ – длина волны ультразвуковых колебаний, мкм.

Линзы и диафрагма в модуляторе предназначены для выделения необходимого дифракционного максимума, а губчатый поглотитель звуковых колебаний служит для образования бегущей ультразвуковой волны. В качестве пьезоизлучателей для жидкостных дифракционных модуляторов целесообразно применять сегнетокерамические пластины из титаната бария или цирконаттитаната свинца.

При выборе рабочей жидкости следует учитывать назначение модулятора, область спектра используемого излучения, требования высокой фазовой стабильности. Модуляция на стоячей волне может быть получена на фиксированных частотах в диапазоне от 2 до 30 МГц, а на бегущей — в диапазоне от 0 до 10^6 Гц. Потери света в модуляторе зависят в основном от чистоты жидкости, заполняющей кювету, и ее спектральной прозрачности.

Магнитооптические модуляторы

Принцип действия магнитооптических модуляторов основан на использовании эффекта Фарадея. При наложении магнитного поля орбита электрона, определяющего показатель преломления и его дисперсию, начинает прецессировать. Вместо одной резонансной частоты электрона появляются две собственные частоты, относящиеся соответственно к правым и левым круговым колебаниям. В результате этого плоскость поляризации линейно поляризованного света, проходящего через вещество вдоль вектора напряженности $\mathbf{H}$ магнитного поля, поворачивается на угол $\psi = RL_dH$, где R - постоянная Верде, зависящая от природы вещества, его температуры и длины волны излучения.

Основным недостатком рассмотренного модулятора является его узкополосность, обусловленная большой индуктивностью соленоида, и зависимость характеристик от температуры среды.

Внутрирезонаторные модуляторы

Внутрирезонаторная модуляция лазерного излучения происходит при изменении во времени добротности или диэлектрической проницаемости резонатора лазера. Принцип действия лазера с управляемой добротностью основан на создании большой перенаселенности активных частиц на метастабильном уровне, что достигается путем перекрывания Излучения из резонатора светозатвором (модулятором добротности резонатора лазера). В результате этого условие самовозбуждения не выполняется. В определенный момент цикла накачки, когда потери быстро уменьшаются путем открывания резонатора, возбужденные атомы, переходя на нижний уровень, излучают мощный короткий импульс. Этот импульс, имеющий огромную пиковую мощность (до единиц гига watt), называется *гигантским*, а способ повышения пиковой мощности - *модуляцией добротности* резонатора лазера.

Призменные затворы

Наиболее простая оптическая схема лазера с модуляцией добротности резонатору затвором с вращающейся призмой-крышей и диаграмма режимов работы лазера в зависимости от угловой скорости о призмы и величины относительной инверсии населенности показаны на

Конструкция таких затворов требует тщательного изготовления, сборки и балансировки вращающейся призмы совместно с ротором двигателя. Разбалансировка, особенно при больших частотах вращения, снижает срок службы подшипников, вызывает усталостные разрушения элементов конструкции, повышает вибрацию и шумы. Для вращения- призмы применяют высокоскоростные турбины или электродвигатели.

Оптико-механические затворы с вращающейся призмой, несмотря на колебания оси излучения, низкий КПД, значительные шумы и вибрацию двигателя, нашли широкое применение в лазерах с управляемой генерацией: благодаря простоте конструкции и

юстировке, надежности, а также возможности работы в широком температурном и спектральном диапазонах.

Электрооптические затворы

В настоящее время для изготовления электрооптических затворов наиболее широко применяются кристаллы, имеющие значительный ЭОЭ и хорошие оптико-механические характеристики. Эффект модуляции добротности резонатора можно получить при наличии двух кристаллов дидрофосфата калия, определенным образом ориентированных по отношению к направлению излучения рубинового лазера и к управляющему электрическому полю.

Электрическое поле прикладывается как к первому, так и ко второму кристаллу в направлении оси Z . Излучение лазера распространяется в первом кристалле вдоль оси X , а во втором кристалле — вдоль оси Y . Падающее на кристаллы излучение поляризовано, причем плоскость колебаний электрического вектора направлена под углом $\pi/4$ к оси Y первого кристалла и к оси X второго кристалла. Для получения на выходе разности фаз между составляющими вектора E на оси X и Y , $\lambda/2$ с тем, чтобы вызвать поворот плоскости поляризации, необходимо к каждому кристаллу приложить напряжение:

$$U_z = \frac{\lambda d}{4r_{63}l\omega^3}$$

Выключение добротности происходит в результате подавления колебаний в резонаторе путем отклонения плоскости поляризации линейно поляризованного излучения активного вещества лазера. При подборе отношения d/l кристаллооптической пластины требуемое напряжение может иметь малую величину. Оно определяется половинным значением U_z вычисленным по формуле, так как излучение лазера дважды проходит через кристаллы.

Электрооптический затвор работает следующим образом: во время подачи импульса поджига к лампе накачки происходит запуск схемы задержки, которая по истечении времени t_z запускает схему разряда конденсатора — накопителя энергии. Напряжение разряда конденсатора прикладывается к электродам электрооптических кристаллов. При снятии напряжения, т. е. при открытом затворе, лазер излучает импульс с пиковой мощностью до 10 МВт и длительностью 50...60 нс.

Модуляционные элементы лазерных светозатворов управляются прямоугольными электрическими импульсами с крутыми фронтами ($10^{-9} - 10^{-8}$ с) при длительностях от 0,1 мкс до нескольких миллисекунд. В настоящее время кристаллы KDP, DKDP, ADP вполне удовлетворяют всем требованиям, предъявляемым к материалам для изготовления затворов. Основными достоинствами затворов с использованием ЭОЭ в кристаллах являются отсутствие быстровращающихся механических узлов и возможность получения высокой надежности устройства. Недостатками кристаллов являются их гигроскопичность и малая механическая прочность. Тем не менее электрооптические затворы с кристаллами KDP дают возможность управлять различными процессами излучения ОКГ.

Фототропные модуляторы добротности

Действие фототропных (пассивных) затворов основано на использовании резонансного поглощения излучения веществами, прозрачность которых меняется под действием лучистой энергии. Резонансное поглощение, пригодное для управления индуцированным излучением, свойственно многим органическим красителям, в частности, фталоцианинам, представителям

класса полиметиновых красителей. Наибольшее практическое значение имеют жидкие растворы производных фталоцианинов. Кроме органических красителей, свойства просветления имеют стекла КС-19, в которых основной рабочей примесью является сульфид кадмия. Такие стекла пригодны для управления излучением рубинового лазера, однако они не нашли пока широкого применения в качестве рабочей среды для светозатворов.

Начальное значение коэффициента пропускания фототропной ячейки выбирается так, чтобы выполнялось пороговое условие накачки и чтобы в активной среде инверсия населенностей к моменту генерации была значительной. При решении системы уравнений, описывающих кинетику излучения в лазере с пассивным затвором, рабочее вещество которого имеет двухуровневую схему, значение инверсии населенностей для начала процесса генерации определяется как :

$$\Delta N_i = \Delta N_{\text{пор}} + \mu N_0 (L/l - 1)$$

где $\Delta N_{\text{пор}} = (\beta + \beta' (L/l - 1) + \tau_k) / \sigma_{21}$ - пороговая инверсия населенностей активной среды при просветлении затвора; $\mu = \sigma' / \sigma_{21}$ - отношение поперечных сечений вынужденного перехода фототропного вещества пассивного затвора ($\sigma' \approx 10^{-15} \text{ см}^2$) и активной среды ($\sigma_{21} \approx 10^{-17} \text{ см}^2$); L, l - продольные размеры резонатора и активного вещества; N_0 — общее число активных атомов в 1 см^3 фототропного вещества; β и β' — коэффициенты поглощения в активной среде и фототропном веществе.

Минимальное затухание в фототропной ячейке, при котором возможен процесс управления добротностью резонатора, определяется соотношением:

$$\sigma' N_0 (L - l) > \frac{1}{\mu - 1} (\beta l + \beta' (L - l) + \tau_k l)$$

Органические красители даже при больших интенсивностях излучения просветляются не полностью. Одной из основных причин этих остаточных потерь является образование рассеивающих пузырьков, возникающие при поглощении излучения различными агрегатными образованиями молекул красителя. Под действием импульса излучения происходят «микровзрывы» агрегатных образований и появляются пузырьки диаметром в несколько десятков микрон. Максимальные значения коэффициента пропускания фототропных затворов лежат в пределах 60...90%. Просветление резонансно-поглощающей среды имеет волнообразный характер. В результате крутизна переднего фронта импульса излучения возрастает, а крутизна заднего фронта деформируется меньше, так как импульс распространяется в частично просветленной среде. Наряду с уменьшением амплитуды импульса происходит сокращение его длительности за счет поглощения энергии в области переднего фронта.

Использование пассивных затворов, кроме формирования гигантского импульса, обеспечивает селекцию типов колебаний в резонаторе лазера. Обычно в спектре излучения лазера с фототропным затвором присутствуют только две-три продольные моды. При использовании пассивного затвора с раствором фталоцианина в нитробензоле при начальном значении коэффициента пропускания 35% удается получить одномодовый режим генерации в лазере на рубине.

Модулятор добротности резонатора с взрывающейся металлической пленкой

Модуляция добротности резонатора осуществляется при взрыве алюминиевой пленки толщиной 0,25 мкм, нанесенной на лавсановую или стеклянную основу толщиной

10 мкм способом испарения в вакууме и помещенной в резонатор, под действием генерации ОКГ или электрического тока.

Различают два режима модуляции: пассивный, когда пленка разрывается под действием импульса генерации, возникающего в резонаторе; активный, когда импульс генерации развивается при подрыве пленки вспомогательным импульсом электрического тока. Активный режим работы пленочного затвора наиболее благоприятный, так как в этом случае обеспечивается оптимальный режим работы лазера и к моменту формирования гигантского импульса остается меньше продуктов сгорания, чем в пассивном затворе. Конструктивно пленочный затвор представляет собой две вращаемые бобины между которыми через период каждого срабатывания лампы-накачки для обновления рабочей зоны перематывается алюминированная лавсановая или стеклянная пленка. Результаты сравнения пленочного и призмного затворов применительно к лазеру на стекле с Nd^{3+} ($d = 1$ см, $l = 25$ см, энергия накачки 1200 Дж). Призмный затвор имел частоту вращения 500 с^{-1} и время задержки 450 мкс. В сравнении с другими типами затворов модулятора добротности резонатора с взрывающейся металлической пленкой имеет следующие преимущества: простоту конструкции; возможность работы с различными активными средами; отсутствие колебаний излучения по направлению при изменении уровня накачки активного элемента; возможность работ при больших размерах сечения активных элементов.

Тема 12. МЕТОДЫ, ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Характеристики временного и пространственного формирования излучения

Временными характеристиками лазерного излучения являются длительность генерации и частота следования импульсов излучения. Принято выделять следующие временные режимы работы лазеров: непрерывный, одиночного миллисекундного импульса (пиковый); импульсный; периодический; модуляции добротности (гигантских импульсов); пикосекундных импульсов (таб.1).

Таблица 1.

Временной режим	Длительность импульса, с	Мощность, Вт	Энергия импульсе, Дж
Непрерывный	-	$10^{-3} - 10$	-
Импульсный периодический (60 Гц)	10^{-6}	50	0,016
Режим одиночного миллисекундного импульса	$(0,1 - 1)10^{-6}$	$10^4 - 10^5$	1 - 50
С модуляцией добротности (низкая частота повторения)	10^{-8}	$10^7 - 10^8$	0,1 - 1
Пикосекундного импульса (низкая частота повторения)	$10^{-11} - 10^{-12}$	$10^9 - 10^{13}$	0,01 - 0,1

Пространственное распределение на выходе газового лазера имеет ярко выраженный модовый состав. Выходное излучение твердотельных лазеров имеет сложное пространственное распределение. Оно, как правило, достаточно неупорядоченно, и по нему невозможно установить модовую структуру. В частности, выходное излучение лазера на

рубине (рис. 2) является суперпозицией многих мод, на которую, к тому же, оказывают влияние различные неоднородности структуры активного вещества.

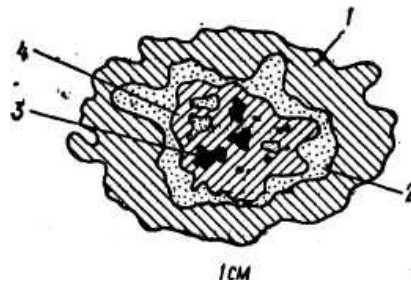


Рис. 2. Контуры пространственного распределения интенсивности излучения, рубинового лазера с модуляцией добротности (заштрихованы области с различной средней относительной интенсивностью $I_{\text{ср.отн}}$): 1 $I_{\text{ср.отн}} \geq 0,15$; 2 - $I_{\text{ср.отн}} \geq 0,24$; 3- $I_{\text{ср.отн}} \geq 1$; 4 - $I_{\text{ср.отн}} \geq 0,64$.

Вследствие наличия этих неоднородностей пространственное распределение излучение твердотельных лазеров не поддается математическому описанию. В этом случае говорят о расходимости излучения-лазера (угловой расходимости

Элементы оптических схем лазеров

Осветители. Для повышения эффективности накачки лампы и активное вещество помещают в осветитель (рис. 4). Эффективность светопередачи осветителя далека от идеальной. Потери в осветителе составляют от 20 до 70% , что в основном и обуславливает низкий КПД (0,1...1,5%) твердотельных лазеров. Наибольший КПД (около 1,5 %) можно получить, применяя осветитель, показанный на рис.4 а и нитевидную лампу накачки.

В группе осветителей с лампой накачки, расположенной на оси активного вещества, максимальная эффективность достигает 56 % (рис. 4, б), а у остальных осветителей этой группы она не превышает 50%. Осветители, показанные на рис. 4, в, г имеют ограниченное применение, так как получение высокого коэффициента отражения в них связано со значительными технологическими трудностями. Допустимый уровень энергии накачки не превышает 25 Дж.

Для осветителя, показанного на рис. 4, ж, эффективность светопередачи $\eta_{\text{осв}} = r_{\text{ст}} S_a / S_{\text{осв}}$, где $r_{\text{ст}}$ - коэффициент отражения стенок; S_a — площадь боковой поверхности активного вещества; $S_{\text{осв}}$ — площадь поверхности осветителя,

На рис. 4, з, и представлены схемы осветителей, образованных несколькими эллиптическими цилиндрами. Такие осветители применяются в лазерах с большой выходной энергией. С увеличением числа ламп накачки относительная величина энергии накачки возрастает, однако общая эффективность осветителя снижается. Оптимальное число ламп накачки $N_{\text{opt}} = R_2 n / R_1$ где n — показатель преломления.

Применение осветителя, показанного на рис. 4, к, обеспечивает относительно высокий $\eta_{\text{осв}} \approx 75\%$). Допустимая величина энергии накачки достигает 1000 Дж. На рис. 4, м, н представлены схемы осветителей для активных тел прямоугольного сечения. Осветитель на рис. 4, н применяется в схемах накачки лазеров с высокой импульсной мощностью и в каскадах оптических квантовых усилителей.

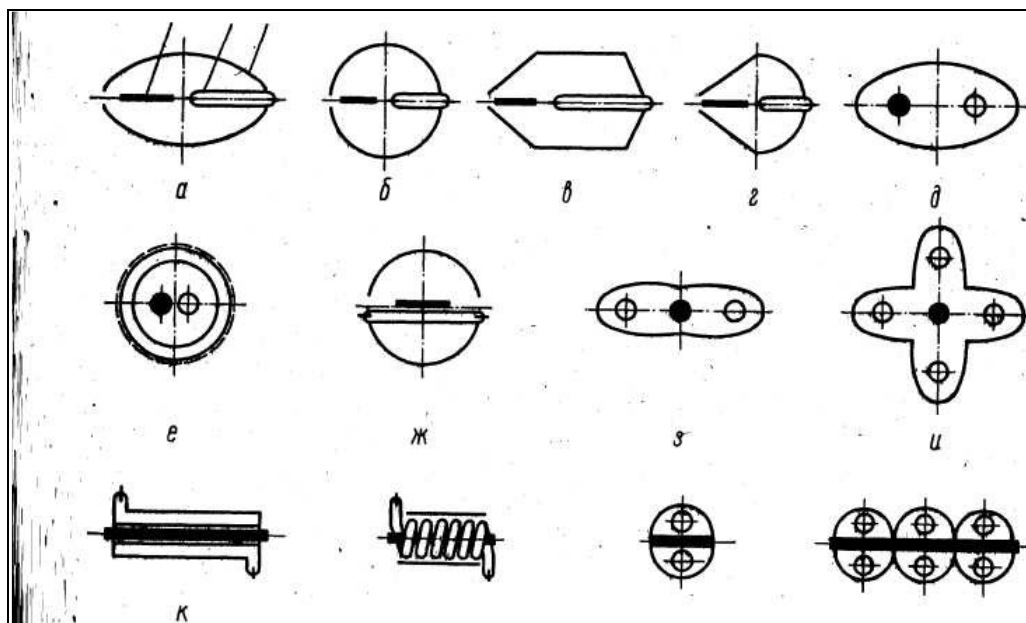


Рис. 4. Схемы конструкций осветителей: а – г лампа накачки находится на оси активного вещества; д – и – лампа накачки параллельна оси активного вещества; к, л – лампа накачки концентрична оси активного вещества; м, н – лампа накачки параллельна боковой поверхности активного вещества (прямоугольное активное вещество); 1 – активное вещество; 2 – лампа накачки; 3 – осветитель.

Зеркала. В лазерной технике нашли применение зеркала с металлическими и диэлектрическими отражающими покрытиями. Зеркала с металлическими отражающими покрытиями имеют существенные недостатки; отражательная способность металлов мала и составляет 70...90%; покрытия имеют малую стойкость к световому излучению и имеют малую механическую прочность. Так, например, при плотностях энергии 50...80 Дж/см² серебряные покрытия начинают отслаиваться от стеклянной подложки после 50...200 вспышек.

Коэффициент отражения у диэлектриков значительно меньше, чем у металлов (для стекла с показателем преломления $n = 1,5$ коэффициент отражения составляет всего 4%), однако использование многослойных отражающих диэлектрических покрытий дает возможность получать коэффициенты отражения более 99%. Диэлектрические зеркала состоят из большого числа (13 - 17) слоев двух диэлектриков (с высоким и низким показателями преломления), расположенных попеременно. Толщина слоя диэлектрического покрытия $\Delta = \lambda n / 4$.

Нечетные слои делают из диэлектриков с высоким показателем преломления: сульфиды цинка и сурьмы, окислы титана, циркония, гафния, тория, свинца. Четные слои – из материалов с низким показателем преломления (фториды магния и стронция, двуокись кремния). Преимущества диэлектрических покрытий можно реализовать лишь при высококачественном изготовлении подложки. Для получения коэффициента отражения более 99% при $\lambda = 0,7$ мкм высота микронеровностей не должна превышать 0,005 мкм. Стойкость диэлектрических покрытий к световому излучению зависит от числа слоев, температуры подложки при нанесении диэлектриков, чистоты исходных материалов и от ориентации микрокристаллов.

Резонансные отражатели. В ряде случаев в качестве выходного зеркала используют резонансные отражатели, которые представляют собой набор (стопу) плоскопараллельных пластин, разделенных воздушными промежутками. Максимальный коэффициент отражения системы, состоящей из m пластин:

$$r_{max} = \left[\left(1 - n^{2m} \right) / \left(1 + n^{2m} \right) \right]^2$$

где n - показатель преломления материала пластин.

Толщины пластин, также как и толщины воздушных промежутков, равны целому нечетному значению $\lambda/4$. Для получения расчетного значения коэффициента отражения при изготовлении резонансного отражателя необходимо, чтобы пластины отличались по толщине не более чем на $\lambda/8$. Изменение толщины пластин, вызванное изменением температуры, приводит к смещению частоты, соответствующей максимуму коэффициента отражения. Резонансные отражатели имеют высокую стойкость к световому излучению, определяемую порогом разрушения материала пластин. Призмы-крыши в резонаторах лазеров позволяют отказаться от отражающих покрытий и использовать явление полного внутреннего отражения. При этом увеличивается допустимая плотность энергии в резонаторе лазера, определяемая порогом разрушения материала призмы, и выравнивается плотность лазерного излучения по сечению активного вещества. Величина потерь на отражение зависит от материала призмы и составляет 4...9

Методы и схемы селекции мод

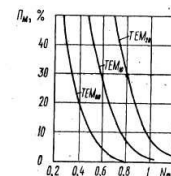
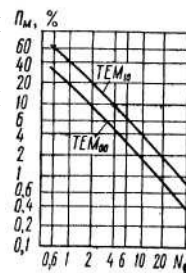
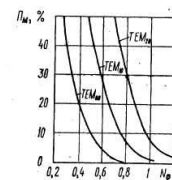
Резонатор лазера может быть охарактеризован числом Френеля (N_f), при уменьшении которого дифракционные потери различных типов колебаний возрастают, увеличивается различие в потерях мощности P_m для основного типа колебаний и колебаний более, высоких порядков. Селекция типов колебаний заключается в создании условий, при которых становится возможным уменьшение числа Френеля и, следовательно, разделение дифракционных потерь для различных типов колебаний. Основным, критерием для выбора того или иного типа резонатора, и селективирующих элементов является соотношение между усилением активной среды и потерями для выделяемых и подавляемых типов колебаний. Усиление активной среды должно быть больше потерь для выделяемого типа колебаний, и меньше потерь для подавляемых типов колебаний.

Селекция мод в схемах с фототропными затворами. Порог генерации различных мод достигается не одновременно, а с некоторым временным сдвигом, зависящие от мощности накачки. Поэтому интенсивность центральных мод раньше достигает тех значений, при которых просветляется фототропный затвор. Таким образом, вся энергия, запасенная в активном веществе, преобразуется в излучение нескольких, центральных мод. Ширина спектра генерации зависит от выбора просветляющей среды, ее концентрации в растворе, толщины фильтра - кюветы и диаметра зеркал резонатора.

Дисперсионный метод свипирования частоты

Одним из наиболее простых методов перестройки частоты и управления спектром лазерного излучения (свипирования частоты) является использование дисперсионных оптических резонаторов. Наиболее эффективно дисперсионные резонаторы применяются в сочетании с активными средами, обладающими широкими полосами люминесценции. Поэтому дисперсионные резонаторы наиболее выгодно использовать в лазерах на активированных кристаллах и растворах органических красителей. Дисперсионный метод позволяет плавно перестраивать частоту в пределах полос люминесценции активных веществ без заметных энергетических потерь. Твердотельные лазеры с дисперсионными оптическими резонаторами получили название свип-генераторов.

Сущность дисперсионного метода свипирования частоты заключается в том, что излучение, индуцированное активным веществом, преобразуется дисперсионной призмой таким образом, что пучки различных частот падают на зеркало под разными углами. При этом наибольшей добротностью обладают колебания, излучение которых перпендикулярно зеркалам резонатора. Остальные колебания частот имеют большие потери, притом потери тем больше, чем выше угловая дисперсия призмы. Поворачивая зеркало вокруг оси, перпендикулярной плоскости дисперсии призмы, можно осуществить плавное изменение частоты генерации лазера.



Сви́пирование частоты может осуществляться в двух режимах: статическом - перестройка частоты происходит в паузах между импульсами излучения, и динамическом - перестройка происходит во время генерации импульса. Динамическое сви́пирование частоты обладает существенными достоинствами: позволяет упорядочить временные характеристики излучения лазера и модовый состав, а также сузить общую спектра генерация лазера; повышает энергетический КПД за счет работы активных центров, не участвующих в генерации в обычном «одночастотном» режиме; позволяет исследовать спектральную структуру однородно и неоднородно уширенных люминесценции конденсированных сред, активированных редкоземельными ионами.

Тема 13. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРОВ

Измерение энергетических параметров

К энергетическим параметрам лазеров относят:

мощность излучения P при работе лазера в непрерывном режиме;

энергию излучения одиночных импульсов $W = \int_0^{t_{\text{и}}} p(t) dt$, где $p(t)$ – мгновенная

мощность, $t_{\text{и}}$ — длительность импульса;

среднюю мощность в импульсе $P_{\text{ср}} = W/t_{\text{и}}$;

среднюю мощность импульсно-модулированного излучения $P_{\text{ср}}^* = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) dt$

где T — период повторения импульсов;

коэффициент полезного действия η .

Энергия и мощность излучения лазеров — это разные, хотя и связанные друг с другом величины. Поэтому некоторые приборы пригодны для измерения как мощности излучения, так и полной энергии в импульсе. Измерения энергии и мощности излучения лазеров не отличаются высокой точностью (ошибки измерения имеют порядок 5% и редко понижаются до 1%).

Калориметрические измерители. Калориметрический метод измерения энергии основан на преобразовании энергии излучения лазера в тепловую энергию калориметра, что вызывает изменение температуры поглотителя. Регистрация изменения температуры может проводиться непосредственно либо косвенно как изменение объема, давления или некоторых других параметров поглотителя. Калориметр должен обладать обратимостью в том смысле, что за время установления равновесия в поглотителе не должно происходить необратимых изменений, и, следовательно, после

окончания измерения калориметр должен возвращаться в свое первоначальное состояние.

Для регистрации импульсов излучения с энергией менее 10^{-3} Дж применяют *вакуумный микрокалориметр* с поглотителем в виде миниатюрного конуса, изготовленного из медной фольги и имеющего массу 100 мг. Измеряемое излучение направляется в поглотитель с помощью короткофокусной линзы. Изменение температуры поглотителя регистрируется дифференциальной медно-константановой термопарой. Один из спаев термопары укреплен на вершине конуса, а другой (холодный) присоединен к траверсе, выходящей наружу через ножку колбы. Конус вклеен в слюдяную пластину, закрепленную в держателях. При использовании гальванометра типа М-95 чувствительность прибора составляет 0,8 мДж на деление шкалы.

В *жидкостных калориметрах* поглощенная энергия распределяется по всему объему, следовательно, в них устраняются ошибки, вызываемые местным радиационным нагревом. При правильном подборе длины пути и поглощающей способности жидкости выравнивание температуры по объему среды достигается с помощью конвекции. Следует следить лишь за тем, чтобы измеряемая мощность не превышала величины, при которой начинается рассеяние энергии в калориметре вследствие кипения жидкости. Температуру измеряют с точностью до $0,01^\circ$ прецизионными термисторами, включенными в мостовую схему.

При измерении жидкостными калориметрами энергии излучения лазеров с модулированной добротностью следует учитывать возможность повреждения калориметров импульсами с большой пиковой мощностью. Во избежание этого входное окно калориметра должно быть выполнено из сапфира, плавленого кварца или боросиликатного стекла. В качестве рабочей жидкости целесообразно брать растворы одноатомных ионов металлов, в которых поглощенная энергия преобразуется только в тепло, а не в энергию химических связей.

Основной недостаток жидкостных калориметров с датчиками температуры - большое время установления теплового равновесия (единицы минут). За это время часть тепла теряется на излучение и конвекцию, что является причиной дополнительных погрешностей в измерении величины поглощаемой энергии. Этому недостатка лишены жидкостные калориметры для измерения больших энергий излучения, работающие подобно термопарам.

Болометрические измерители. Данный метод измерения энергии излучения лазеров основан на изменении сопротивления болометра при падении на него излучения. Болометр выполнен, в виде мотка тонкой эмалированной медной проволоки, свободно и беспорядочно уложенной в полости с посеребренной внутренней поверхностью. Для уменьшения конвекционных токов воздуха отверстие полости закрывают плоским, стеклянным, окном.

Для измерения энергии импульсов в диапазоне $10^{-1} \dots 10^{-3}$ Дж применяют болометр в виде однослойной бескаркасной катушки конической формы, намотанной медной эмалированной проволокой диаметром 0,06 мм. Общее сопротивление катушки 100 Ом. Угол раствора конуса 15° при диаметре входного отверстия 14 мм. Болометр включают в одно из плеч моста. Во второе плечо включают аналогичный болометр для компенсации колебаний температуры окружающей среды. Намеряемое излучение направляется внутрь конуса рабочего болометра без применения фокусирующих линз.

Фотоэлектрические измерители. Любой фотоприемник, выходной сигнал которого пропорционален падающему, лучистому потоку, дает возможность измерять мощность непрерывного излучения лазеров или энергию излучения в импульсе. Для измерения средней мощности излучения лазеров непрерывного действия применяют полупроводниковые фотоприемники с p - n -переходом (селеновые - для ближней ультрафиолетовой и видимой областей спектра, кремниевые - для области с

длинноволновой границей 1,2 мкм и неохлаждаемые фотоприемники из антимонида индия - для области с длинноволновой границей 6 мкм).

Пондеромоторные измерители. Действие пондеромоторного измерителя основано на использовании светового давления. Такие приборы применяют для измерения энергии и мощности излучения лазеров, работающих в импульсном и непрерывном режимах. Верхний предел измеряемых величин практически не ограничен.

Измерители больших импульсных мощностей. В настоящее время разрабатываются новые методы измерения больших импульсных мощностей, с использованием различных эффектов в кристаллах, прозрачных для лазерного излучения. При падении излучения на сегнетоэлектрик (пироэлектрик) можно получить на кристалле или на последовательно соединенном с ним резисторе которое можно измерить. Пироток

Существует также метод измерения мощности, основанный на использовании обратного электрооптического эффекта.

Измеритель мощности, основанный на использовании обратного электрооптического эффекта, состоит из кристалла, прозрачного для измеряемого излучения; конденсатора, в котором находится кристалл и с пластин которого снимается напряжение, пропорциональное пиковой мощности моноимпульса лазера; электронной схемы для измерения наведенной ЭДС (пикового вольтметра) и осциллографа для регистрации длительности импульса при измерении энергии излучения.

Измерение длины волны излучения

Ни один из имеющихся в настоящее время фотоприемников не обладает достаточно малой постоянной времени, чтобы с его помощью можно было зафиксировать колебания с оптической частотой. Даже у лучших образцов фотоумножителей частотная характеристика доходит до $3 \cdot 10^9$ Гц, в то время как оптические частоты имеют порядок 10^{14} Гц.

Наиболее распространенным прибором для измерения длины волны лазеров является термостатированный интерферометр Фабри – Перо.

Основная проблема при измерении длины волны - монохроматичность и стабильность источника излучения. Обычно применяемая в качестве эталонного источника, ртутная лампа на изотопе Hg^{198} имеет нестабильность $\Delta\lambda/\lambda_0 = \pm 1 \cdot 10^{-8}$, что обеспечивает удовлетворительную точность намерения длины волны.

Измерение выполняют следующим образом. Излучение эталонного источника, длина волны λ_0 которой известна и излучение лазера, длину волны λ_x которого надо определить, направляют одновременно в интерферометр Фабри - Перо. Изменяя расстояние между пластинами интерферометра, отмечают расстояния $l_1, l_2, l_3, \dots$, при которых отчетливо наблюдается интерференционная картина. Пусть интерференционная полоса m -го порядка для λ_x совпадает с полосой $(m + n)$ -го порядка для λ_0 . Следующее совпадение произойдет после прохождения через поле зрения p полос для λ_x и $(p + 1)$ полос для λ_0 . Измеряя число p , находим $\lambda_x = \lambda_0 (p + 1)/p$ или $\lambda_x - \lambda_0 = \lambda_0 \lambda_x / 2 (l_2 - l_1)$. Точность метода ограничивается разрешающей способностью отсчетного устройства, которое обычно снабжают микрометрическим винтом. Известен также метод измерения длины волны лазеров с помощью, так называемого активного интерферометра, представляющего собой лазер с трехзеркальным резонатором. Сущность этого метода состоит в следующем. Нормально к оси излучения лазера непрерывного действия располагают неподвижное и подвижное зеркала. При перемещении подвижного зеркала характер нагрузки лазера меняется и его излучение оказывается промодулированным по амплитуде с периодом модуляции, соответствующим скорости перемещения подвижного зеркала на величину $\lambda_x/2$.

Обозначая через N число циклов модуляции интенсивности излучения лазера, проходящего через полупрозрачное зеркало, n - показатель преломления воздуха и L_x - расстояние, на которое переместилось подвижное зеркало, получаем $\lambda_x = 2L_x n/N$.

Измерение длины волны λ_x сводится к перемещению подвижного зеркала и к подсчету циклов модуляции, осуществляемого приемником излучения с усилителем и электронным счетчиком. Подвижное зеркало устанавливают на каретке и перемещают с помощью синхронного двигателя на расстояние около 200 мм. С помощью сменного комплекта шестерен обеспечивается скорость перемещения от 5 до 100 мм/мин. Погрешность измерения длины волны излучения лазера данным методом - порядка нескольких единиц микрометров.

Измерение длительности импульсов и параметров пучка

Методика измерения длительности импульсов излучения лазеров состоит в преобразовании оптических импульсов в электрические с последующим измерением их длительности обычными способами, применяемыми в электронике

Для измерения угла расходимости излучения лазера используют метод фокального пятна, заключающийся в измерении диаметра пятна d_0 в фокальной плоскости объекта с исправленными аберрациями. Отношение величины d_0 к фокусному расстоянию объектива f характеризует угловую расходимость излучения лазера

Метод фотографирования дает возможность оценить распределение энергии излучения в пучке на заданном расстоянии от лазера. Этот метод основан на том, что плотность почернения фотографического негатива является линейной функцией логарифма экспозиции. Если угол наклона характеристической прямой известен, то экспозицию, а следовательно, и энергию регистрируемого излучения можно найти по данным измерений почернения негатива.

Метод сканирования пучка приемником излучения, регистрирующим в каждый момент времени энергию излучения небольшой части пучка, можно использовать только для лазеров непрерывного действия. Этот метод требует воспроизводимого и точно измеряемого механического перемещения приемника с очень малой площадью чувствительной поверхности или отверстия диафрагмы. Поскольку, характеристики приемников излучения линейны в широких пределах изменения падающего потока, этим методом можно точнее измерять распределение энергии излучения в пучке, чем при помощи фотографирования.

3. САМОСТОЯТЕЛЬНАЯ РАБОТА СТУДЕНТОВ

8 семестр (18 час).

1. Знакомство с научной литературой по физике генерации концентрированных потоков энергии, научные журналы, монографии, учебники.
2. Рефераты по различным типам лазеров.

ТЕМЫ РЕФЕРАТОВ

1. Рубиновый лазер
2. Nd: YAG – лазер
3. Лазер на стекле с неодимом
4. Лазер на александрите
5. Гелий-неоновые лазеры
6. Лазеры на парах меди и золота
7. Аргоновый лазер
8. He-Cd лазер
9. CO₂ – лазеры
10. СО –лазеры
11. Азотные лазеры
12. Эксимерные лазеры
13. Лазеры на красителях
14. Лазеры на HF
15. Полупроводниковые лазеры
16. Лазеры на центрах окраски
17. Лазеры на свободных электронах
18. Рентгеновских лазеры
19. Лазер на форстерите
20. Волоконные лазеры

ОСНОВНЫЕ ПУНКТЫ РЕФЕРАТА УКАЗАНЫ В РАБОЧЕЙ ПРОГРАММЕ

9 семестр (10 час).

Решение практических задач по темам предыдущего семестра

1) Блок 1. –Спонтанное и вынужденное излучение, поглощение.

1.1. Область электромагнитного спектра, представляющая интерес для лазерной физики, простирается от субмиллиметровых длин волн до рентгеновского диапазона. Сюда входят следующие спектральные области: 1) дальняя инфракрасная; 2) ближняя инфракрасная (или просто ИК-область); 3) видимый свет; 4) ультрафиолетовая (УФ); 5) область вакуумного ультрафиолета (ВУФ); 6) мягкие рентгеновские лучи; 7) рентгеновские лучи. Из любого физического справочника узнайте интервалы длин волн, соответствующие указанным спектральным областям. Запомните или запишите границы каждого интервала, поскольку мы их будем часто использовать в этой книге.

1.2. Как особый случай задачи 1.1, Запомните или запишите длины волн, соответствующие синему, зеленому и красному участкам спектра.

1.3. Если уровни 1 и 2 интервалом энергий $E_2 - E_1$, таким, что частота, излучения, соответствующая переходу с уровня 2 на уровень 1, приходится на середину видимого участка спектра, то каково отношение населенностей этих двух уровней при комнатной температуре в состоянии термодинамического равновесия?

1.4. Пусть отношение населенностей N_2/N_1 двух уровней, находящихся в термодинамическом равновесии при температуре $T=300$ К, равно $1/e$. Вычислите частоту излучения ν , соответствующую переходу между этими уровнями. В какую область электромагнитного спектра попадает излучение с такой частотой?

1.5. Лазерный резонатор состоит из двух зеркал с коэффициентами отражения $R_2=1$ и $R_1=0,5$. Длина активной среды $l=7,5$ см, а сечение перехода $\sigma=8,8 \cdot 10^{-19}$ см². Вычислите порог инверсной населенности.

1.6. Пучок рубинового лазера ($\lambda=0,6943$ мкм) проходят через телескоп диаметром 1 м и посылаются на Луну. Рассчитайте диаметр D пучка на Луне, предполагая, что пучок обладает полной пространственной когерентностью (расстояние от Земли до Луны приблизительно равно 384 000 км).

2) Блок 2. – Взаимодействие излучения с веществом

2.1. Имеется резонатор объемом $V=1$ см³. Найдите, сколько мод резонатора находится в полосе $\Delta\lambda=0,01$ мкм с центральной длиной волны $\lambda=600$ нм.

2.2. Длина волны λ_m , которая соответствует максимуму распределения, показанного на рис. 2.3, удовлетворяет соотношению $\lambda_m T=2,9 \cdot 10^{-3}$ м*К (закон Вина). Найдите значение λ_m при температуре $T=6000$ К. Какой цвет имеет излучение с этой длиной волны?

2.3. Линия лазерного перехода R_1 рубина хорошо описывается лоренцевой кривой, причем ее ширина, определяемая по уровню 0,5 от максимального значения, при комнатной температуре равна 330 ГГц (см. рис. 2.14 /3/). Измеренное максимальное значение сечения перехода $\sigma=2,5 \cdot 10^{-20}$ см². Вычислите излучательное время жизни (показатель преломления $n=1,76$). Если экспериментально наблюдаемое время жизни при комнатной температуре составляет 3 мс, то чему равен квантовый выход флуоресценции?

2.4. Хорошим приближением для лазерного перехода в кристалле Nd : YAG. является лоренцева кривая с шириной (определяемой по уровню 0,5 от максимального значения) ~ 195 ГГц при комнатной температуре (рис. 2.14 /3/). Время жизни верхнего состояния $\tau=230$ мкс, квантовый выход флуоресценции лазерного перехода составляет $\sim 0,42$, а показатель преломления YAG равен 1,82. Вычислите максимальное значение сечения перехода.

2.5. Переход, соответствующий излучению He—Ne-лазера с длиной волны $\lambda=1,15$ мкм, имеет доплеровскую ширину $\Delta\nu_0=9 \cdot 10^8$ Гц. Время жизни верхнего состояния приблизительно равно 10^{-7} с. Вычислите максимальное значение сечения перехода, считая, что время жизни лазерного перехода равно полному времени жизни верхнего состояния.

2.6. В красителе родамин 6G квантовый выход флуоресценции для перехода $S_1 \rightarrow S_0$ (см. рис. 6.24 /3/) равен 0,87; а соответствующее время жизни ~ 5 нс. Вычислите спонтанное $\tau_{сп}$ и безызлучательное $\tau_{безызл}$ время жизни уровня S_1 .

2.7. Вычислите доплеровскую ширину линии, соответствующей переходу в молекуле CO₂ с длиной волны $\lambda=10,6$ мкм ($T=400$ К). Поскольку вследствие столкновений уширение этого лазерного перехода в CO₂-лазере составляет $\sim 6,5$ МГц/мм рт. ст. (49 кГц/Па), найдите, при каком давлении углекислого газа доплеровский или столкновительный механизмы уширения дают одинаковые вклады в ширину линии.

2.8. Определите полную ширину однородно уширенной линии, соответствующей лазерному переходу в неоне с $\lambda=0,633$ мкм, если известно, что $\Delta\nu_{естеств} \approx 20$ МГц и $\Delta\nu_c=0,64$ МГц [см. выражение (2.105a) /3/]. Какую форму имеет общая линия?

2.9. Цилиндрический стержень из кристалла Nd:YAG диаметром 6,3 мм и длиной 7,5 см очень быстро накачивается соответствующей импульсной лампой. Максимальное значение сечения лазерного перехода с длиной волны 1,06 мкм $\sigma=3,5 \cdot 10^{-19}$ см². Показатель преломления YAG равен $n=1,82$. Найдите критическую инверсию населенностей в момент начала процесса усиления спонтанного излучения (предположите, что на оба торца

лазерного стержня нанесены идеальные просветляющие покрытия, т. е. они не отражают свет). Кроме того, вычислите максимальное значение энергии, которая может быть запасена в этом стержне, если исключить процесс усиления спонтанного излучения.

3) Блок 3. –Оптические резонаторы

3.1. В He—Ne-лазере, работающем на длине волны $\lambda=0,6328$ мкм, используется конфокальный резонатор длиной $L=1$ м. Вычислите размер пятна в центре резонатора и на зеркалах.

3.2. Для резонатора, описанного в задаче 3.1, вычислите разность частот между двумя соседними продольными модами.

3.3. В случае резонатора, описанного в задаче 3.1, найдите, сколько различных по частоте мод лежит в пределах ширины линии He, определяемой по уровню 0,5 от максимального значения [см. выражение (2.114) /3/].

3.4. Вычислите размер пятна на обоих зеркалах полуконфокального резонатора длиной $L=2$ м, используемого в CO₂-лазере, работающем на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм.

3.5. Имеется резонатор, образованный двумя вогнутыми сферическими зеркалами радиусом 4 м и расстоянием между ними 1 м. Вычислите размер пятна моды TEM₀₀ в центре резонатора и на зеркалах, если резонатор используется для генерации излучения на длине волны $\lambda=514,5$ нм (одна из линий излучения Ar⁺-лазера).

3.6. Резонатор образован выпуклым сферическим зеркалом с радиусом кривизны $R_1=-1$ м и вогнутым сферическим зеркалом с радиусом $R_2=1,5$ м. Каково должно быть максимальное расстояние между зеркалами, чтобы резонатор оставался устойчивым?

3.7. Найдите матрицу $(ABCD)$ преобразования луча при распространении его в свободном пространстве между плоскостями β и β' , разнесенными друг от друга на расстояние L . Вычислите определитель матрицы.

3.8. Найдите матрицу $(ABCD)$ преобразования луча, который отражается сферическим зеркалом, в том случае когда плоскости β и β' совпадают и находятся непосредственно перед зеркалом. Вычислите определитель матрицы.

4) Блок 4. Непрерывный и нестационарный режимы работы лазера

4.1. Какое выражение следует выбрать для расчета модового объема V_a в активной среде в случае, когда генерируется большое число продольных мод с одинаковым поперечным распределением (TEM₀₀)?

4.2. Вычислите логарифмические потери γ , соответствующие коэффициенту пропускания зеркал $T=80$ %.

4.3. Докажите справедливость уравнения (5.18a /3/).

4.4. He—Ne-лазер, генерирующий на красном переходе ($\lambda=632,8$ нм), имеет усиление 2 % за проход. Резонатор образован двумя вогнутыми сферическими зеркалами, имеющими одинаковые радиусы кривизны $R=5$ и расположенными на расстоянии $L=1$ м друг от друга. Для того чтобы получить генерацию на моде TEM₀₀, внутри резонатора с обеих его торцов помещают две одинаковые диафрагмы. Вычислите диаметр диафрагмы.

4.5. В CO₂-лазере низкого давления ширина линии $\Delta \nu_0^* = 50$ МГц, определяется главным образом доплеровским уширением. Лазер работает при мощности накачки, которая в два раза превышает пороговую. Вычислите максимальное расстояние между зеркалами, при котором еще возможна генерация в режиме одной продольной моды.

4.6. Для Nd : YAG-лазера, схема которого показана на рис. 5.9, найдите входную пороговую мощность и выходную мощность лазера при $P_{вх}=10$ кВт, когда связь на выходе лазера уменьшена до 10%. Рассчитайте также тангенциальную эффективность.

- 4.7. Для CO₂-лазера, схема которого показана на рис. 5.12, определите входную пороговую мощность и выходную мощность $P_{\text{вх}} = 140$ кВт к при оптимальной связи на выходе лазера.
- 4.8. Имеется He—Ne лазер, работающий на двух соседних продольных модах, частота одной из которых совпадает с центром лазерного перехода ω_0 . Длина резонатора равна 1 м, а связь на выходе составляет 2 %. Вычислите частотное расстояние между этими модами, если известно, что ширина линии генерации лазера равна $\Delta \nu_0^* = 1,7$ ГГц.
- 4.9. Данные, приведенные на рис. 5.19, относятся к рубиновому лазеру с диаметром стержня 6,3 мм и длиной 7,5 см, причем каждое из двух зеркал напылены непосредственно на торцы стержня. Максимальное сечение лазерного перехода $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-20}$ см², показатель преломления стержня $n = 1,76$, а концентрация активных ионов в центре составляет $N_l = 1,6 \cdot 10^{19}$ ион/см³. Исходя из стационарных значений $N_0 V_a$ и q_0 указанных на рис. 5.19 /3/, вычислите полные потери γ и величину x , на которую накачка превышает пороговую,
- 4.10. Определите ожидаемый порог, выходную энергию и длительность импульса (при $E_{\text{вх}} = 10$ Дж) Nd: YAG-лазера в режиме модуляции добротности резонатора (схема лазера представлена на рис. 5.28), если связь на выходе будет уменьшена до 20 %.
- 4.11. Пусть ширина линии излучения He—Ne-лазера в режиме синхронизации мод равна 0,6 ГГц, а его спектр можно приближенно описать функцией Гаусса. Вычислите соответствующую длительность выходного импульса в случае, когда выполняется условие синхронизации мод (5.67 /3/).
- 4.12. Если в выражении (5.74 /3/) суммирование по всем модам приближенно заменить интегралом, то это приведет к утрате важных особенностей динамической картины выходного излучения. В чем здесь дело?
- 4.18. Пусть эталон Фабри—Перо, показанный на рис. 5.8,а /3/, образован зеркалами с коэффициентами отражения r_1 и r_2 , для амплитуд электрического поля ($r_1^2 = R_1$, и $r_2^2 = R_2$, где R_1 и R_2 — коэффициенты отражения для интенсивностей) и коэффициентов пропускания t_1 и t_2 для амплитуд. Найдите выражение для полного коэффициента отражения по амплитуде в направлении U с учетом всех многократных отражений, а также набега фаз при отражении.

5) Блок. 5 – Свойства лазерных пучков

- 5.1. Покажите, что в случае квазимонохроматической электромагнитной волны соотношение (7.7 /3/) между интенсивностью $I(r, t)$ и величиной $V^{(r)}$ записывается в виде $2I = \langle V^{(r)^2} \rangle$, где усреднение проводится по нескольким оптическим периодам. Указание: воспользуйтесь соотношением (7.5 /3/).
- 5.2. Лазер, работающий на длине волны 10,6 мкм, дает излучение с гауссовой формой линии с шириной 10 кГц [$\Delta \nu_{\text{ген}}$ определяется с помощью соотношения (7.32) /3/]. Воспользовавшись рис. 7.3,б, /3/ вычислите расстояние ΔL между двумя последовательными максимумами на кривой интенсивности и длину когерентности $L_{\text{когер}}$.
- 5.3. Пучок с плоским волновым фронтом электромагнитного излучения, круговым поперечным сечением и однородным распределением интенсивностей фокусируется линзой. Во сколько раз возрастет интенсивность в фокусе линзы по сравнению с интенсивностью падающей волны?
- 5.4. Пучок, излучаемый рубиновым лазером, имеет диаметр $D = 6$ мм, равномерное распределение интенсивности в поперечном сечении и угол расходимости $\theta = 7 \cdot 10^{-3}$ рад. Покажите, что пучок не является дифракционно-ограниченным, и вычислите соответствующую область когерентности $A_{\text{когер}}$.

6) Блок 6. –Преобразование лазерного пучка

6.1. Размер пятна в перетяжке гауссова пучка, излучаемого He—Ne-лазером видимого диапазона, равен $\omega_0=0,5$ мм. Вычислите размер пятна пучка и радиус кривизны поверхности равных фаз на расстоянии 10 м от перетяжки.

6.2. Гауссов пучок из предыдущей задачи нужно сфокусировать таким образом, чтобы перетяжка пучка с размером пятна 50 мкм образовалась на расстоянии 1 м от перетяжки исходного пучка. Какое фокусное расстояние должна иметь линза и где она должна быть расположена?

6.3. Лазер имеет полуконфокальный резонатор длиной 50 см. Для уменьшения расходимости выходного пучка за сферическим (выходным) зеркалом резонатора помещается линза. Какое фокусное расстояние должна иметь эта линза, чтобы размер пятна в образованной за линзой перетяжке пучка составлял 0,95 размера пятна на сферическом зеркале?

6.4. Выходное излучение Nd: YAG-лазера с модуляцией добротности ($E=100$ мДж, $\tau_p = 20$ нс) необходимо усилить с помощью усилителя на том же кристалле диаметром 6,3 мм с коэффициентом усиления малого сигнала $G_0=100$. Считая, что максимальное значение сечения лазерного перехода равно $\sigma \approx 3,5 \cdot 10^{-19}$ см², вычислите энергию пучка за усилителем и, следовательно, усиление энергии. Вычислите также долю запасенной в усилителе энергии, которая извлекается падающим импульсом.

6.5. В большом неодимовом лазере на стекле для экспериментов по лазерному термояду активная среда имеет вид стержня диаметром 9 см и длиной 15 см. Коэффициент усиления малого сигнала в таком усилителе $G_0=4$. Считая, что максимальное сечение лазерного перехода неодима в стекле равно $\sigma=3 \cdot 10^{-20}$ см², найдите, какую энергию должен иметь входной импульс (длительностью 1 нс), чтобы на выходе усилителя получить энергию 450 Дж. Какова полная энергия, запасенная в усилителе?

6.6. Требуется удвоить частоту излучения Nd : YAG-лазера ($\lambda=1,06$ мкм) в кристалле KDP. Известно, что KDP имеет $n_0(\lambda=1,06 \text{ мкм}) \equiv n_1^0=1,507$, $n_0(\lambda=0,532 \text{ мкм}) \equiv n_2^0=1,5283$ и $n_e(\lambda=0,532 \text{ мкм}) \equiv n_2^e=1,48222$.

Вычислите угол фазового синхронизма θ_m .

6.7. Вычислите эффективность преобразования второй гармоники типа I в случае идеального фазового синхронизма, когда это преобразование осуществляется в кристалле KDP длиной 2,5 см, причем падающий пучок имеет длину волны $\lambda=1,06$ мкм и интенсивность 100 МВт/см² (для KDP $n \approx 1,5$, $d_{\text{эфф}} = d_{36} \cdot \sin \theta_m = 0,28 \cdot 10^{-12}$ м/В, где $\theta_m \approx 50^\circ$ — угол фазового синхронизма).

4. ЗАЧЕТНЫЕ И ЭКЗАМЕНАЦИОННЫЕ ВОПРОСЫ

ВОПРОСЫ К ЗАЧЕТУ (8 семестр).

1. История возникновения квантовой электроники.
2. Применение лазеров.
3. Свойства лазерного излучения.
4. Активные вещества твердотельных лазеров.
5. Активные вещества жидкостных лазеров.
6. Активные вещества полупроводниковых лазеров.
7. Активные вещества газовых лазеров.
8. Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом.
9. Спонтанное и вынужденное излучение.
10. Условие самовозбуждения квантовых генераторов. Порог усиления.
11. Процессы накачки.
12. Оптические резонаторы.
13. Моды - собственные частоты резонаторов.
14. Добротность резонатора. Время жизни фотона в резонаторе. Виды потерь.
15. Режимы работы лазера.
16. Создание инверсии населенностей в ОКГ на твердом теле. Метод Басова и Прохорова.
17. Создание инверсии населенностей в газовых ОКГ.
18. Газовые лазеры.
19. Твердотельные лазеры.
20. Полупроводниковые лазеры.
21. Жидкостные лазеры.

ВОПРОСЫ К ЭКЗАМЕНУ (9 семестр)

1. Свойства лазерного излучения.
2. Материалы применяемые в квантовой электронике.
3. Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом. Спонтанное и вынужденное излучение. Условие самовозбуждения квантовых генераторов. Порог усиления.
4. Процессы накачки.
5. Оптические резонаторы. Моды и собственные частоты резонатора. Добротность резонатора. Виды потерь.
6. Гауссовы пучки. Фокусировка Гауссовых пучков и их преобразование при прохождении через оптическую систему.
7. Матрицы передачи.
8. Режимы работы лазера.
9. Перестройка частоты лазерного излучения. Методы и схемы селекции мод. Пространственное формирование лазерного излучения.
10. Создание инверсии населенностей в ОКГ на твердом теле. Метод Басова и Прохорова.
11. Создание инверсии населенностей в газовых ОКГ.
12. Основные типы лазеров.
13. Преобразования лазерного пучка.
14. Оптические квантовые усилители. Принцип действия, классификация и основные характеристики.
15. Резонаторные оптические квантовые усилители. Влияние оптического квантового усилителя на когерентность излучения лазера.
16. Модуляция лазерного излучения. Физические принципы, классификация и

- основные требования к модуляторам лазерного излучения.
17. Системы сканирования луча лазера. Классификация и параметры систем сканирования.
 18. Приемники лазерного излучения. Классификация, основные параметры и характеристики.
 19. Распространение лазерного излучения в атмосфере. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере.
 20. Лазерные системы связи. Особенности и принципиальные возможности лазерных систем связи.
 21. Передающие устройства. Приемные устройства. Применение лазерных систем связи.