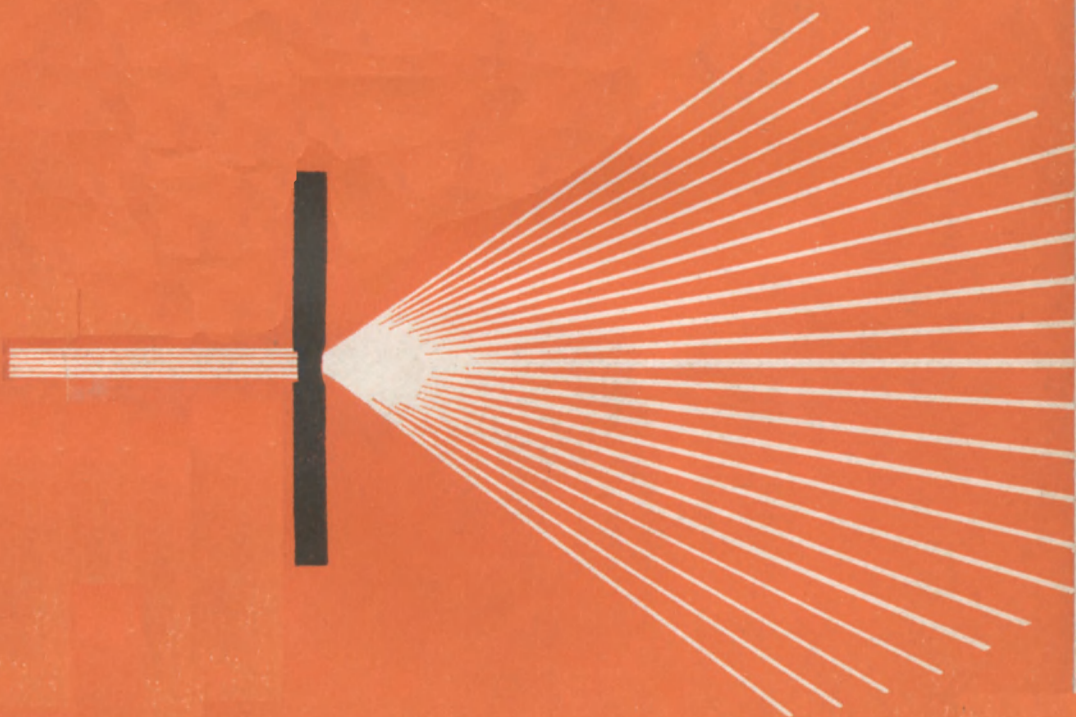




*В. А. Алешкевич
Д. Ф. Киселев
В. В. Корчажкин*

ЛАЗЕРЫ В ЛЕКЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

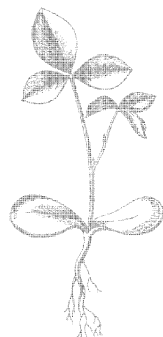


*В. А. Алешкевич,
Д. Ф. Киселев,
В. В. Корчажкин*

ЛАЗЕРЫ В ЛЕКЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Под редакцией *Л. В. Левшина*

*ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
1985*



Scan AAW

Алешкевич В. А. и др. Лазеры в лекционном эксперименте/ В. А. Алешкевич, Д. Ф. Киселев, В. В. Корчажкин. Под ред. Л. В. Левшина. — М.: Изд-во МГУ, 1985.— 136 с.

Описаны лекционные демонстрации с использованием лазеров, которые показываются на лекциях на физическом факультете МГУ. Наряду с новыми лекционными экспериментами, демонстрирующими принцип действия различных лазеров и их основные характеристики, в книгу включен ряд классических экспериментов по оптике, применение лазеров в которых делает их более наглядными и технически более доступными. Описанию каждого лекционного эксперимента предшествует краткое введение, посвященное теории рассматриваемого явления и методике его демонстрации.

Книга предназначена для лекторов и преподавателей курса общей физики и может быть использована в качестве пособия студентами младших курсов.

Библиогр. 21 назв. Ил. 55.

Рецензенты:

профессор М. А. Анисимов,
профессор Ю. А. Зарифьянц

*Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
Московского университета*

А 1704050000—083 106—85
077(02)—85

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Глава 1. Принцип действия, устройство и основные виды лазерных источников излучения	7
§ 1. Демонстрационный квантовый гелий-неоновый усилитель и генератор света	7
§ 2. Ионный аргоновый лазер	13
§ 3. Молекулярный СО ₂ -лазер	17
§ 4. Импульсный рубиновый лазер	22
§ 5. Мощный импульсный лазер на неодимовом стекле с модулированной добротностью	25
§ 6. Жидкостный лазер с перестраиваемой частотой на красителе	30
Глава 2. Интерференция света	34
Введение	34
§ 1. Демонстрационный лазерный интерферометр Майкельсона	34
§ 2. Интерференционный опыт Юнга — демонстрация высокой пространственной когерентности лазерного излучения	40
§ 3. Сканируемый интерферометр Фабри — Перо	42
§ 4. Локализация полос интерференционных картин	45
§ 5. Корреляция световых колебаний при наблюдении спекл-структуры и интерференции в диффузно рассеянном свете	47
Глава 3. Дифракция света	55
Введение	55
§ 1. Свободная дифракция световых пучков	56
§ 2. Дифракционные явления Френеля	63
§ 3. Дифракционные явления в дальней зоне. (Дифракция Фраунгофера)	69
§ 4. Дифракция света на стоячей акустической волне	71
§ 5. Дифракция на прямоугольном отверстии	73
§ 6. Дифракционные решетки	74
§ 7. Роль дифракции при формировании оптического изображения	78
§ 8. Метод темного поля	79
§ 9. Голография	80
Глава 4. Нелинейная оптика	84
Введение	84
§ 1. Генерация второй гармоники	85
§ 2. Вынужденное комбинационное рассеяние света	89
§ 3. Тепловое самовоздействие	93
§ 4. Прожигание металлических фольг лазерным излучением	98
§ 5. Электрический пробой воздуха	101
Глава 5. Граничные условия для электромагнитного поля. Преломление и отражение плоских электромагнитных волн на границе двух диэлектриков	104

§ 1. Закон Снеллиуса	104
§ 2. Формулы Френеля	105
§ 3. Явление полного отражения	107
§ 4. Прохождение луча света через среду с переменной рефракцией	111
Глава 6. Поляризация света. Оптика анизотропных сред	113
§ 1. Явление двойного лучепреломления в оптически одноосных кристаллах	113
§ 2. Поляризационные приборы	116
§ 3. Интерференция поляризованных лучей	116
§ 4. Коноскопия	118
§ 5. Искусственная анизотропия. Фотоупругий эффект. Линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса)	120
§ 6. Модуляция лазерного излучения. Принцип действия лазерной связи	124
§ 7. Естественная оптическая активность веществ	130
§ 8. Магнитное вращение плоскости поляризации (эффект Фарадея)	132
Л и т е р а т у р а	135

ПРЕДИСЛОВИЕ

Чтение общего курса физики трудно себе представить без показа специально разработанных лекционных демонстраций, помогающих студентам наглядно убедиться в существовании и справедливости различных физических явлений и законов и глубже понять их сущность. Физический факультет Московского университета располагает богатейшим кабинетом физических лекционных демонстраций. Его уникальная коллекция демонстрационных приборов по всем разделам физики начала создаваться еще во времена профессора А. Г. Столетова (1839—1896). Кафедра общей физики для физического факультета, в состав которой входит кабинет лекционных демонстраций, непрерывно работает над совершенствованием уже существующих и созданием новых лекционных экспериментов, с учетом последних достижений физической науки. В 1964 г. коллективом кафедры было издано описание лекционных демонстраций по физике. В 1972 г. это методическое пособие, в котором описано более 500 демонстраций, было переработано и дополнено и вышло в свет вторым изданием [1].

В последние два десятилетия происходит бурное развитие лазерной техники и быстрое расширение ее разнообразных применений в различных областях науки, техники и технологии. Это, естественно, должно находить и находит свое отражение в курсе общей физики, читаемом для студентов физических факультетов университетов. В современном лекционном курсе по оптике студентов второго курса основательно знакомят с такими разделами, как физика лазеров, статистическая оптика и теория когерентности, фурье-оптика и фурье-спектроскопия, свойства лазерного излучения и нелинейная оптика. Изложение этого объемного и сложного материала в форме, доступной для студентов второго курса, является трудной методической задачей и требует от лектора большого педагогического мастерства. Эти обстоятельства вызвали необходимость разработки целого комплекса специальных лекционных демонстраций, посвященных указанным проблемам, которые помогают студентам в освоении лекционного материала.

Настоящее пособие содержит описание лекционных демонстраций с применением лазеров, созданных в последние годы на физическом факультете МГУ и широко используемых на лекциях по оптике в рамках программы общего курса физики. Книга предназначена для лекторов, читающих курс физической оптики, а также для работников демонстрационных физических кабинетов.

Описание лекционных демонстраций разбито на шесть групп. Первая группа используется на лекциях, посвященных изложе-

нию принципа действия оптических квантовых генераторов и усилителей света и основным видам лазеров. Вторая группа лекционных демонстраций иллюстрирует явления интерференции света и основные характеристики лазерного излучения. В третьей группе объединены те лекционные демонстрации, которые используются при изложении фурье-преобразований в оптике и при истолковании явлений дифракции света. Четвертая группа демонстраций посвящена рассмотрению явлений нелинейной оптики. В пятую группу собраны демонстрации, иллюстрирующие основные законы отражения и преломления световых волн. В шестую группу объединены демонстрации, посвященные различным разделам оптики, в которых целесообразно использовать лазерные источники излучения.

Описание каждого лекционного эксперимента содержит краткие методические указания по изложению теории рассматриваемых физических явлений (раздел I) и достаточно подробное описание экспериментальной установки и особенностей показа с ее помощью соответствующей лекционной демонстрации (раздел II).

Общее руководство постановкой описанных лекционных демонстраций с использованием лазеров осуществлялось заведующим кафедрой общей физики для физического факультета МГУ проф. А. Н. Матвеевым.

Первые демонстрации с газовыми лазерами были поставлены и описаны проф. И. А. Яковлевым, доц. К. Н. Баранским, Т. С. Величкиной, ассист. Л. Ф. Михеевой и О. А. Шустиним; демонстрации с рубиновым лазером — ст. преп. С. И. Усагиным.

В дальнейшем постановка новых лазерных демонстраций проводилась доц. В. А. Алешкевичем, Д. Ф. Киселевым, В. В. Корчажкиным, ст. преп. Л. П. Авакянцем, ассист. Т. Ш. Мусаевым, М. В. Семеновым и ст. инж. Е. В. Яковлевым. Активное участие в этой работе приняли сотрудники кабинета физических демонстраций В. С. Котович и М. С. Подколзина.

Большой вклад в постановку лекционных экспериментов с использованием лазеров внес проф. С. А. Ахманов с сотрудниками (доц. Н. И. Коротеевым, В. И. Шмалгаузенем и ст. инж. В. И. Кузнецовым), по инициативе и при участии которых был поставлен ряд лазерных демонстраций.

Ст. науч. сотр. В. Н. Порыгиным была поставлена демонстрация «Дифракция света на ультразвуке в кристалле».

Труд авторов распределился следующим образом: В. А. Алешкевичем написаны гл. II, § 1—4, гл. III, § 1—8, гл. IV, § 1—3; Д. Ф. Киселевым и В. В. Корчажкиным — гл. I, гл. III, § 9, гл. IV, § 4—5, гл. V и гл. VI. По просьбе авторов § 5 гл. II написан ст. преподавателем Л. П. Авакянцем.

Профессор Л. В. Левшин

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ, УСТРОЙСТВО И ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. ДЕМОНСТРАЦИОННЫЙ КВАНТОВЫЙ ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ И ГЕНЕРАТОР СВЕТА

I. Раздел курса оптики, посвященный физике лазеров, естественно начать с рассмотрения общих принципов взаимодействия излучения с атомной системой [2—5]. Обычно вначале рассматривается двухуровневая система, на примере которой вводятся понятия коэффициентов Эйнштейна, выводятся кинетические уравнения заселенностей уровней, рассматривается механизм создания инверсной заселенности перехода и определяются условия усиления света. Затем общетеоретические выводы конкретизируются на примере широко распространенного гелий-неонового лазера. В этой части целесообразно воспользоваться графическим материалом в виде слайдов или таблиц, изображающих общую схему энергетических уровней активного вещества лазера — неона и более подробную схему его уровней, принимающих участие в генерации света (рис. 1.1 и 1.2). При этом желательно непосредственно в лекционном эксперименте продемонстрировать эффект усиления света, подчеркивая его резонансный характер, и хотя бы качественно определить коэффициент усиления оптического квантового усилителя (ОКУ), что потребуется в дальнейшем.

Следующим важным этапом рассмотрения физики лазеров является подробное изложение методов введения положительной обратной связи в ОКУ и перевод системы в автоколебательный режим, т. е. получение генерации света. При этом приходится сталкиваться с понятием добротности оптического резонатора и необходимостью сопоставления величины общих потерь энергии с коэффициентом усиления света. Эти вопросы также желательно проиллюстрировать непосредственно в лекционном эксперименте. При рассмотрении резонансных свойств оптического резонатора можно воспользоваться для иллюстрации демонстраций интерферометра Фабри — Перо (гл. 2, § 3).

II. Для реализации сформулированных выше задач может быть использована демонстрационная установка [6], блок-схема которой представлена на рис. 1.3. В качестве первичного источника усиливаемого света с $\lambda = 632,8$ нм служит маленький настроечный гелий-неоновый лазер 1. Для того чтобы исключить влияние постороннего света и некогерентного излучения активного элемента ОКУ 11, первичный пучок целесообразно промодулировать по амплитуде и проводить измерения на переменном токе. С этой целью световой пучок от 1 пропускается

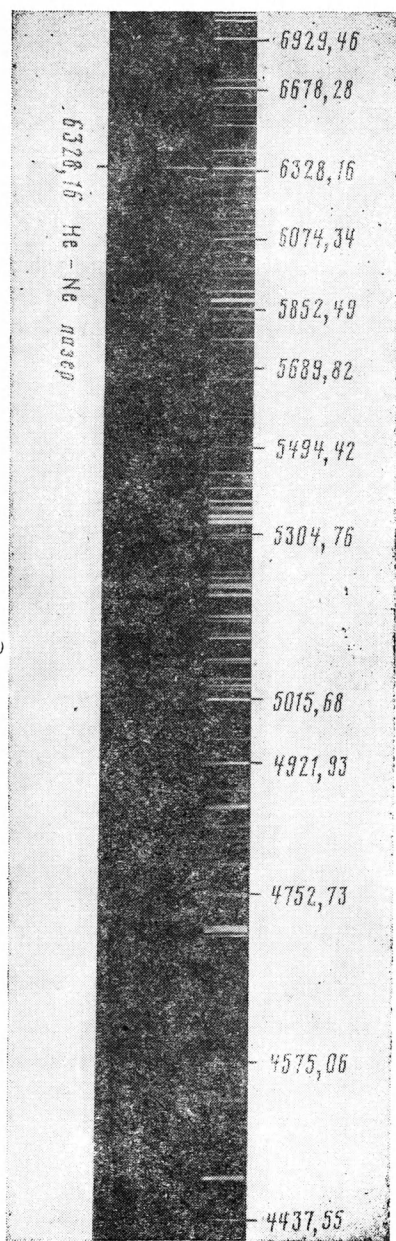


Рис. 1.1. Общий вид спектра разряда активного элемента гелий-неонового лазера в видимой области. Внизу — спектр генерации лазера в этой же области.

через оптический модулятор 2, на который подается синусоидальное напряжение от генератора 3 и постоянное смещающее напряжение (для выбора рабочей точки модулятора) от источника 3а (см. гл. 6, § 6). Промодулированный по амплитуде пучок направляется далее на делительный кубик (или делительную пластинку) 4, после чего одна его часть проходит через оптический клин (или вращающийся поляроид) 17 и попадает на фотоприемник 6а, ток через который оказывается пропорциональным интенсивности первичного светового пучка. Другая часть пучка проходит через активный элемент 11, в качестве которого использована разрядная трубка гелий-неонового лазера ЛГ-75, и попадает на сферическое диэлектрическое зеркало 13, имеющее радиус кривизны 1200 мм и коэффициент отражения 98%. Отразившись от этого зеркала, луч вторично проходит через трубку активного элемента и, частично отразившись от делительного кубика 4, попадает на второй фотоприемник 6б, ток через который также пропорционален интенсивности первичного светового пучка и зависит от коэффициента усиления света в активном элементе 11.

Регистрирующая система состоит из двух одинаковых фотоприемников 6а и 6б, компенсирующих

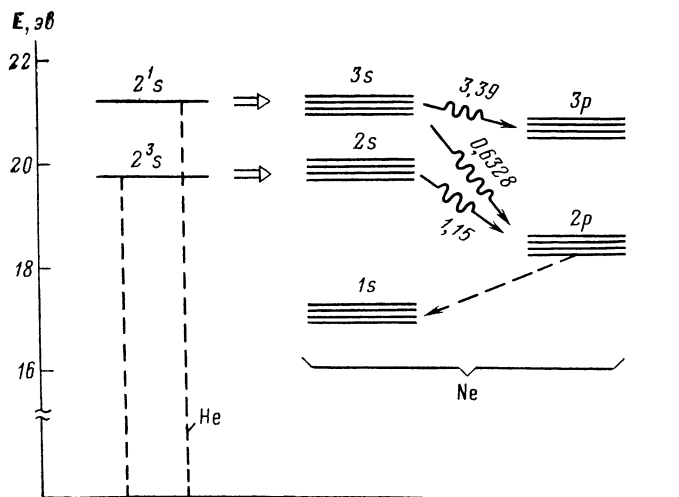


Рис. 1.2. Упрощенная схема энергетических уровней He и Ne, участвующих в лазерных переходах

поляроида 17 и тонкой стеклянной плоскопараллельной пластинки 5 (изменяющей интенсивность прошедшего света за счет зависимости френелевского отражения от угла падения света). Она собрана по дифференциальной схеме, причем сигнал разбаланса подается на резонансный усилитель 7, настроенный на частоту модуляции, и после усиления на демонстрационный осциллограф 8.

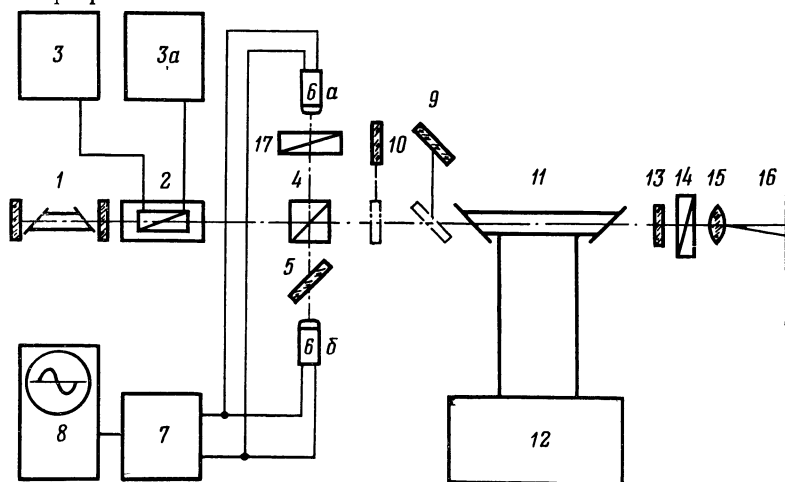


Рис. 1.3. Блок-схема демонстрационного He—Ne квантового усилителя и генератора света

Демонстрацию рекомендуется проводить в следующем порядке. Первоначально знакомят слушателей со схемой уста-

новки и объясняют назначение ее основных элементов. После этого включают маленький лазер и поджигают разряд в активном элементе ОКУ. Обращают внимание аудитории на то, что розовое свечение трубки активного элемента соответствует полному спектру излучения неона, энергетические уровни которого изображены на рис. 1.1, а монохроматическое красное излучение маленького лазера 1 соответствует рабочему переходу, изображенному на рис. 1.2. После этого выключают разряд активного элемента ОКУ (оставляя включенным подогревный катод трубки), включают модуляцию пучка и наблюдают на осциллографе полученную синусоиду. Затем при помощи поляроида 17 и компенсационной пластинки 5 устанавливают баланс в регистрационной схеме, при котором на осциллографе наблюдается прямая линия. После этого включается разряд активного элемента. В результате прохождения одного из лучей дважды через активную среду он усиливается примерно на 10%, и на осциллографе вновь появляется сигнал разбаланса в виде синусоиды. Для того чтобы показать, что разбаланс возник за счет усиления, а не поглощения света, на пути луча устанавливается еще одна плоскопараллельная пластинка 9, поворотом которой, за счет френелевских отражений, компенсируют усиление света, добиваясь получения на экране осциллографа вновь прямой линии. Изменяя режим питания разрядной трубки 11, можно качественно показать зависимость коэффициента усиления света от силы тока через трубку, а следовательно, и уровня возбуждения активной среды. Путем прямого расчета по формулам Френеля потерь на отражение в стеклянной пластинке 9, компенсирующей усиление света, можно качественно оценить величину коэффициента усиления света. Так как этот коэффициент на квантовом переходе, соответствующем $\lambda=6328$ нм, невелик, то первичный лазер 1, модулятор 2 и разрядная трубка 11 устанавливаются таким образом, чтобы луч был поляризован в плоскости, обеспечивающей прохождение расположенных под углом Брюстера окон разрядной трубки без френелевых потерь на отражение.

Указанную демонстрацию можно провести в упрощенном варианте, без использования модуляции первичного пучка. Для этого сигнал разбаланса подается на микроамперметр постоянного тока с фотоэлектрическим усилением типа Ф116/1, сигнал с которого может быть подан на любой демонстрационный амперметр. Однако в этом случае сигнал разбаланса включает в себя помимо полезного сигнала некогерентный фон разрядной трубки. Поэтому демонстрацию следует проводить в следующем порядке. После сбалансирования схемы при включенном активном элементе включают разряд в трубке и отмечают сигнал разбалансировки. Затем перекрывают непрозрачным экраном луч первичного лазера и отмечают по демонстрационному амперметру долю сигнала, приходящуюся на излучение некогерентного фона разрядной трубки.

Таким образом, непосредственно в лекционном эксперименте устанавливается факт резонансного усиления света при прохождении через активный элемент. Следующим этапом должно быть установление роли второго важнейшего элемента любого лазера — оптического резонатора. Для этого на оптическом пути отраженного от сферического зеркала 13 луча вводится второе плоское диэлектрическое зеркало 10, с коэффициентом отражения 99,8%, укрепленное в откидывающейся стандартной юстировочной головке. Установку этого второго зеркала можно рассматривать как введение положительной обратной связи в оптический усилитель, в результате чего в нем возникает генерация. Действительно, после юстировки плоского зеркала 10 строго перпендикулярно оси трубки, что легко осуществляется по заднему отражению луча первичного лазера 1, в образовавшемся оптическом резонаторе возникает генерация, которую легко наблюдать на экране 16. Следует обратить внимание аудитории на малую расходимость луча лазера.

Для демонстрации модовой структуры лазерного пучка устанавливается короткофокусная линза 15, которая образует на экране сильно увеличенное изображение его поперечного сечения. Тонким микрометрическим поворотом плоского зеркала добиваются на экране изображения различных типичных картинок поперечных мод резонатора. Плоское зеркало легко заменить сферическим и наблюдать структуру поперечных мод, характерную для конфокального резонатора.

Установленный после резонатора поляроид 14 позволяет проанализировать состояние поляризации луча лазера и объяснить ориентацию окон разрядной трубки, расположенных под углом Брюстера к световому пучку.

Уменьшение оптических потерь в резонаторе за счет установления окон активного элемента под углом Брюстера может быть проиллюстрировано при помощи упомянутой выше добавочной тонкой (чтобы не вызвать смещение луча) хорошо отполированной стеклянной пластинки 9. При введении ее в резонатор под произвольным углом отмечается срыв генерации лазера вследствие резкого увеличения потерь за счет френелевских отражений на пластинке. Если пластинку поворачивать вокруг горизонтальной оси, то генерация возникает вновь, когда пластинка занимает положение, близкое к установке под углом Брюстера.

Общий вид установки представлен на рис. 1.4. Из-за большой чувствительности всей установки к деформациям ее рекомендуется монтировать на оптической скамье. Ее с успехом может заменить строительный швеллер подходящего размера, укрепленный для жесткости несколькими поперечными ребрами. Вся установка монтируется на тележке, что позволяет быстро размещать ее в любом удобном месте аудитории. При этом швеллер крепится на тележке при помощи резиновых амортизаторов.

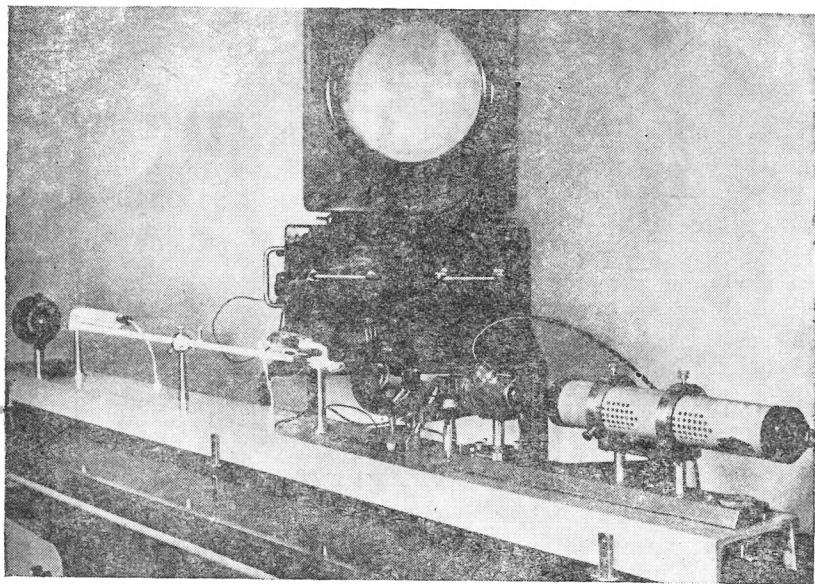


Рис. 1.4. Общий вид установки демонстрационного He—Ne ОКГ

В качестве первичного используется лазер ЛГ-55(56), который путем настройки резонатора выводится в одномодовый режим, при котором луч имеет минимальную расходимость. Корпус лазера ЛГ-55 крепится на специальном столике, имеющем достаточное количество степеней свободы по вертикали и горизонтали перпендикулярно оси системы и два поворота для того, чтобы иметь возможность установить луч лазера строго соосно трубке активного элемента и модулятора. Активный элемент, в качестве которого используется разрядная трубка от лазера ЛГ-75 или ОКГ-12, крепится на жестких подставках, «брюстерами» вниз (для предохранения их от попадания пыли). Провода питания монтируются со всеми предосторожностями, предусмотренными правилами техники безопасности для напряжений свыше 1000 В. Перед началом демонстрации брьюстеровские окна активного элемента тщательно очищаются от пыли спиртом или очищенным ацетоном. Даже слабое загрязнение брьюстеровских окон может привести к срыву генерации лазера. В качестве фотоприемников (6а и 6б на рис. 1.3) используются кремниевые фотодиоды ФД27К, которые обладают значительной площадью светочувствительного слоя, что делает их менее чувствительными к ошибкам юстировки системы. В установке используется модулятор ЛМ-4, постоянное напряжение смещения подается на него от выпрямителя УИП-2 такой величины, чтобы выходной сигнал имел максимальную глубину модуляции и синусоидальную форму без искажений. Источником синусоидального напряжения может служить лю-

бой звуковой генератор с выходным напряжением ~ 30 В. В качестве компенсирующих пластинок 5 и 9 удобно использовать покровные стекла от микроскопа. Экран 16 делается съемным, что при желании позволяет проектировать лазерный пучок на стену аудитории или на любой другой выносной экран.

§ 2. ИОННЫЙ АРГОНОВЫЙ ЛАЗЕР

1. Активная среда этого лазера представляет собой аргоновую плазму, состоящую из однократно (или частично из двукратно) ионизованных атомов аргона. Соответственно схема спектральных термов и энергетических уровней, между которыми происходит лазерное излучение, принадлежит не атомам аргона, а его ионам. Важной особенностью этих переходов является то, что значительная их часть лежит в области видимого диапазона длин волн. Таким образом, видимое излучение аргонового лазера имеет сложный спектральный состав и состоит из линий, имеющих следующие длины волн: 454,5; 457,9; 465,8; 472,7; 476,5; 488; 496,5; 501,7 и 514,5 нм. Это обстоятельство легко продемонстрировать в лекционном эксперименте.

Другой важной особенностью аргонового лазера является то, что накачка его верхнего лазерного уровня происходит путем сложного двухступенчатого процесса [3]. На первом этапе в результате столкновений с электронами атомы Ag ионизируются, далее за счет вторичных столкновений с электронами уже ионизованные атомы возбуждаются. Так как каждый из этих процессов пропорционален плотности тока J , то степень возбуждения верхнего уровня должна быть пропорциональна J^2 (при учете других эффектов она оказывается пропорциональной J^3 и даже J^4). Таким образом, в отличие от гелий-неонового лазера общая интенсивность излучения аргонового лазера оказывается сильно зависящей от величины тока разряда J . Кроме того, строение энергетических уровней ионного аргонового лазера позволяет непосредственно в лекционном эксперименте продемонстрировать важное и довольно распространенное явление конкуренции отдельных мод лазера (в данном случае моды с $\lambda=488$ нм и $\lambda=514,5$ нм). В этом случае изменение интенсивности одной моды ведет к изменению интенсивности другой моды. Действительно, при увеличении силы тока разряда условия создания инверсной заселенности оказываются такими, что интенсивность моды с $\lambda=514,5$ нм растет значительно быстрее, чем моды с $\lambda=488$ нм. В результате излучение лазера при увеличении тока разряда становится не только существенно более ярким, но и значительно более зеленым. Следует отметить, что опустошение нижнего уровня не связано с взаимодействием ионов аргона со стенками разрядной трубки (как это имеет место в гелий-неоновом лазере) и не прекращается даже при практически достижимых плотностях тока. Это позволяет использовать в аргоновых лазерах достаточно

широкие трубки и очень большие токи разряда, благодаря чему общая выходная мощность их излучения может достигать очень большой величины (более 500 Вт) [7].

II. Демонстрационная установка представляет собой заводской аргоновый лазер «Игла-2» или «Игла-4», смонтированный вместе с блоком питания на передвижной тележке. Общий вид установки представлен на рис. 1.5. Верхняя металлическая

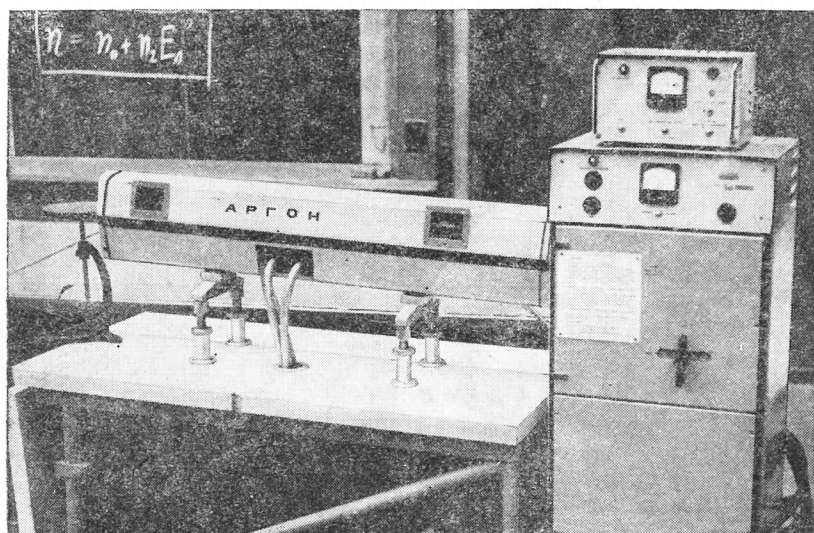


Рис. 1.5. Общий вид демонстрационной установки аргонового лазера

крышка лазера может быть заменена на прозрачную, сделанную из оргстекла, что позволяет лектору при желании продемонстрировать особенности конструкции аргонового лазера: наличие водяного охлаждения разрядной трубки, обводной канал, служащий для компенсации явления электрофореза, обмотку соленоида, магнитное поле которого отжимает ионы плазмы от стенок разрядной трубки.

Блок питания «Игла» позволяет реализовать два режима работы лазера — «сильный» и «слабый». При «слабом» режиме разрядный ток через трубку лежит в пределах 20 А, а при «сильном» — 40 А. Для обеспечения таких больших токов в лазере используют специальные катоды, которые для предупреждения их преждевременного разрушения следует предварительно прогревать в течение 10—15 мин. Таким образом, водяное охлаждение и накал катода должны включаться за 10—15 мин до начала демонстрации.

Демонстрацию рекомендуется проводить в следующем порядке. Сначала лазер включается на «слабом» режиме и пучок направляется на удаленный экран. Луч лазера хорошо виден в

затемненном помещении из-за рассеяния на частицах пыли, всегда присутствующих в воздухе. «Видимость» луча можно значительно улучшить, если увеличить «запыленность» воздуха при помощи дыма от сигареты или меловой пыли от сухой тряпки от доски. Следует обратить внимание на синий цвет луча. В «слабом» режиме суммарная мощность пучка сравнительно мала (200—300 мВт) и ее недостаточно, чтобы прожечь черную бумагу, установленную на пути несфокусированного пучка. После этого включают «сильный» режим. Луч становится значительно ярче, приобретает зеленый цвет и его мощность оказывается достаточной для того, чтобы прожечь черную бумагу (в этом режиме для лазера «Игла-2» мощность пучка ~ 2 Вт, для лазера «Игла-4» — ~ 4 Вт).

Для того чтобы продемонстрировать спектральный состав излучения лазера, на пути пучка устанавливают призму (лучше призму прямого зрения, у которой больше угловая дисперсия) и наблюдают на достаточно удаленном экране спектр излучения. Переключая последовательно режимы работы лазера, наблюдают явление конкуренции мод. При переходе на «сильный» режим синяя мода с $\lambda = 488$ нм ослабевает, а зеленая мода с $\lambda = 514,5$ нм значительно увеличивает свою интенсивность.

В отличие от гелий-неонового лазера, в котором оптический резонатор и разрядная трубка активного элемента выполнены в виде самостоятельных конструкций, в аргоновом лазере эти две конструкции объединены в одно изделие — ДАРК-9000, в котором выходными окнами разрядной трубки служат диэлектрические зеркала оптического резонатора, расположенные перпендикулярно оптической оси трубки. Таким образом, оптический резонатор аргонового лазера не содержит элементов, расположенных под углом Брюстера, и, следовательно, его излучение не должно быть линейно поляризовано. Для подтверждения этого в лекционном эксперименте на пути луча лазера помещают вращающуюся поляризационную призму или поляроид. В последнем случае, учитывая большую мощность излучения аргонового лазера, для предохранения «прогорания» поляроида следует пучок лазера расширить при помощи телескопической системы или короткофокусной линзы.

Выше уже отмечалось, что луч аргонового лазера имеет достаточно большую мощность и, следовательно, представляет повышенную опасность как для здоровья людей, так и в пожарном отношении. Поэтому при проведении демонстраций с аргоновым лазером следует обратить особое внимание на соблюдение техники безопасности. При подготовке лекционного эксперимента необходимо предусмотреть все меры, абсолютно исключающие возможность попадания прямого луча лазера в аудиторию и на обслуживающий персонал. Вся трасса луча должна быть отгорожена и вблизи нее не должны располагаться предметы с полированными или зеркальными поверх-

ностями. Луч лазера должен проектироваться только на несгораемый экран (обклеенная зачерненным асбестом металлическая или асбоцементная плита). К обслуживанию лазера должны допускаться лица, имеющие право работы на электроустановках с напряжением более 1000 В.

Для демонстрационных целей аргонный лазер «Игла-4» (или «Игла-2») должен быть установлен на специальной тележке, где размещен блок питания лазера, блок управления и сам лазер (рис. 1.5), перед которым на складывающемся кронштейне устанавливается столик с оптическим рельсом для дополнительного оборудования.

Указанный лазер в основном предназначен для эксплуатации в стационарных лабораторных условиях, и поэтому при его использовании в лекционных экспериментах предъявляются специальные требования к техническому оборудованию аудитории. Так как лазер питается от трехфазного напряжения 380 В и потребляет мощность около 15 кВт, то необходимо, чтобы в аудитории была соответствующая промышленная электромагистраль, иначе в аудитории приходится устанавливать стационарный трехфазный трансформатор. Другое требование заключается в том, что для охлаждения кварцевого капилляра лазерной трубки необходим достаточно мощный поток проточной воды. Техническими условиями эксплуатации предусмотрено подсоединение лазера к водопроводной магистрали с давлением не менее 0,3 МПа при обеспечении расхода воды 15 л/мин, что требует также определенной пропускной способности сливной магистрали. Если давление воды будет падать, сработает блокировка, автоматически отключающая напряжение в блоке питания.

Определенные трудности при работе с лазерами типа «Игла-4» возникают в связи с тем обстоятельством, что в используемых в них лазерных трубках ДАРК-9000 довольно быстро изменяется рабочее давление аргона, причем этот процесс происходит не только во время горения трубки, но и при ее длительном хранении. Конструкцией лазера предусмотрено добавление определенных порций газа в процессе эксплуатации путем вскрытия маленьких добавочных баллонов с газом, что значительно удлиняет срок службы лазерной трубки. Однако в условиях работы кабинетов физических демонстраций всегда имеется достаточно длительный перерыв (порядка нескольких месяцев) в использовании лазера, после которого, как правило, приходится менять трубку на новую. Эксплуатация лазера становится гораздо более удобной и стабильной, если организовать в кабинете автономную систему заполнения трубок аргоном. Для этой цели необходимо заказывать лазерные трубки с вакуумным краном и отростком, с помощью которого трубка подплавляется к вакуумному посту. Схема вакуумного поста представлена на рис. 1.6. Заполнение трубок аргоном и активация катода осуществляется следующим образом. После под-

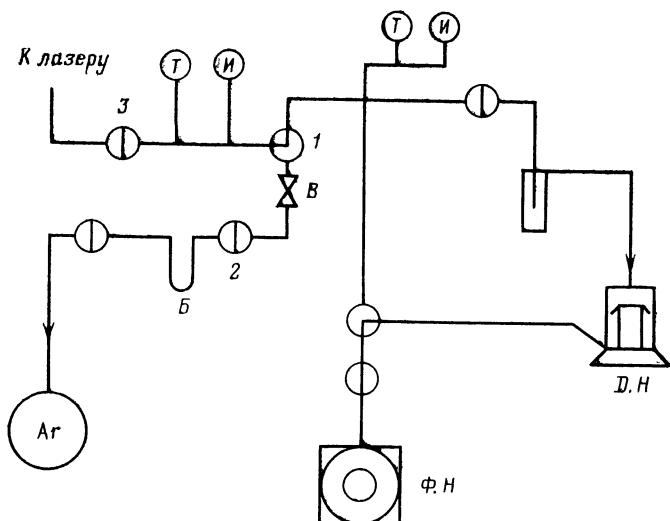


Рис. 1.6. Схема вакуумного поста

пайки трубки к вакуумной системе ее откачивают, последовательно включая форвакуумный (ФН) и диффузионный (ДН) насосы, до давления не выше 10^{-5} Па. Затем включают поток воды, охлаждающий трубку, и постепенно начинают прогревать катод, следя за тем, чтобы давление в трубке ни в коем случае не превышало $2 \div 3 \cdot 10^{-5}$ Торр. Постепенно увеличивая ток через катод, добиваются нормального разогрева катода (ток 25 А). Откачав трубку при горячем катоде до максимального вакуума, перекрывают кран 1 и при помощи перепускной системы — крана с капиллярным натекателем В, отрезка трубки Б, выполняющей роль буферного резервуара, и крана 2 — заполняют систему аргоном до давления около 250 Торр. Затем перекрывают кран 3 и поджигают разряд в трубке при помощи трансформатора Тесла. Рекомендуется продержать разряд 5—10 мин, после чего вторично скачать газ и заполнить трубку чистым аргоном. После этого трубку отрезают от вакуумной системы. Характерным признаком порчи газовой смеси и изменения ее давления служит повышение потенциала зажигания и появление белесого свечения в области катода.

§ 3. МОЛЕКУЛЯРНЫЙ СО₂-ЛАЗЕР

1. Демонстрацией молекулярного СО₂-лазера завершается показ различных газовых лазеров непрерывного действия. Главная особенность молекулярных лазеров заключается в том, что рабочими переходами, на которых получают генерацию, являются переходы между колебательными или между

колебательно-вращательными уровнями молекул активной среды. В связи с этим для объяснения природы рабочих переходов возникает необходимость более подробно остановиться на энергетических уровнях молекул. В зависимости от особенностей каждого конкретного курса этот вопрос может рассматриваться с различной степенью глубины, но методически очень важно подчеркнуть, что в отличие от рассматриваемых выше активных сред из нейтральных атомов и ионов полная энергия молекул включает в себя помимо электронной энергии, обусловленной движением электронов, еще колебательную энергию, связанную с колебаниями ядер молекулы около положения равновесия, и вращательную энергию, обусловленную вращением молекулы как целого. Таким образом, при возбуждении молекулы изменение ее энергии можно записать в следующем виде:

$$\Delta E = \Delta E_{\text{эл}} + \Delta E_{\text{кол}} + \Delta E_{\text{вр}},$$

причем в $\Delta E_{\text{эл}}$ входит как изменение собственной энергии электронного движения, так и изменение энергии взаимодействия колебательного движения с электронным движением, а в $\Delta E_{\text{кол}}$ — как изменение энергии собственного колебательного движения, так и изменение энергии взаимодействия колебательного движения с вращательным движением и изменение взаимодействия электронного и вращательного движений.

Различие в величине изменений энергий $\Delta E_{\text{эл}} \gg \Delta E_{\text{кол}} \gg \Delta E_{\text{вр}}$ обусловлено прежде всего отличием масс электрона и ядра молекулы и может быть оценено на основе простой полуклассической модели для двухатомной молекулы [8]. Соответствующие оценки дают следующие значения:

$\Delta E_{\text{эл}} = 10^4 \div 10^5 \text{ см}^{-1}$ (в длинах волн от 1 до 0,1 мкм) (имеются в виду только переходы между уровнями валентных электронов, что соответствует видимой и ультрафиолетовой областям спектра);

$\Delta E_{\text{кол}} = 200 \div 4000 \text{ см}^{-1}$ (в длинах волн от 0,5 до 2,5 мкм), что соответствует видимой и ближней ИК-области спектра;

$\Delta E_{\text{вр}} = 100 \div 0,1 \text{ см}^{-1}$ (в длинах волн от 100 до 10 см), что соответствует области дальнего ИК и СВЧ диапазона.

Энергия колебательного и вращательного движения, так же как и энергия электрона, квантуется, что при учете правил квантования приводит к расщеплению электронных уровней энергии на колебательные и вращательные подуровни. Это очень важное заключение полезно проиллюстрировать схемой энергетических уровней для молекулы и атома. В качестве активной среды в CO_2 -лазере используется смесь CO_2 , N_2 и He. Рабочим веществом являются молекулы углекислого газа, в то время как N_2 и He, так же как в He—He лазере (см. § 1), добавляются для более эффективного возбуждения верхнего рабочего уровня CO_2 , что существенно повышает эффективность создания инверсной заселенности.

На рис. 1.7 приведена схема рабочих уровней CO_2 -лазера [3]. Слева изображены наиболее низкие колебательные уровни молекулы N_2 в основном электронном состоянии ($v=0$ и $v=1$). Так как молекула CO_2 является трехатомной, структура ее колебательных уровней даже в основном электронном состоянии оказывается более сложной. Это обстоятельство связано с тем, что трехатомная молекула имеет три основных нормальных колебания (фундаментальные моды колебаний): валентное симметричное, валентное антисимметричное и деформационное. Валентная мода обусловлена колебаниями, при которых изменяются межъядерные расстояния. При сохранении направлений валентных связей деформационные моды обусловлены изменением углов (направлений) валентных связей. На рис. 1.8 приведены упомянутые фундаментальные моды для молекулы CO_2 [3].

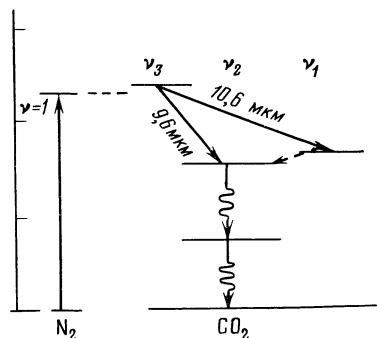


Рис. 1.7. Упрощенная схема энергетических уровней молекулярного CO_2 -лазера

Генерация осуществляется следующим образом. За счет

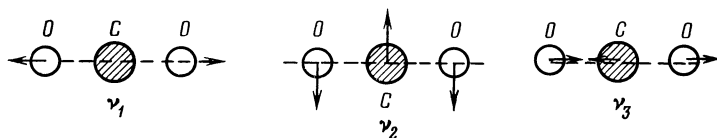


Рис. 1.8. Основные моды колебаний молекулы CO_2

электронных ударов наиболее эффективно возбуждается первый колебательный уровень антисимметричной валентной моды молекулы CO_2 , который является верхним рабочим уровнем лазерного перехода. Одновременно за счет электронных ударов весьма эффективно возбуждается нижний колебательный уровень молекулы N_2 , который является метастабильным и весьма близко ($\Delta v = 18 \text{ см}^{-1}$) расположен от упомянутого верхнего рабочего уровня CO_2 . Это позволяет резонансным путем при столкновении очень эффективно передавать энергию возбуждения молекуле CO_2 . Благодаря этому удается весьма быстро достигать заполнения верхнего уровня рабочего перехода.

Для выполнения условий инверсной заселенности и возникновения генерации необходимо также быстрое опустошение нижних рабочих уровней. Это осуществляется следующим образом. Так как разность энергий между нижними уровнями симметричной и деформационной моды близка к KT , между ними

быстро устанавливается равновесие, и опустошение идет через второй нижний уровень деформационной моды. Его релаксация связана с присутствием в рабочей смеси атомов He, которые способствуют понижению температуры разряда и участвуют таким образом в опустошении нижнего рабочего уровня, повышая эффективность генерации. Количественные оценки рассмотренных процессов показывают очень высокую эффективность генерации в CO_2 -лазере, который обладает одним из лучших среди газовых лазеров КПД, равным $\sim 15\text{--}20\%$. (По КПД CO_2 -лазер сравним лишь с эксимерными лазерами.) Благодаря сравнительной дешевизне материала активной среды, высокому КПД и возможности получения непрерывной генерации с огромной мощностью (до 1 МВт) CO_2 -лазеры получили широкое распространение в различных технологических процессах.

II. Демонстрационная установка собрана на базе промышленного CO_2 -лазера с отпаянным активным элементом ЛГ-25 и блоком питания СИТ-24М. С лазера снят защитный кожух, что позволяет зрителям наблюдать разряд в активном элементе. Общий вид установки представлен на рис. 1.9. Демон-

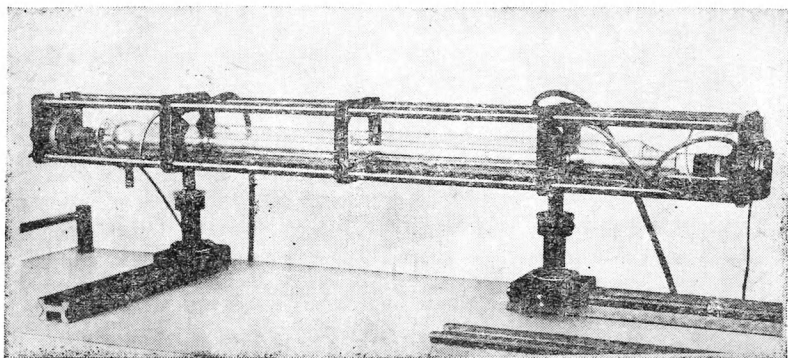


Рис. 1.9. Общий вид демонстрационного CO_2 -лазера

страция проводится с целью наблюдения высокой мощности непрерывного излучения CO_2 -лазера и особенностей прохождения ИК-излучения ($\lambda \sim 10,6$ мкм) через различные среды.

Первая демонстрация заключается в следующем. На расстоянии нескольких метров от выходного окошка CO_2 -лазера на пути лазерного луча располагают легко воспламеняющийся материал (паклю, вату, сухую древесину). Включая на несколько секунд лазерный луч, зажигают на расстоянии указанный материал. Затем берут тонкий лист фанеры и лучом лазера перерезают его на две части. При этом указывают, что подобная демонстрация является прообразом промышленных установок для резки лазерным лучом различных тугоплавких ма-

териалов. При этом следует отметить, что управление лазерным лучом легко поддается автоматизации, что в свою очередь позволяет создавать высокотехнологические автоматизированные установки для вырезания из листовой стали заготовок сложной конфигурации.

Важной особенностью CO_2 -лазера является сильное поглощение его ИК-излучения водой. Это обстоятельство непременно должно учитываться при использовании CO_2 -лазеров для связи или передачи энергии в естественном открытом пространстве, где всегда в достаточном количестве присутствуют водяные пары. Иллюстрацией этого явления служит вторая демонстрация. Горизонтально распространяющийся луч CO_2 -лазера при помощи металлического зеркала, расположенного под углом 45° , направляется вертикально сверху вниз на плоскопараллельную кювету, заполненную водой. Для наблюдения процессов, происходящих в воде, кювету при помощи точечного угольного дугового фонаря проектируют на экран, расположенный на расстоянии двух-трех метров позади кюветы. На экране в этом случае хорошо видна верхняя граница жидкости. При включении генерации лазерное излучение, вертикально падающее на поверхность воды, в результате очень высокого коэффициента поглощения почти полностью поглощается тонким приповерхностным слоем воды, в котором начинается интенсивное кипение, хорошо видимое на экране. Так как нагрев жидкости идет сверху, то картина конвективных потоков, видимая на экране, резко отличается от обычной, возникающей при нагревании со дна сосуда.

Силикатные и технические стекла, так же как и вода, сильно поглощают излучение с $\lambda = 10,6$ мкм. Это обстоятельство используется для проведения демонстрации образования тепловой линзы в стекле, которая непосредственно связана с демонстрацией теплового самовоздействия лазерного излучения (гл. 4, § 3).

Демонстрация проводится следующим образом. Тонкая стеклянная плоскопараллельная пластинка, в качестве которой можно использовать отмытую от эмульсии фотографическую пластинку, помещается в луч гелий-неонового лазера. На экране видно, что внесение пластинки в луч лазера не изменяет положение и форму пятна от лазерного луча. Затем эту пластинку устанавливают на пути луча CO_2 -лазера, фиксируя при этом флюомастером или чернилами то место, где должен проходить луч лазера, и включают генерацию. Через несколько секунд, за счет сильного поглощения излучения лазера, отмеченное на пластинке место сильно нагревается и стекло частично оплавляется. Так как распределение интенсивности по сечению пучка лазера неоднородно и имеет приблизительно гауссовую форму, то локальный разогрев стекла также будет проходить неоднородно. В результате нарушается плоскопараллельность пластины и образуется профиль поверхности стекла, повторяющий

профиль распределения интенсивности в сечении пучка лазера — своеобразная тепловая линза. Пропуская через эту «застывшую тепловую линзу» видимый луч гелий-неонового лазера, можно убедиться по картине на экране в ее действии.

Следует особо отметить, что излучение CO_2 -лазера в силу большой интенсивности и невидимости глазу представляет объект повышенной опасности как в пожарном отношении, так и для здоровья окружающих людей. Поэтому при проведении экспериментов с CO_2 -лазером необходимо неукоснительно выполнять требования техники безопасности. Трасса луча лазера всегда ограничивается большим металлическим экраном, покрытым зачерненным слоем асбеста. Она должна быть огорожена и вблизи нее не должны располагаться предметы с отражающими металлическими поверхностями, чтобы полностью исключить возможность попадания хотя бы отраженного или рассеянного излучения в сторону аудитории и обслуживающего персонала. Желательно место трассы пучка, где устанавливаются дополнительные приспособления (куветы, пластинки и пр.), отгородить от аудитории большим и толстым листом органического стекла.

§ 4. ИМПУЛЬСНЫЙ РУБИНОВЫЙ ЛАЗЕР

I. Первый лазер был создан Мейманом в 1960 г., и в качестве рабочего тела в нем был использован именно рубин. Демонстрация рубинового лазера помимо исторического интереса имеет большой методический смысл, так как рубиновый лазер является прототипом большой группы мощных импульсных твердотельных лазеров с оптической накачкой.

В отличие от рассмотренных выше газовых лазеров рабочие переходы в твердотельных лазерах принадлежат не свободным атомам и ионам, а ионам, введенным в качестве примесей в кристаллическую (или аморфную) среду, в которой они статистически распределены по различным неэквивалентным положениям.

Рубин представляет собой кристалл корунда (Al_2O_3), в котором часть ионов Al замещена на ионы Cr, которым и принадлежат рабочие переходы лазера. Важно отметить, что эти рабочие переходы отличаются от энергетических уровней свободных ионов Cr, ибо в рубине они находятся в достаточно сильном внутреннем электрическом поле окружающей кристаллической решетки. Рубиновый лазер работает по трехуровневой схеме (рис. 1.10, а); его рабочие переходы изображены на рис. 1.10, б.

С точки зрения лазерного перехода наиболее важными являются две достаточно широкие полосы поглощения рубина F_1 и F_2 с максимумами с длиной волны 0,55 мкм (зеленая) и 0,42 мкм (фиолетовая). Поэтому, чтобы перевести электроны на эти уровни, необходимо осветить кристалл рубина световым

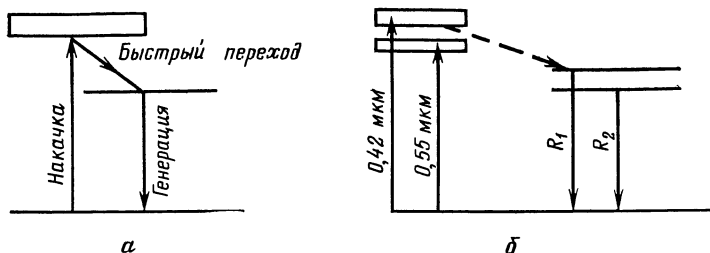


Рис. 1.10. *а* — трехуровневая схема получения генерации; *б* — упрощенная схема энергетических уровней рубинового лазера

поток, включающим в себя достаточное количество фотонов, обладающих энергией, соответствующей этим длинам волн. Такой способ возбуждения называется оптической накачкой.

После возбуждения уровней F_1 и F_2 происходит достаточно быстрый переход ($\sim 10^{-7}$ с) на верхние рабочие уровни R_2 с $\lambda = 0,6943$ мкм и R_1 с $\lambda = 0,6928$ мкм, которые расположены близко друг от друга (870 ГГц) и между которыми происходит быстрая безызлучательная релаксация, так что распределение населенности между ними подчиняется распределению Больцмана. Вследствие этого при комнатной температуре больше будет заселен более низкий уровень R_2 , с которого обычно и происходит генерация. Уровни R_1 и R_2 являются долгоживущими ($\tau \sim 10^{-3}$ с), что и обеспечивает создание на них инверсной населенности.

То обстоятельство, что полосы поглощения и полосы люминесценции (R_1 и R_2) лежат в видимом диапазоне спектра, позволяет продемонстрировать на лекции очень красивую и наглядную люминесценцию рубина, которая делает понятной общую картину оптической накачки. С этой целью берется рубиновый стержень от лазера и первоначально демонстрируется при обычном освещении. Он выглядит как прозрачное чуть розоватое стекло. Затем его помещают в луч аргонового лазера, который используется как мощная накачка. Вдоль луча лазера внутри стержня хорошо наблюдается в полутемной аудитории полоска люминесценции темно-красного цвета.

При демонстрации рубинового лазера студенты впервые сталкиваются с импульсным режимом генерации, и поэтому здесь целесообразно рассмотреть вопросы режима свободной генерации и режима модулированной добротности резонатора, а также принципиально важные характеристики лазерного импульса — его мощность и энергию. Мы рассмотрим эти вопросы в следующем параграфе.

II. Общий вид установки представлен на рис. 1.11 [1]. Вся конструкция отличается простотой и наглядностью, позволяющей продемонстрировать студентам все основные элементы устройства лазера. Демонстрация проводится следующим обра-

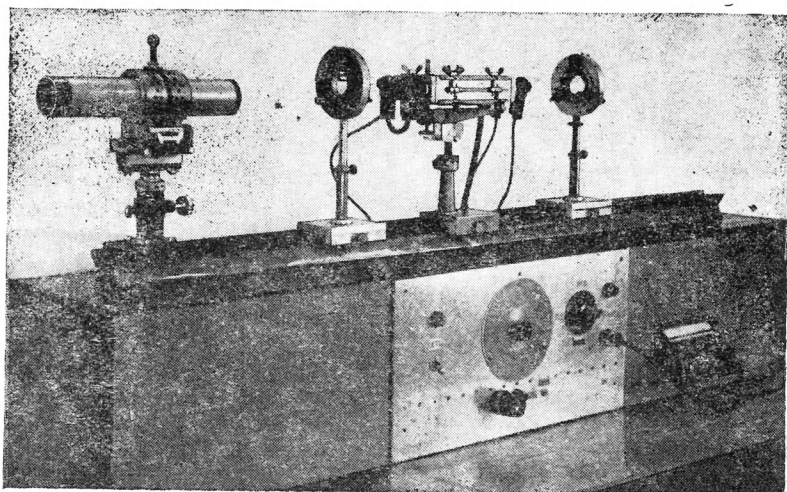


Рис. 1.11. Общий вид демонстрационного рубинового лазера

зом. Первоначально демонстрируется люминесценция рубинового стержня в луче аргонового лазера. Следует обратить внимание аудитории на темно-красный цвет люминесценции. Затем производят вспышку лазера, направленного на удаленный экран. Сравнивают цвет вспышки с цветом люминесценции стержня. Вспышку производят несколько раз, чтобы зрители смогли рассмотреть структуру пятна на экране. После этого закрывают заднее зеркало черной бумагой и еще раз производят вспышку. В этом случае генерация не возникает и на экране видно только белое рассеянное пятно от ламп накачки.

Приведем технические характеристики лазера, следуя описанию в [1]. Вся установка смонтирована на металлическом каркасе, помещенном на тележке и обшитом со всех сторон металлическими листами. Внутри каркаса установлена батарея высоковольтных конденсаторов АМ-3-100 общей емкостью 800 мкф (рассчитанная на напряжение 3000 В), выпрямитель, питающийся от сети с напряжением 220 В и дающий на выходе напряжение в 3000 В при максимальном токе заряда 200 мА, высоковольтный вольтметр С-50, показывающий напряжение на конденсаторах, система поджига ламп накачки и система блокировки, автоматически закорачивающая рабочую емкость при вскрытии крышки блока питания.

Сам лазер смонтирован на оптическом рельсе, установленном на верхней части каркаса блока питания. Посередине рельса на оптическом рейтере закреплен юстировочный столик, на котором крепится камера осветителя с рубиновым стержнем. Рубиновый стержень диаметром 10 мм и длиной 140 мм установлен на оси камеры, а параллельно ему на тефлоновых изоляторах крепятся две импульсные ксеноновые лампы ИФК-2000.

Внутренняя часть камеры выполнена из специально спрофилированного алюминия, отполированного до зеркального блеска с целью увеличения освещенности стержня. Стержень и лампа охлаждаются потоком воздуха, предварительно пропущенным через очистительный фильтр. Резонатор состоит из двух зеркал, которые крепятся на отдельных рейтерах со специальными оправами, позволяющими микрометрическими подачами устанавливать их параллельно торцам цилиндрического стержня. Заднее «глухое» зеркало имеет коэффициент отражения $\sim 100\%$, а переднее, «выходное», $\sim 50\%$. Юстировка лазера производится при помощи маленького юстировочного лазера типа ЛГ-56, который на специальном столике крепится сзади «глухого» зеркала. Луч этого лазера направляется по оптической оси установки, после чего при помощи юстировочных винтов добиваются совмещения «зайчика», отраженного от юстируемой поверхности, с выходной диафрагмой лазера. Прodelывая эту операцию последовательно для переднего зеркала рубинового стержня и заднего зеркала, осуществляют юстировку всей системы. Перед передним зеркалом расположен участок оптического рельса, на котором можно устанавливать фокусирующую оптику и объекты для облучения.

В целях безопасности оптический рельс и корпус блока питания обязательно заземляются гибким оголенным проводом.

§ 5. МОЩНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ С МОДУЛИРОВАННОЙ ДОБРОТНОСТЬЮ

1. Созданный в кабинете физических демонстраций мощный неодимовый лазер с модулированной добротностью в основном предназначен для демонстраций по нелинейной оптике, таких, как электрический пробой воздуха (гл. 4, § 5), вынужденное комбинационное рассеяние света (гл. 4, § 2), генерация второй гармоники (гл. 4, § 1) и др.

Сам по себе лазер на неодимовом стекле не представляет для демонстраций особого интереса, так как является обычным импульсным твердотельным лазером, принцип действия которого аналогичен рассмотренному выше рубиновому лазеру. Его главное отличие от рубинового лазера заключается в том, что он работает по четырехуровневой схеме (рис. 1.12, а) и рабочая частота генерации находится в невидимой глазу близкой ИК-области спектра ($\lambda = 1,06$ мкм) (рис. 1.12, б). Кроме того, благодаря тому, что ионы Nd внедрены не в кристаллическую, а в аморфную матрицу, полосы генерации у этого лазера гораздо шире, чем у рубинового.

Вместе с тем конструкция неодимового лазера как источника импульсов с большой энергией и мощностью имеет ряд особенностей, представляющих общий интерес. Первая из них заключается в том, что указанный лазер собран по двухкаскадной схеме и представляет собой непосредственно лазерный

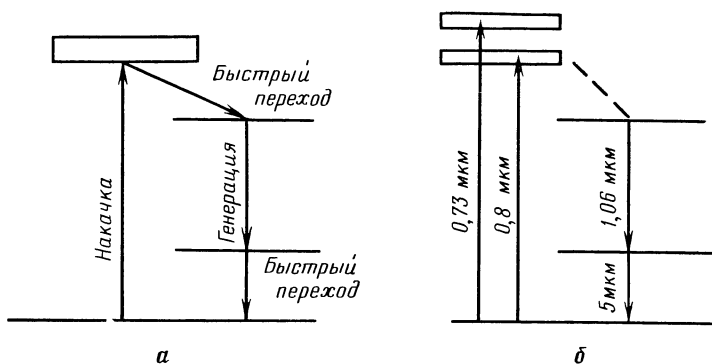


Рис. 1.12. *а* — четырехуровневая схема получения генерации; *б* — упрощенная схема энергетических уровней лазера на неодимовом стекле

генератор и установленный за ним лазерный усилитель света. Принцип действия лазерного усилителя рассматривается в § 1 и демонстрировался на установке с He — Ne-лазером. Здесь же мы видим конструктивное воплощение этой идеи. Отличие заключается прежде всего в том, что накачка носит импульсный характер и необходимо синхронизировать время создания инверсной заселенности в активном элементе генератора и усилителя, что достигается последовательным включением всех ламп накачки. Кроме того, следует отметить, что коэффициент усиления в неодимовом стекле на порядок больше, чем в He — Ne-лазере.

Действие импульсного лазерного усилителя при желании может быть продемонстрировано непосредственно в лекционном эксперименте. Для этого можно воспользоваться калиброванным измерительным калориметром ИКТ-1, который позволяет непосредственно измерять энергию отдельного лазерного импульса. Однако его применение на лекции неудобно, так как время каждого измерения велико и составляет 8—10 мин. Поэтому более целесообразно в качестве датчика энергии импульса использовать тонкую (диаметром 0,1—0,5 мм) медь-константановую дифференциальную термопару, один из спаев которой помещается в луч лазера, а второй свободно висит в воздухе. Измерение возникшей ЭДС можно проводить при помощи зеркального баллистического гальванометра, отброс «зайчика» которого в силу инерционности термопары будет пропорционален суммарной энергии импульса. При необходимости проводить количественные измерения предварительно калибруют термопару по калориметру ИКТ-1.

Второй, более важной, особенностью рассматриваемого лазера является возможность получения разных режимов генерации. Как известно [3], при нестационарной накачке лазер может работать в режиме свободной генерации, в режиме моду-

лированной добротности и в режиме синхронизации мод. Рассмотрим первый и второй из указанных режимов.

Режим свободной генерации реализуется, когда в стационарном резонаторе находится только активное вещество. Генерация происходит следующим образом. После включения световой накачки начинает расти инверсная заселенность рабочих уровней. После достижения некоторого уровня инверсной заселенности статистически случайно возникает генерация, в результате чего инверсная заселенность уменьшается, что приводит к срыву генерации, после чего инверсная заселенность начинает расти, пока снова не возникнет генерация, и процесс не повторится снова. При этом реализуется так называемый пиковый режим, при котором общий импульс разбивается на ряд пиков со случайной фазой и амплитудой. Общая длительность такого импульса по порядку величины совпадает с длительностью вспышки ламп накачки. Как уже было сказано, при этом режиме не достигаются высокие значения инверсной заселенности.

Вторым является режим модулированной добротности резонатора. Он осуществляется следующим образом. В резонатор помещают оптический затвор, который закрыт и не позволяет возникнуть генерации. Включают оптическую накачку. Так как генерация не возникает, инверсная заселенность растет, достигая очень высоких значений. В этот момент затвор мгновенно открывают. Начинается генерация при максимальном уровне усиления, в результате чего формируется очень короткий одиночный «гигантский импульс». Время этого импульса составляет $\sim 1\text{--}10$ нс.

Реализация такого затвора может осуществляться различными методами: вращением зеркала резонатора, использованием ячейки Керра или методом насыщающегося фильтра, который и используется в нашем случае.

Явление насыщающегося поглощения представляет самостоятельный интерес и подробно рассматривается в разделе нелинейной оптики. Здесь только отметим, что затвор из нелинейного поглотителя представляет собой плоскопараллельную кювету с раствором красителя, полоса поглощения которого совпадает с линией генерации лазера. Кювета помещается внутрь резонатора. Пока генерация идет на уровне шумов, нелинейный фильтр представляет большие потери, в результате чего и возрастает инверсная заселенность активной среды. Генерация начинается тогда, когда коэффициент усиления превышает суммарные потери. По мере возникновения генерации рабочий переход красителя насыщается и фильтр просветляется, уменьшая общие потери, что и приводит к образованию «гигантского импульса».

Конечно, было бы желательно продемонстрировать на лекции непосредственно форму импульса в режиме свободной генерации в режиме модулированной добротности. Однако для

этой цели помимо специальных фотоприемников (типа ФЭК) потребовались бы еще сверхскоростные запоминающие осциллографы, которые в настоящее время выпускаются промышленностью только в лабораторном варианте, с малым экраном, что делает невозможным их применение в демонстрационных целях в большой аудитории.

Однако поставить такую лекционную демонстрацию возможно, если учесть принципиальное различие некоторых процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом, а именно то обстоятельство, что некоторые из этих процессов определяются интенсивностью излучения и соответственно на-

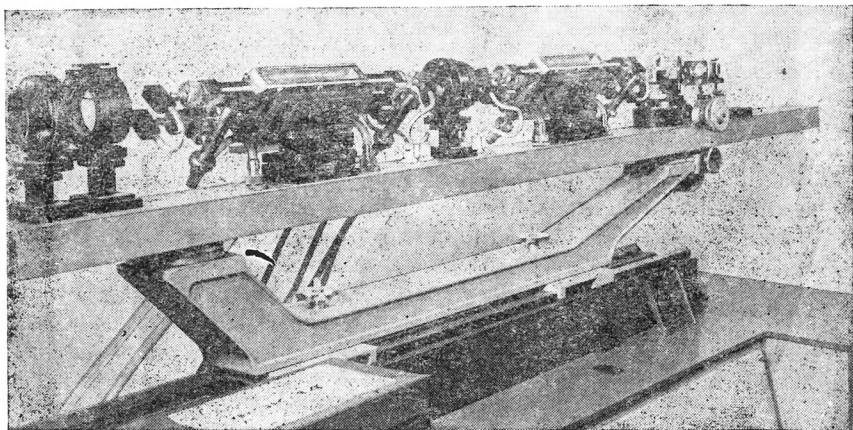


Рис. 1.13. Общий вид демонстрационного лазера на неодимовом стекле с усилителем света

пряженностью электрического поля E в лазерном пучке, а другие процессы определяются суммарной энергией лазерного импульса. Примерами такого рода процессов являются описанные ниже (гл. 4, § 4, 5) явление прожигания отверстия в металлических фольгах и явление электрического пробоя воздуха. В первом случае процесс определяется полной энергией (плотностью энергии) лазерного импульса, которая принимает максимальное значение в режиме свободной генерации. Однако мощность импульса в этом случае незначительна, так как время излучения достаточно велико. Во втором случае процесс определяется мощностью импульса (плотностью мощности) и пропорциональной ей напряженностью электрического поля E . Максимальная мощность достигается в режиме модулированной добротности, хотя суммарная энергия из-за потерь, вносимых модулирующей ячейкой, ниже, чем в режиме свободной генерации.

II. Общий вид установки представлен на рис. 1.13. На устойчивой тележке аналогично рубиновому лазеру (гл. 1, § 4)

собиран сварной каркас, закрытый со всех сторон листовым железом, внутри которого размещены блок питания, блок охлаждения и автоматическая система блокировки. Все детали расположены в следующей последовательности. В специальном держателе устанавливается «глухое» зеркало резонатора. Затем на столике с микрометрическими подачами в двух взаимно перпендикулярных направлениях крепится модулирующая ячейка. Конструкция столика позволяет вынимать и вставлять ячейку, причем отсутствие люфтов позволяет всегда жестко фиксировать положение ячейки относительно зеркал резонатора, не нарушая его настройки. После ячейки устанавливается камера с лампами накачки и стержнем из неодимового стекла, которая охлаждается проточной водой. После камеры размещается второе «выходное» зеркало резонатора с коэффициентом отражения $R \sim 30\%$. После лазера следует камера усилителя, аналогичная лазерной. За усилителем предусмотрен свободный отрезок рельса, на котором устанавливаются рейтеры с фокусирующей оптикой, столиком с облучаемыми предметами и на специальном рейтере дифференциальная термопара.

Демонстрация действия усилителя производится следующим образом. Вначале производится запуск лазера при закороченных эквивалентным сопротивлением лампах накачки усилителя. Отмечается отклонение «зайчика» гальванометра. Затем лазер запускается вместе с усилителем. Отмечается увеличение отклонения «зайчика» гальванометра. После этого рекомендуется провести демонстрацию по прожиганию отверстия в металлической фольге (гл. 4, § 4) и электрическому пробое воздуха (гл. 4, § 5).

Для оптической накачки используются четыре импульсных лампы ИФП-1200, по две лампы соответственно на лазер и усилитель. Для их питания собран специальный блок, который состоит из батареи из 14 высоковольтных конденсаторов К4/И-7, емкостью по 100 мкф каждый, рассчитанных на напряжение 5000 В. Таким образом, максимальная энергия, запасенная в батарее, может достигать величины 1250 Дж. Однако обычно вся эта энергия не используется, так как рабочее напряжение устанавливают около 2000 В. Для зарядки батареи конденсаторов собран мощный высоковольтный выпрямитель, позволяющий заряжать батарею примерно за $1/25$ долю секунды, что дает возможность перевести работу лазера в квазинепрерывный режим с частотой повторения импульсов $\sim 10\text{—}15$ Гц. Указанный режим работы лазера требует специальной системы принудительного охлаждения стеклянных стержней активной среды и ламп накачки. Для этой цели предусмотрена автономная замкнутая система охлаждения. Она состоит из бака емкостью 20 л, в котором установлен центробежный насос производительностью 45 л/мин, который по системе шлангов гонит охлаждающую жидкость в камеры генератора и усилителя и обратно в бак. В баке имеется теплообменник-змеевик, который при

достаточно длительной непрерывной работе лазера необходимо подсоединять к охлаждающей водопроводной магистрали. В условиях лекционного эксперимента, когда производится всего 10—15 запусков лазера, это требование можно не выполнять, так как охлаждение камер достаточно хорошо обеспечивается за счет большого количества охлаждающей жидкости и ее значительной теплоемкости.

В качестве охлаждающей жидкости используется дистиллированная вода, в которую добавляют хромовокислый калий из расчета 300 г на 10 л воды. Добавка хромовокислого калия обеспечивает значительное поглощение ультрафиолетовой части спектра ламп накачки, что увеличивает срок службы активного стержня, существенно уменьшая его нагрев.

Камеры генератора и усилителя выполнены в виде плоских коробок с герметически закрываемыми крышками, в боковых отверстиях которых крепятся в одной плоскости на резиновых уплотнителях две лампы накачки и стержень из неодимового стекла. К камерам через штуцеры подсоединяются шланги, соединяющие их с блоком охлаждения. В такой схеме поток охлаждающей жидкости одновременно омывает лампы накачки и стеклянный стержень.

Модулирующая ячейка представляет собой кювету, состоящую из двух строго плоскопараллельных стекол, установленных строго параллельно между собой. Между стеклами помещается кольцевая прокладка толщиной 4 мм. Кювета заполняется раствором красителя с концентрацией $d=20\%$. Ячейка жестко фиксируется внутри резонатора, причем она должна быть выполнена настолько тщательно, чтобы при ее установке внутри резонатора не нарушалась юстировка всей системы.

После усилителя остается свободная часть рельса, на которой можно крепить фокусирующую оптику и объекты для облучения.

Юстировка всей системы производится так же, как у рубинового лазера (§ 4). С этой целью позади «глухого» зеркала располагается складывающийся кронштейн, на котором крепится настроенный лазер типа ЛГ-55 или ЛГ-56.

§ 6. ЖИДКОСТНЫЙ ЛАЗЕР С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ЧАСТОТОЙ НА КРАСИТЕЛЕ

И. Замечательным свойством жидкостных лазеров, или, как их еще называют, лазеров на красителях, является возможность плавной перестройки их частоты в довольно широком спектральном интервале, в результате чего они получили большое распространение в различных областях научных исследований, в особенности в классической и в активной спектроскопии [9].

Активным веществом этих лазеров являются растворы ряда органических красителей в воде или спирте. Подбирая различ-

ные красители, можно осуществить генерацию на любой длине волны от ближнего ИК-диапазона до ультрафиолетовой области спектра.

Вследствие того что активными центрами в этих случаях являются молекулы органических красителей, жидкостные лазеры можно отнести к группе молекулярных лазеров, особенности которых обсуждались выше (гл. 1, § 3). Однако в отличие от газовых молекулярных лазеров молекулы красителей находятся не в свободном состоянии, а в окружении молекул растворителя, что существенно изменяет расположение их энергетических уровней и спектральные характеристики. В основном влияние жидкого растворителя проявляется в том, что благодаря лоренцовскому уширению вращательные и колебательные уровни молекул красителя перекрываются, образуя широкие полосы, соответствующие различным электронным уровням. Именно это обстоятельство и позволяет получать генерацию с плавной перестройкой частоты.

Рассмотрим этот процесс более подробно. На рис. 1.14 показаны рабочие уровни молекул красителя: жирными линиями изображены колебательные, а тонкими — вращательные подуровни нижнего (основного) S_0 и верхнего (возбужденного) S_1 электронных состояний. Под действием оптической накачки электроны с нижних подуровней основного состояния S_0 переходят на колебательные уровни возбужденного состояния S_1 , причем ширина полосы поглощения в основном определяется шириной уровня S_1 . Так как колебательные и вращательные уровни состояния S_1 перекрываются, молекулы с очень малым временем $\tau \approx 10^{-12}$ с релаксируют (безызлучательная релаксация) в энергетическое состояние, соответствующее самому нижнему колебательному уровню состояния S_1 . При определенных условиях режима накачки (малое время нарастания переднего фронта возбуждающего импульса — требование, которое вытекает из рассмотрения переходов с другими электронными уровнями) на нижнем колебательном уровне S_1 скапливается больше электронов, чем на нижнем уровне S_0 , что и обуславливает инверсную заселенность. Если в этих условиях при помощи перестраиваемого резонатора получить резонанс на час-

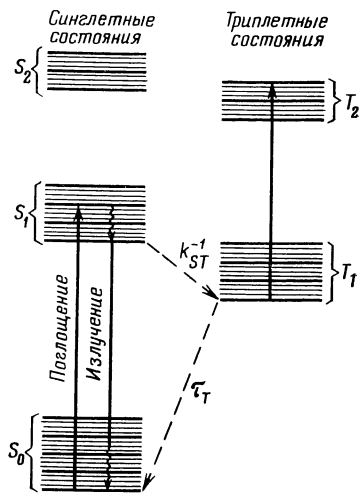


Рис. 1.14. Упрощенная схема энергетических уровней лазера на красителе

тоте, соответствующей переходу между нижним колебательным уровнем S_0 и заданным колебательным уровнем состояния S_1 , то на этой частоте возникает генерация. Это происходит вследствие того, что нижний рабочий уровень опустошается с большей скоростью за счет безызлучательной релаксации в самое нижнее состояние S_0 . Таким образом, область перестройки определяется шириной уровня S_0 .

Перестраиваемый резонатор может быть выполнен либо с использованием дисперсионной призмы, либо при помощи отражательной дифракционной решетки (эшалета). Схемы такого резонатора представлены на рис. 1.15 и 1.16. При этом следует

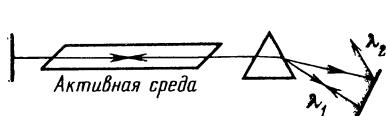


Рис. 1.15. Схема перестраиваемого резонатора с дисперсионной призмой



Рис. 1.16. Схема перестраиваемого резонатора с дифракционной решеткой

учесть, что спектральные характеристики излучения в основном определяются добротностью резонатора.

Выше уже указывалось, что для возбуждения генерации растворов большинства красителей требуются мощные импульсы накачки с крутым передним фронтом, лежащим по частоте в области собственных полос поглощения выбранного вещества. Поэтому в лазерах на красителях для накачки используются либо специальные импульсные лампы, либо импульсы других газовых или твердотельных лазеров.

Активным веществом нашего демонстрационного лазера является раствор красителя родамина 6Ж. В качестве накачки используется излучение второй гармоники (гл. 4, § 2) твердотельного импульсного лазера ЛТИПЧ-7. В этом лазере активной средой служит монокристалл иттрий-алюминиевого граната $Y_3Al_2O_5$ (сокращенно YAG), в котором часть ионов иттрия заменена ионами Nd^{3+} , являющимися активными центрами среды, как и в лазере на неодимовом стекле, рассмотренном выше (гл. 1, § 5). Однако в отличие от неодимового стекла монокристаллы YAG обладают значительно большей теплопроводностью, что позволяет при той же системе водяного охлаждения кристалла получать импульсную генерацию света с частотой повторения импульсов до 100 Гц, т. е. реализовать квазинепрерывный режим генерации. Это обстоятельство чрезвычайно удобно для осуществления лекционной демонстрации, так как позволяет зрителю наблюдать непосредственно на экране изменение цвета лазерного пучка.

Основное излучение лазера $\lambda = 1064$ нм преобразуется во вторую гармонику с $\lambda = 532$ нм на нелинейном кристалле $LiNbO_3$, ориентированном так, чтобы основное излучение рас-

пространялось в так называемом направлении «синхронизма» (гл. 4, § 5).

Благодаря наглядности рассматриваемой демонстрации целесообразно остановиться несколько подробнее на той революционной роли, которую сыграли перестраиваемые по частоте лазеры в классической и активной спектроскопии. Действительно, из демонстрации ясно видно, что в классической линейной спектроскопии (в частности, абсорбционной спектроскопии) отпадает необходимость использования обычных приборов спектрального разложения, таких, как спектрографы, спектрометры, интерферометры и др. Сканирование спектра по частоте осуществляется самим источником излучения — лазером.

II. Схема устройства жидкостного лазера ясна из рис. 1.17.

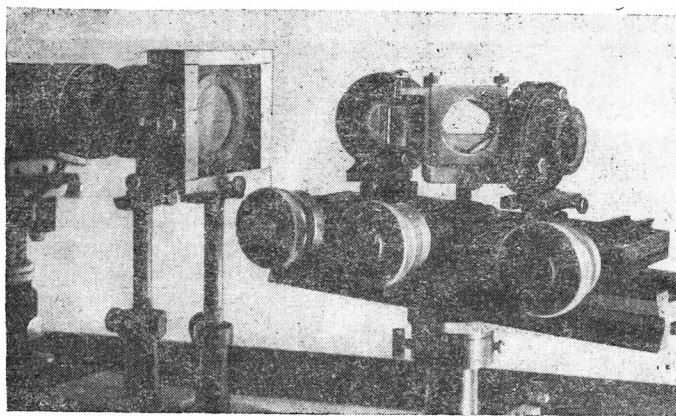


Рис. 1.17. Общий вид демонстрационных лазера накачки ЛТИ ПЧ-5 и перестраиваемого по частоте лазера на красителях

Активным элементом является кювета с раствором красителя родамина 6Ж, которая помещена в дисперсионный резонатор, образованный двумя зеркалами и призмой, установленными на столиках, которые снабжены системой безлюфтового микрометрического вращения. Оптическая накачка активного вещества, находящегося в кювете, осуществляется излучением твердотельного импульсного лазера ЛТИПЧ-7, который работает в квазинепрерывном режиме (частота повторения около 20 Гц). После лазера устанавливается жидкостный фильтр из раствора CuSO_4 , отсекающий в луче лазера первичное излучение с длиной волны 1064 нм.

Демонстрация проводится следующим образом. Луч от жидкостного лазера направляется на экран или на противоположную стену аудитории. Микрометрическим винтом медленно перестраивают резонатор и отмечают изменение цвета луча лазера на экране от зеленого до оранжевого.

ГЛАВА 2

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Введение

Цель демонстрации интерференционных явлений в лекционном эксперименте, в котором используются нелазерные источники света,—экспериментально подтвердить волновую природу света. Малая временная и ничтожная пространственная когерентность обычных источников излучения налагает жесткие требования на предельные разности хода, что в свою очередь затрудняет техническую реализацию демонстрационных установок, позволяющих к тому же получать малоконтрастные и неяркие интерференционные картины.

Использование для этих целей лазеров не только значительно упрощает постановку традиционных лекционных демонстраций, но и дает принципиальную возможность осуществить ряд новых лекционных экспериментов, наглядно иллюстрирующих такие важнейшие статистические характеристики излучения, как пространственная и временная когерентность, широко применяемые в современном изложении общего курса «Оптика». Помимо этого наряду с традиционно излагаемым методом спектроскопии с пространственным разложением спектра открывается возможность познакомить студентов с принципами фурье-спектроскопии и спектроскопии сверхвысокого разрешения (оптического смешения).

§ 1. ДЕМОНСТРАЦИОННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА

I. Классический интерферометр Майкельсона, сыгравший фундаментальную роль в ряде физических экспериментов, малопригоден для лекционного эксперимента главным образом вследствие его малой светосильности и сложности демонстрации хода лучей внутри интерферометра при малой разности хода.

Устранить указанные выше недостатки можно в лазерном интерферометре, в котором большая оптическая разность хода может стабилизироваться следящей фотоэлектрической системой. Такая следящая система в значительной мере облегчает получение устойчивой картины. Для использования интерферометра в качестве спектрометра надо одно из его зеркал сделать подвижным, при этом последнее должно перемещаться

на расстояние порядка половины длины когерентности излучения лазера.

Демонстрация работы такого интерферометра позволяет получить не только яркую устойчивую интерференционную картину в двух вариантах (кольца равного наклона и линии равной толщины), но также продемонстрировать принцип работы фурье-спектрометра. Использование интерферометра в сочетании со звуковым генератором и демонстрационным осциллографом позволяет продемонстрировать очень высокую разрешающую силу метода спектроскопии оптического смещения.

Для объяснения работы спектрометра с методической точки зрения удобно использовать как спектральный, так и временной подходы к явлению интерференции квазимонохроматического излучения, имеющего спектральную плотность $S(\omega)$ и

интенсивность $I_0 = \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega$. Распределение интенсивности в интерференционной картине, как известно, описывается соотношением

$$I(\tau) = 2 \int_0^{\infty} S(\omega) (1 + \cos \omega \tau) d\omega, \quad (2.1)$$

в котором τ — время задержки одного из интерферирующих лучей, определяемое разностью хода $\Delta: \tau = \Delta/c$. При временном подходе для этого же распределения справедливо выражение

$$I(\tau) = [E(t) + \overline{E(t+\tau)}]^2 = 2I_0 + 2\overline{E(t)E(t+\tau)}, \quad (2.2)$$

где $E(t)$ — действительное значение напряженности электрического поля световой волны, $I_0 = \overline{E^2}$, горизонтальная черта означает усреднение во времени.

Если ввести функцию автокорреляции $B(\tau) = \overline{E(t)E(t+\tau)}$, то, сравнивая (2.1) и (2.2), отмечаем, что

$$B(\tau) = \int_0^{\infty} S(\omega) \cos \omega \tau d\omega. \quad (2.3)$$

Последнее выражение является прямым представлением $B(\tau)$ в виде интеграла Фурье. Обратное преобразование Фурье, очевидно, запишется в виде

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(\tau) \cos \omega \tau d\tau. \quad (2.4)$$

Интегральные преобразования (2.3) и (2.4), являющиеся математическим выражением известной теоремы Винера—Хинчина, дают аналитическую связь между функцией автокорреля-

ции и спектральной плотностью излучения. Эти соотношения являются исходными для объяснения работы интерферометра в качестве спектрометра.

II. Устройство лазерного интерферометра изображено на рис. 2.1. Его основу составляет оптическая плита, изготовлен-

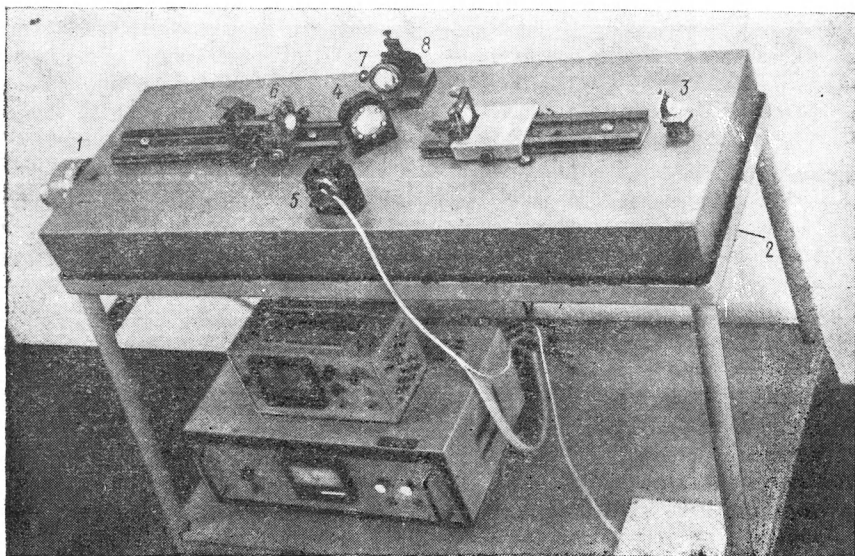


Рис. 2.1. Лазерный интерферометр Майкельсона

ная из куска стального швеллера, закрепленного на подвижной тележке. В качестве источника излучения используется заводской гелий-неоновый лазер ОКГ-12 1, который для компактности установки размещен под оптической плитой. Излучение лазера выводится вверх с помощью перископической системы, состоящей из двух призм полного внутреннего отражения 2 и 3, которые, как и лазер, жестко связаны с плитой. Сверху на плите, как обычно, устанавливаются полупрозрачная делительная пластинка 4, неподвижное 5 и подвижное 6 зеркала, имеющие коэффициент отражения около 98% каждое. Оба интерферирующих луча после отражения от зеркал попадают на частично отражающую пластинку 7, при этом большая часть излучения, отражаясь от нее, попадает на экран или просто на белый потолок аудитории, на котором наблюдается яркая интерференционная картина.

Для стабилизации работы интерферометра и получения устойчивой картины меньшая часть излучения, пройдя сквозь пластинку 7, попадает на два фотодиода, смонтированных на расстоянии два миллиметра друг от друга в оправе 8. Разностный электрический сигнал с фотодиодов поступает на

1-й вход электронного блока 9. В последнем формируется управляющее напряжение, вызывающее малое перемещение зеркала 5 и тем самым компенсирующее случайно возникшее изменение оптической разности хода лучей интерферометра.

Малые перемещения зеркала 5 осуществляются путем подачи соответствующего напряжения на пьезокерамическую подложку, на которую наклеено зеркало. Последнее может управляться как постоянным напряжением автоподстройки, вырабатываемым электронным блоком, так и переменным напряжением, формируемым генератором звуковых колебаний, подключенным к другому входу блока. Во втором случае электронный блок выполняет роль усилителя.

Подвижное зеркало 6 закреплено на скользящей подставке и может перемещаться вдоль направления распространения светового луча по отрезку оптической скамьи на расстояние $l=20$ см, что превышает половину длины когерентности используемого лазера. Смонтированное в специальной карданной оправе, оно может поворачиваться вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, лежащих в вертикальной плоскости.

Для грубой юстировки интерферометра делительная пластина 4 и неподвижное зеркало 5 могут поворачиваться в массивных оправах при помощи микрометрических винтов. Грубая юстировка интерферометра осуществляется при его профилактическом обслуживании несколько раз в год.

Демонстрация работы интерферометра осуществляется следующим образом. После непродолжительного прогрева и включения лазера подвижное зеркало устанавливается возле специальной отметки, что соответствует небольшой (порядка нескольких длин волн) разности хода. Вращая далее винты карданной оправы этого зеркала и проецируя с помощью подвижной пластинки 7 излучение на экран, последовательно добиваются четкой интерференционной картины полос равной толщины и колец равного наклона. Для увеличения линейных размеров интерференционных картин целесообразно после отражающей пластинки 7 пропустить оба интерферирующих луча через рассеивающую линзу с небольшим фокусным расстоянием ($F \sim 5 \div 10$ см). Ход лучей в интерферометре отчетливо виден в затемненной аудитории, если замутить воздух над оптической плитой интерферометра с помощью табачного дыма.

Легкие толчки интерферометра и турбулентные перемешивания слоев воздуха, неизбежно присутствующие в ходе проведения эксперимента, приводят к флуктуациям оптической разности хода и дрожанию интерференционной картины. Для устранения этих явлений производят юстировку и включают систему автоподстройки. При помощи карданных винтов подвижного зеркала осторожно перемещают интерференционные полосы так, чтобы они проецировались на оба фотодиода, и добиваются одинаковой освещенности последних. При этом

необходимо так расположить полосы относительно фотодиодов, чтобы при случайном смещении картины освещенность одного фотодиода возрастала, а другого — убывала. После этого включается система автоподстройки, позволяющая получить устойчивую картину, не реагирующую даже на легкие прикосновения к интерферометру.

Следующим важным моментом является работа интерферометра в качестве фурье-спектрометра. Обращаясь к формуле (2.4), отмечают, что контур спектральной линии лазера может быть получен через функцию корреляции $B(\tau)$, которую можно экспериментально получить из анализа интерференционной картины согласно формуле (2.2)

$$B(\tau) = \frac{I(\tau)}{2} - I_0,$$

где $\tau = 2l/c$ определяется перемещением подвижного зеркала на расстояние l от отметки, соответствующей нулевой разности хода. Для квазихроматического излучения

$$B(\tau) = I_0 \beta(\tau) \cos [\omega_0 \tau + \psi(\tau)],$$

где $\beta(\tau)$ — коэффициент корреляции, совпадающий в нашем случае с функцией видности Майкельсона.

Не имея возможности экспериментально получить функцию видности и функцию автокорреляции, мы ограничимся демонстрацией конечной длины и времени когерентности лазерного излучения и оценим ширину его частотного спектра. Для этого перемещают подвижное зеркало, увеличивая разность хода, и наблюдают ухудшение видности интерференционной картины. Одновременно желательно при этом перемещать и рассеивающую линзу с целью сохранения неизменных линейных размеров картины. При перемещении зеркала на расстояние $l \approx 15$ см интерференционная картина «смазывается». Оценивается длина когерентности излучения $l_k = 2l \approx 30$ см. Это соответствует ширине частотного спектра $\Delta\nu = c/l_k \approx 10^9$ Гц. Учитывая, что две соседние продольные моды резонатора отличаются по частоте на величину $\delta\nu = c/2L$ (L — длина резонатора), для $L = 75$ см получаем $\delta\nu = 2 \cdot 10^8$ Гц. В таком случае число продольных мод резонатора, генерируемых лазером, составляет величину $N \approx \Delta\nu/\delta\nu = 5$.

Заканчивая демонстрацию фурье-спектрометра, важно отметить, что конечность перемещения подвижного зеркала, конструктивно ограниченного расстоянием l_m , определяет его разрешающую способность. Действительно, для монохроматического излучения $E(t) = A_0 \cos \omega_0 t$ истинная функция корреляции равна $B(\tau) = I_0 \cos \omega_0 \tau$. Однако при ограниченном перемещении зеркала мы имеем возможность представить $B(\tau)$ в виде

$$B^*(\tau) = \begin{cases} I_0 \cos \omega_0 \tau; & \tau \leq \tau_m = \frac{2l_m}{c}; \\ 0; & \tau > \tau_m. \end{cases}$$

Истинный контур спектральной линии $S(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} B(\tau) \cos \omega \tau d\tau =$

$= I_0 \delta(\omega - \omega_0)$ заменится некоторым видоизмененным контуром,

контуром, определяющим, по существу, аппаратную функцию фурье-спектрометра

$$S^*(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} B^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau = \frac{I_0}{2\pi} \left[\frac{\sin(\omega - \omega_0) \tau_M}{\omega - \omega_0} + \frac{\sin(\omega + \omega_0) \tau_M}{\omega + \omega_0} \right].$$

Очевидно, что ширина контура $S^*(\omega)$ составит величину $\Delta\nu \sim 1/\tau_M$. Тогда две близкие спектральные линии могут быть разрешены, если они отличаются на частоту $\delta\nu \geq \Delta\nu$ и разрешающая сила фурье-спектрометра составит величину

$$R = \frac{\nu}{\delta\nu} = \nu \tau_M = \frac{2l_M}{\lambda}.$$

Если $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-4}$ см, $l_M = 20$ см, что $R = 6 \cdot 10^5$, что по порядку величины совпадает с предельной разрешающей способностью метода, основанного на пространственном разложении спектра.

Метод спектроскопии оптического смещения демонстрируется в такой последовательности. Ко второму входу электронного блока подключается звуковой генератор, усиленное блоком напряжение которого подается на пьезокерамику неподвижного зеркала, совершающего малые колебания с частотой $\Omega = 10 \div 10^2$ с⁻¹. При выключенной следящей системе оптическая разность хода, меняясь во времени по гармоническому закону $\Delta(t) = \Delta_0(1 + \sin \Omega t)$, приводит согласно (2.1) к колебаниям интенсивности в интерференционной картине

$$I(\tau, t) = 2 \left\{ I_0 + \int_0^{\infty} S(\omega) \cos[\omega \tau (1 + \sin \Omega t)] d\omega \right\}, \quad (2.5)$$

где $\tau = \Delta_0/c$.

Излучение обоих интерферирующих пучков, модулированное во времени, направляется на отдельный фотодиод, подключенный ко входу демонстрационного осциллографа, на котором наблюдается синусоидальная картина.

Объяснение демонстрации, однако, может быть проведено и в несколько иной интерпретации. Будем считать лазерный источник монохроматическим с частотой ω_0 , пренебрегая конечной шириной его частотного спектра ($S(\omega) = I_0 \delta(\omega - \omega_0)$).

Тогда (2.5) запишется в виде

$$I(\tau, t) = 2I_0\{1 + \cos[\omega_0\tau(1 + \sin \Omega t)]\}.$$

Последнее выражение определяет результат интерференции двух пучков: одного, монохроматического, отразившегося от зеркала *б*, и другого, модулированного по частоте, отразившегося от колеблющегося зеркала. Частота последнего равна $\omega(t) = \omega_0(1 + \sin \Omega t)$. Этот результат легко получается из формулы релятивистского преобразования частоты излучения при его отражении от подвижного зеркала. Спектр излучения частотно-модулированного пучка состоит из нескольких компонент, имеющих частоты $\omega_0, \omega_0 - \Omega, \omega_0 + \Omega$. Естественно, что интерференция таких пучков приводит к биению интенсивности на частоте Ω , которое и регистрируется на экране осциллографа.

Разрешающая способность такого спектроскопического метода весьма высока и может быть оценена формулой

$$R = \frac{\omega_0}{|\omega_0 - (\omega_0 \pm \Omega)|} = \frac{\omega_0}{\Omega}.$$

Так, например, в условиях нашего эксперимента $\omega_0 \sim 10^{15}$ Гц; $\Omega = 10^2$ Гц величина $R = 10^{13}$, что составляет величину разрешения, недостижимую двумя указанными выше методами.

§ 2. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ОПЫТ ЮНГА — ДЕМОНСТРАЦИЯ ВЫСОКОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Высокая временная когерентность ОКГ позволяет без труда наблюдать огромное количество полос интерференции, число которых $m \sim \nu/\Delta\nu$. Поскольку $\nu \sim 10^{15}$ Гц, а по оценкам, сделанным в § 1, $\Delta\nu \sim 10^9$ Гц, то $m \sim 10^6$. Поэтому в классическом опыте Юнга с использованием лазерных источников наблюдение большого числа полос интерференции происходит при временной задержке $\tau \ll \tau_k$ (τ_k — время когерентности), а распределение интенсивности в полосах интерференции дается выражением

$$I(\tau) = 2I_0 + 2\Gamma(s) \cos \omega_0\tau.$$

Здесь $\Gamma(s) = \overline{E(r, t)E(r+s, t)}$ — пространственная функция когерентности излучения лазера, вычисленная в поперечном сечении светового пучка, совпадающего с плоскостью интерференционного экрана с двумя щелями, разнесенными на расстояние s .

Поскольку целью демонстрации является показ высокой пространственной когерентности светового поля непосредственно на выходе ОКГ, непрозрачный экран с двумя щелями устанавливается вблизи выходного зеркала лазера. Для полу-

чения яркой картины целесообразно использовать ионный аргоновый лазер «Игла-4», выходная мощность которого в пучке радиуса $r_0 \simeq 3$ мм составляет величину $P_0 \simeq 0,8$ Вт. При такой выходной мощности генерация осуществляется на нескольких поперечных модах. В этом случае радиус пространственной когерентности определяется числом поперечных мод N и оценивается по формуле $s_k \sim r_0/\sqrt{N}$. Если $N \sim 10$, то $s_k \sim 1$ мм. При таком радиусе пространственной когерентности снимается ограничение, накладываемое в классических (нелазерных) демонстрациях на расстояние между щелями, и его выбирают лишь исходя из необходимости получить достаточно широкие интерференционные полосы, хорошо наблюдаемые в большой аудитории.

II. В лекционном эксперименте световой пучок автономно смонтированного аргонового лазера попадает вначале на призму, с тем чтобы выделить моду с длиной волны $\lambda = 514,5$ нм, а затем направляется на непрозрачный экран с двумя щелями, устанавливаемый на подставке так, чтобы щели располагались симметрично относительно оси пучка. В простейшем варианте интерференционный экран представляет собой фотопластинку, на зачерненной эмульсии которой острым резцом прорезаются две узкие щели. Для исключения пространственной модуляции интерференционной картины за счет дифракции на отдельной щели ширина последней не превышает $10 \div 20$ мкм. Полосы интерференции наблюдаются на экране или стене аудитории на расстоянии $L \simeq 8$ м. Видность получающейся картины $V(s) = \Gamma(s)/I_0$ и при радиусе пространственной когерентности $s_k \sim 1$ мм оказывается приблизительно равной единице, если расстояние между щелями равно $s \simeq 0,1$ мм. Расстояние между полосами интерференции $\Delta x = \lambda L/s \simeq 4$ см. Увеличение расстояния между щелями не приводит к заметному визуальному ухудшению видности, однако интерференционная картина становится мелкой и плохо различимой. Несмотря на то что в описываемом опыте не удается непосредственно оценить хотя и большой, но конечный поперечный радиус пространственной когерентности светового пучка, тем не менее можно провести грубую его оценку, демонстрируя поперечный модовый состав излучения лазера. Для этого вместо интерференционного экрана в световой пучок помещают рассеивающую линзу с фокусным расстоянием $F \sim 15 \div 20$ см и на экране фиксируется распределение интенсивности в сечении пучка, представляющее собой чередование нескольких (около десятка) сильно и слабо освещенных участков, характеризующих угловой спектр излучения многомодового аргонового лазера. В п. I этого параграфа отмечалось, что радиус пространственной когерентности пучка радиуса $r_0 \simeq 0,3$ мм, имеющего число поперечных мод $N \sim 10$, составляет величину $s_k \sim 1$ мм.

§ 3. СКАНИРУЕМЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ — ПЕРО

1. Многолучевые интерференционные схемы, обладающие очень большой чувствительностью суммарной интенсивности интерферирующих пучков к изменению направления их распространения, позволяют получать резкие и контрастные интерференционные картины. Это обстоятельство делает незаменимыми многолучевые интерферометры при использовании их в качестве спектрометров высокой разрешающей силы. Наибольшее распространение получил интерферометр Фабри—Перо.

При освещении интерферометра расходящимся пучком света на экране будет наблюдаться интерференционная картина в виде колец равного наклона, распределение интенсивности в которой описывается известной формулой Эйри

$$I(\delta) = \frac{I_0 T^2}{(1 - \mathcal{R})^2} \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}}, \quad (2.6)$$

в которой I_0 — интенсивность падающей волны, $\delta = \frac{4nl \cos \vartheta \cdot \pi}{\lambda}$ —

разность фаз между двумя соседними интерферирующими лучами, l — расстояние между этими поверхностями, n — показатель преломления воздуха в промежутке между зеркалами, \mathcal{R} и T — их коэффициенты отражения и пропускания по энергии соответственно, $F = \frac{4\mathcal{R}}{(1 - \mathcal{R})^2}$. Поскольку положение интер-

ференционных максимумов, определяемое из условия $\delta_m = \frac{4\pi n l \cos \vartheta_m}{\lambda} = 2\pi m$, зависит от показателя преломления n воз-

душного промежутка, то для многих спектральных задач широко используются сканируемые интерферометры, в которых осуществляется плавное смещение интерференционных колец при незначительном повышении давления воздуха в промежутке между зеркалами, приводящем к пропорциональному увеличению показателя преломления от равновесного значения n_0 при атмосферном давлении p_0 :

$$n = n_0 + (dn/dp) (p - p_0).$$

При фиксировании положения фотоприемника вблизи некоторого интерференционного кольца m -го порядка с угловым размером, определяемым $\cos \vartheta_m = m\lambda_0/2n_0l$ (λ_0 — средняя длина волны спектральной линии), и последующем сканировании, появляется возможность прописать контур спектральной линии. Действительно, при повышении давления кольца будут увеличиваться в диаметре в соответствии с соотношением

$$2l \left[n_0 + \frac{dn}{dp} (p - p_0) \right] \cos \vartheta_m = m\lambda,$$

которое после подстановки выражения для $\cos \theta_m$ приобретает вид

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dp} (p - p_0).$$

Последнее выражение устанавливает связь между давлением воздуха и длиной волны, соответствующей узкой области спектральной линии, регистрируемой фотоприемником.

Если источником излучения является He—Ne-лазер, то для спектрального анализа тонкой структуры его линии излучения с $\lambda_0 = 632,8$ нм, содержащей несколько продольных мод, отличающихся по частоте, как указывалось выше, на величину $\delta\nu = 2 \cdot 10^8$ Гц, необходимая разрешающая способность интер-

ферометра должна составлять величину $R = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{5 \cdot 10^{14}}{2 \cdot 10^8} = 2,5 \cdot 10^6$. С другой стороны, как это следует из формулы Эйри,

разрешающая сила прибора равна $R = 1,5m\sqrt{F}$. При использовании зеркал с коэффициентом отражения $\mathcal{R} = 0,95$ параметр $F \approx 40$. Поэтому для получения требуемого разрешения порядков интерференции должен достигать величин $m = \frac{R}{1,5\sqrt{F}} \approx$

$\approx 2,5 \cdot 10^5$. Это реализуется при расстоянии между зеркалами

$l \approx 8$ см. Следует, однако, отметить, что, хотя интерферометр с такой базой и обладает необходимым разрешением, однако наблюдение визуально тонкой структуры спектральной линии излучения лазера в большой аудитории весьма затруднительно главным образом вследствие очень близко расположенных и поэтому неразличимых (и к тому же неярких) интерференционных колец, соответствующих различным продольным модам ОКГ. Здесь обсуждается возможность наблюдения модового состава гелий-неонового лазера. Более мощный аргоновый лазер, генерирующий несколько десятков продольных мод, имеет значительно большую полосу усиления по сравнению с гелий-неоновым лазером, перекрывающую дисперсионную область интерферометра с такой большой базой. Вследствие этого он вообще непригоден для такого эксперимента.

Изложенные выше соображения и предопределили характер описываемой ниже демонстрации принципиальной возможности использования сканируемого интерферометра для задач спектрального анализа.

II. Демонстрационный сканируемый интерферометр Фабри—Перо изображен на рис. 2.2. Его основу составляет массивный корпус 1, изготовленный из нержавеющей стали, обладающей сравнительно малой теплопроводностью и обеспечивающей достаточную жесткость прибора. Внутри корпуса расположение и крепление зеркал аналогично конструкции заводского интерферометра ИТ-28. Герметизация корпуса интерферо-

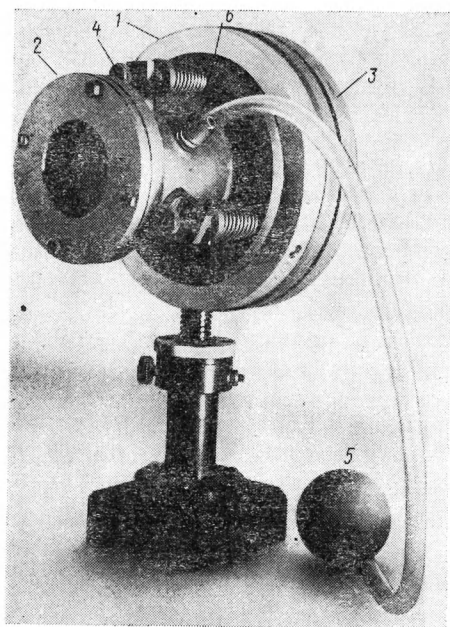


Рис. 2.2. Сканируемый интерферометр Фабри — Перо

метра осуществляется при помощи резиновых вакуумных прокладок, поджатых фланцами 2 и 3 входного и выходного окон корпуса. Тонкая юстировка зеркал осуществляется при помощи трех сильфонов с микрометрическими винтами 4 и не требует разгерметизации прибора. В корпус интерферометра при помощи резиновой груши 5, снабженной обратным клапаном, через штуцер 6 заканчивается воздух, при этом его давление может повышаться на несколько десятков процентов по отношению к атмосферному. Для получения крупной интерференционной картины расстояние между зеркалами фиксируется калибровочным кольцом толщиной $l=5$ мм.

В эксперименте пучок He—Ne-лазера ЛГ-75 вначале расфокусируется рассеивающей линзой с фокусным расстоянием $F \approx 30$ см, а затем направляется на интерферометр. На экране, помещенном за интерферометром, наблюдаются интерференционные кольца. Постепенно закачивая воздух резиновой грушей, наблюдают расширение системы колец, а в центре картины — чередование максимумов и минимумов. При используемой базе интерферометра повышение давления воздуха в интерферометре в полтора раза влечет за собой образование трех-четырех новых колец, расходящихся из центра, как круги на воде. Далее поясняют, что сканирование картины в пределах лишь одного порядка позволяет при достаточном разрешении прописать контур спектральной линии, если использовать фотоэлектрический метод регистрации. Для этого в центр картины помещается маленькая диафрагма, а позади нее — фотоприемник, подключенный к регистрирующему устройству. Такое расположение фотоприемника обеспечивает высокую светосилу метода. Помимо этого удобства такого расположения состоит в реализации очень большой величины угловой дисперсии интерферометра: $D_{\vartheta} = \frac{d\vartheta}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \vartheta}$. Для центральной части картины $\vartheta \rightarrow 0$ и $D_{\vartheta} \rightarrow \infty$.

§ 4. ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПОЛОС ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН

I. При изучении интерференционных явлений студенты зачастую испытывают определенные трудности в вопросе о локализации интерференционных полос. С этой целью на лекции демонстрируются интерференционные кольца равной толщины (в проходящем и отраженном свете) и кольца равного наклона, полученные с использованием аргонового лазера. В отличие от демонстраций аналогичных картин, полученных с помощью описанного ранее интерферометра Майкельсона, в настоящем эксперименте делается акцент на различие в местоположении и способе наблюдения интерференционных полос обоих типов.

Наблюдение колец равной толщины в двух вариантах позволяет наглядно проиллюстрировать различие в контрастности и местоположении колец, полученных в отраженном и проходящем свете. В этом эксперименте система колец реализуется на обеих поверхностях воздушного промежутка, ограниченного двумя сферическими стеклянными поверхностями. Изображения обеих поверхностей при помощи линз далее проецируются на большой экран, при этом расположенные на экране по соседству обе системы колец позволяют легко усмотреть их различие.

Кольца равного наклона легко получают при отражении сходящегося лазерного пучка от плоскопараллельной стеклянной пластинки [10] и наблюдаются за фокальной плоскостью линзы, формирующей сходящийся пучок.

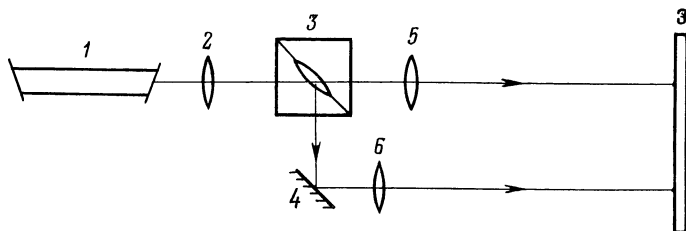


Рис. 2.3. Схема установки для наблюдения колец равной толщины в отраженном и проходящем свете

II. Для получения колец равной толщины (рис. 2.3) излучение аргонового лазера 1 попадает вначале на собирающую линзу 2 с фокусным расстоянием ~ 20 см, необходимую для увеличения сечения пучка (приобретаемая пучком небольшая расходимость не имеет существенного значения). На расстоянии около 1 м от линзы устанавливается стеклянный кубик 3 с длиной стороны около 2 см, разрезанный пополам по диагональной плоскости, составляющей с гранями куба угол 45° . В плоскости среза каждой из половинок выбрана сферическая полость диаметром ~ 5 мм и радиусом кривизны ~ 50 см.

Обе половинки сжаты струбиной по плоскости разреза и установлены на рейтерном столике таким образом, что световой пучок падает нормально на входную грань кубика. После нескольких известных отражений от сферических границ раздела «воздух — стекло» из кубика выходят два пучка. Первый распространяется по направлению первоначального пучка и позволяет наблюдать интерференционную картину в проходящем свете. Для наблюдения колец равной толщины используется собирающая линза 5 с фокусным расстоянием ~ 30 см, дающая на экране Э изображение сопряженной с ним задней сферической поверхности. Второй пучок выходит через боковую поверхность кубика и позволяет получить более контрастную интерференционную картину в отраженном свете. Для удобства визуального сравнения обеих картин этот пучок зеркалом 4 направляется на экран Э параллельно первому пучку. Интерференционные кольца наблюдаются также с использованием линзы 6, одинаковой с 5, дающей на экране изображение передней сферической поверхности. Расположенные рядом две картины весьма заметно отличаются по контрастности, а по расположению колец являются дополнительными по отношению друг к другу. Если убрать проецирующие линзы, то интерференционные картины исчезают. Этот факт и указывает на локализацию интерференционных колец на обеих поверхностях воздушной сферической полости.

В заключение следует отметить, что большая длина когерентности лазера позволяет использовать сферические полости с достаточно широким диапазоном их поперечных размеров и радиуса кривизны. Хотя последний и определяет расстояние между полосами интерференции в месте их локализации, однако, подбирая соответствующее удаление экрана от кубика (в нашем эксперименте оно порядка четырех метров), с помощью проецирующих линз на экране получается достаточное для визуального наблюдения увеличенное изображение интерференционных картин.

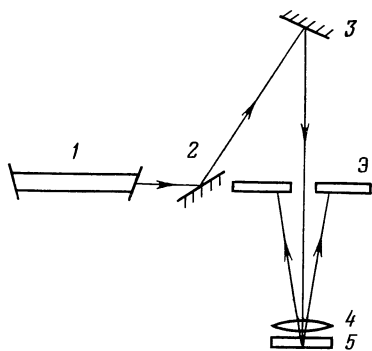


Рис. 2.4. Схема установки для наблюдения колец равного наклона

Демонстрация колец равного наклона осуществляется на установке, изображенной на рис. 2.4. Здесь пучок аргонового лазера 1 с помощью зеркал 2 и 3 заводится нормально с обратной стороны на белый экран Э, обращенный к аудитории. Пройдя сквозь отверстие в экране, слабо расходящийся пучок попадает вначале на собирающую линзу 4 с фокусным расстоянием 8 см, а затем — на расположенную непосредственно

за линзой плоскопараллельную стеклянную пластинку 5 толщиной 0,5 см. Конструктивно линза вместе с пластинкой заключены в круглую оправу, закрепленную на рейтере. Со стороны пластинки оправа заглушена непрозрачным экраном, предотвращающим попадание лазерного излучения в аудиторию. После отражения от обеих поверхностей пластинки излучения сходящегося пучка на экране Э, расположенном далеко за фокальной плоскостью линзы 4, наблюдается система ярких колец, concentричных с отверстием в экране.

При выполнении этой демонстрации следует соблюдать особую осторожность с тем, чтобы полностью исключить попадание лазерного луча в аудиторию.

§ 5. КОРРЕЛЯЦИЯ СВЕТОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ НАБЛЮДЕНИИ СПЕКЛ-СТРУКТУРЫ И ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ДИФFUЗНО РАССЕЯННОМ СВЕТЕ

I. Представления о полностью когерентном и полностью некогерентном излучении соответствуют предельным случаям, которые, строго говоря, никогда не реализуются в действительности. Практически мы всегда имеем дело лишь с частично когерентными световыми колебаниями, и результат сложения таких колебаний существенно зависит от их свойств. Вопросы интерференции и дифракции частично когерентных волн весьма важны при практическом применении оптических методов исследования в различных областях науки и техники. В то же время, как показывает опыт, при изучении этих вопросов студенты младших курсов, впервые сталкивающиеся с явлениями, требующими учета статистических свойств световых волн, испытывают значительные трудности при освоении таких понятий, как степень когерентности, область когерентности и т. п. В связи с этим представляет несомненный интерес создание лекционных демонстраций, позволяющих наглядно иллюстрировать статистический характер явлений интерференции и дифракции частично когерентного света.

Причина нарушения когерентности излучения самосветящегося источника связана со случайными изменениями амплитуды и фазы колебаний при испускании волн различными участками (атомами) источника света, а также его протяженностью. Мгновенное распределение интенсивности светового поля, создаваемого таким источником, может быть смоделировано и наглядно показано на примере светового поля, возникающего при освещении диффузно рассеивающего объекта когерентным излучением. Вариации толщины объекта (для диффузных объектов такие вариации велики по сравнению с длиной волны света λ), а также изменения его отражательной, поглощательной способностей и коэффициента преломления приводят к модуляции амплитуды и фазы отраженного и прошедшего через такой объект света. Хорошо известным приме-

ром диффузно пропускающего объекта является матовое стекло. При его освещении светом источника, обладающего высокой пространственной и временной когерентностью, например лазером, когерентная волна, проходя через матовое стекло, приобретает случайное приращение фазы, изменяющееся от точки к точке его поверхности. При однородном освещении такого объекта плоской волной амплитуды A_0 распределение амплитуды светового поля в дальней зоне определяется пространственным преобразованием Фурье функции пропускания $T(\xi, \eta)$ освещенной части матового стекла

$$A(x, y) = \frac{A_0 e^{ikL}}{i\lambda L} \iint_{\Sigma} T(\xi, \eta) e^{\frac{ik}{L}(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta,$$

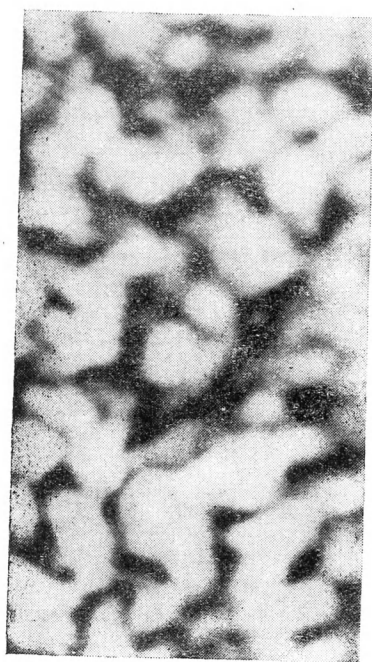


Рис. 2.5. Спекл-структура, возникающая на экране, установленном за освещаемым диффузным объектом

где L — расстояние от источника до экрана, $k=2\pi/\lambda$, Σ — площадь освещенной части экрана.

Нерегулярность функции пропускания диффузного объекта приводит к нерегулярности распределения освещенности экрана Э. В его плоскости возникает система отдельных пятен, размер и расположение которых случайны — так называемая спекл-структура (рис. 2.5). Образование спекл-структуры можно наглядно представить как результат суперпозиции дифракционных картин от большого числа малых, статистически беспорядочно расположенных отверстий, играющих роль когерентных источников света. Важное отличие диффузного объекта от самосвещающегося источника состоит в следующем: фазовые соотношения между световыми колебаниями в разных точках

матового стекла случайны, но неизменны во времени. Вследствие этого структура освещенности экрана также постоянна во времени. В случае же самосвещающегося источника разность фаз колебаний в двух каких-либо точках его поверхности будет случайным образом меняться во времени, что приведет к хаотическим перемещениям пятен спекл-структуры.

При регистрации распределения интенсивности света на экране инерционным приемником будет фиксироваться равномерная освещенность экрана.

Рассмотрим пространственную когерентность светового поля, создаваемого на экране диффузным источником света. Комплексная степень пространственной когерентности колебаний, приходящих в точки $P_1(0, 0)$ и $P_2(x, y)$ (рис. 2.6), опре-

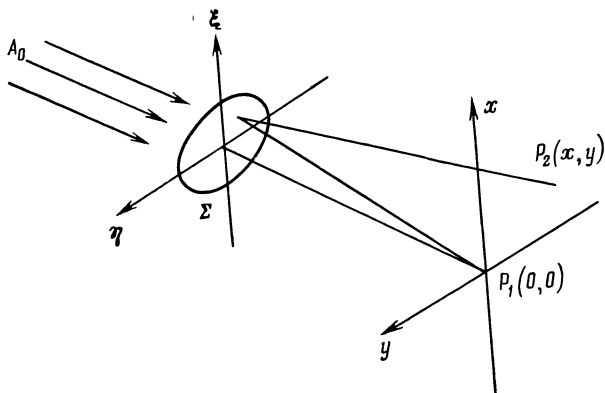


Рис. 2.6. Система координат, используемая при расчете пространственной когерентности светового поля

деляется таким же интегралом, что и распределение комплексной амплитуды в дальней (волновой) зоне (см. гл. 3), если распределение амплитуды в дифракционном отверстии заменить распределением интенсивности по источнику света (теорема Ван-Цитерта—Цернике):

$$\gamma_{12}(0) = \frac{\iint_{\Sigma} I(\xi, \eta) \exp \left[\frac{ik}{L} (x\xi + y\eta) \right] d\xi d\eta}{\iint_{\Sigma} I(\xi, \eta) d\xi d\eta}.$$

При однородном освещении $I(\xi, \eta) = I_0$ функция $\gamma_{12}(0)$ имеет такой же вид, как и функция распределения амплитуды при дифракции на однородно-освещенном отверстии, имеющем форму источника. В случае, если освещенная область матового стекла имеет вид щели шириной d ,

$$\gamma_{12}(0) = \frac{I_0 \int_{-d/2}^{d/2} e^{ik \frac{x\xi}{L}} d\xi}{I_0 d} = \sin C \left(\frac{kx}{2L} \right).$$

Степень когерентности колебаний в точках P_1 и P_2 падает до нуля при $x_k = \lambda L/d$. Совокупность точек, отстоящих друг от друга не далее чем на расстояние x_k , удовлетворяющее этому условию, определяет область когерентности. В соответствии с общими свойствами преобразования Фурье размер области когерентности (т. е. размер пятен спекл-структуры) в каком-либо направлении оказывается в обратной зависимости от размера источника в этом направлении. Степень когерентности и размер области когерентности, определяемый радиусом пространственной когерентности x_k , являются усредненными характеристиками светового поля, полученными в результате статистического усреднения фаз. Поэтому среднее «зерно» спекл-структуры и есть область когерентности, а его средний размер — это размер области когерентности.

Интересное явление возникает в случае двух диффузных источников. Если они имеют вид линейных излучателей, расположенных в точках $\xi = l/2$ и $\xi = -l/2$, то степень пространственной когерентности равна

$$\gamma_{12}(0) = \frac{1}{2} (e^{ik \frac{x_l}{2L}} + e^{-ik \frac{x_l}{2L}}) = \cos \left(\frac{\pi l x_l}{\lambda L} \right).$$

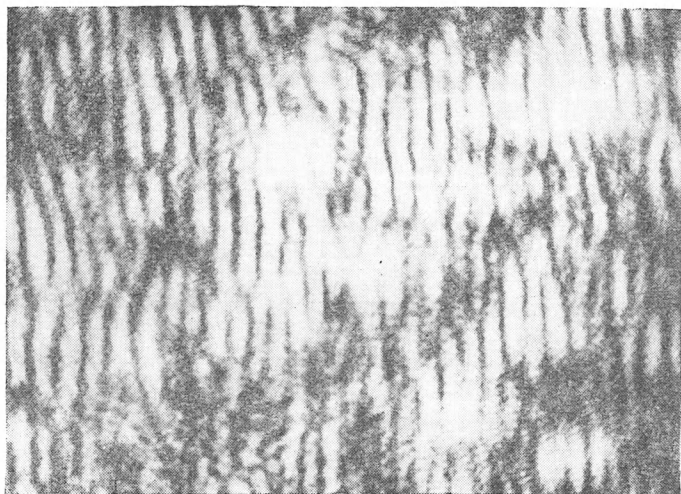


Рис. 2.7. Спекл-структура, модулированная интерференционными полосами

Таким образом спекл-структура оказывается промодулированной интерференционными полосами шириной $\Delta = \lambda L/l$. Соответствующая интерференционная картина представлена на рис. 2.7. Ее возникновение можно упрощенно пояснить сле-

дующим образом. Предположим, что экран освещается только одним источником S_1 . На экране наблюдается спекл-структура. При освещении экрана вторым источником S_2 возникает другая спекл-структура, которая не имеет никакой корреляции со спекл-структурой первого источника. Если некоторое пятно второй спекл-структуры приходится на то же место, что и пятно первой структуры, то пятна оказываются когерентными, так как источники освещаются одним лазером. В пределах пятен фазы постоянны, однако непостоянна разность фаз: она изменяется при изменении разности хода $S_1M - S_2M$ (где M — произвольная точка внутри пятна). Таким образом, внутри пятна наблюдаются полосы Юнга с расстоянием между ними, равным $\lambda L/l$. В пятнах спекл-структур амплитуда практически одинакова, поэтому контрастность полос максимальна. Расстояние между полосами внутри пятен одинаково, но в расположении полос разных пятен нет никакого соответствия, поскольку распределение фаз пятен случайно. Так, например, нет никаких оснований для того, чтобы полосы рассматриваемого пятна были продолжением полос какого-нибудь другого пятна.

II. Схема установки для наблюдения спекл-структур приведена на рис. 2.8. Излучение от лазера проходит через ко-

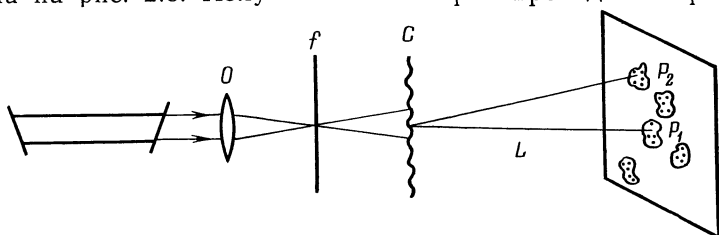
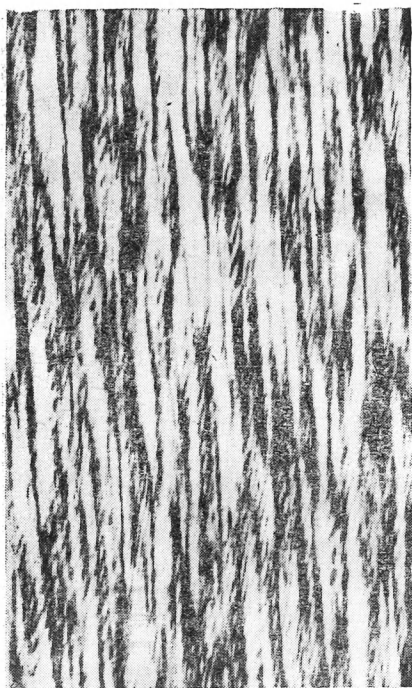


Рис. 2.8. Схематическое изображение демонстрационной установки, используемой для наблюдения спекл-структур

роткофокусный объектив O и освещает матовое стекло C , расположенное вблизи фокальной плоскости f объектива. Форма и размер d освещенной области зависят от типа применяемой оптики и расстояния от фокальной плоскости объектива до матового стекла. На экране \mathcal{E} , расположенном на расстоянии $L \gg d$, наблюдается спекл-структура, расположение зерен которой будет зависеть от структуры поверхности матового стекла. В установке используется He—Ne-лазер ЛГ-75, сменные сферические и цилиндрические объективы с фокусным расстоянием ~ 5 мм и хорошо матированное стекло. Лазер и объектив неподвижно закреплены на оптической скамье, а матовое стекло установлено на подвижном столике, имеющем плавное перемещение вдоль оптической оси установки. При перемещении матового стекла размер освещенной области, т. е. размер источника, изменяется от величины, равной диаметру лазерного пучка в перетяжке ~ 1 мкм (матовое стек-

ло находится в фокальной плоскости объектива) до значения ~ 10 мм (матовое стекло отстоит от фокальной плоскости на расстоянии 10 мм). При этом на экране Э, расположенном на расстоянии $L=10$ м, средний размер зерна спекл-структуры изменяется от нескольких метров до нескольких миллиметров. Изменяя размеры источника и расстояние до экрана можно продемонстрировать зависимость размеров области когерентности от этих параметров (соотношение $x_k = \lambda L/d$). Использование цилиндрической оптики позволяет получить источник света в виде узкой щели, ориентацию которой можно изменять поворотом цилиндрического объектива вокруг оптической оси установки. Это дает возможность наглядно показать зависимость ширины пространственного спектра источника от его линейных размеров: вертикальное расположение щели приводит



к вытянутости зерен спекл-структуры в горизонтальном направлении (рис. 2.9). При повороте цилиндрического объектива изменяется ориентация щели, что приводит к соответствующему изменению ориентации спекл-структуры. При показе демонстрации следует отметить, что наблюдаемое распределение освещенности экрана соответствует мгновенному распределению амплитуд светового поля самосветящегося источника. Для такого источника разность фаз колебаний в двух каких-либо точках его поверхности будет случайным образом меняться во времени, что приведет к изменению спекл-

Рис. 2.9. Характерная спекл-структура, возникающая при освещении протяженного диффузного объекта с использованием цилиндрической оптики

структуры. Картина освещенности, которая в этом случае регистрируется инерционным приемником, соответствует картине, наблюдаемой при быстрых перемещениях матового стекла в плоскости, нормальной к оптической оси установки. При достаточно быстрых перемещениях экран кажется равномерно освещенным.

Для наблюдения интерференции в диффузно рассеянном свете перед объективом устанавливается бипризма Френеля

(рис. 2.10). В этом случае лазерный луч разбивается на два пучка с углом расхождения, равным $\varepsilon = 2(n-1)\alpha$, где α —

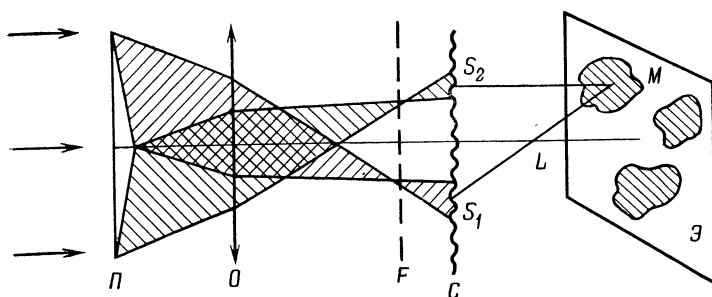
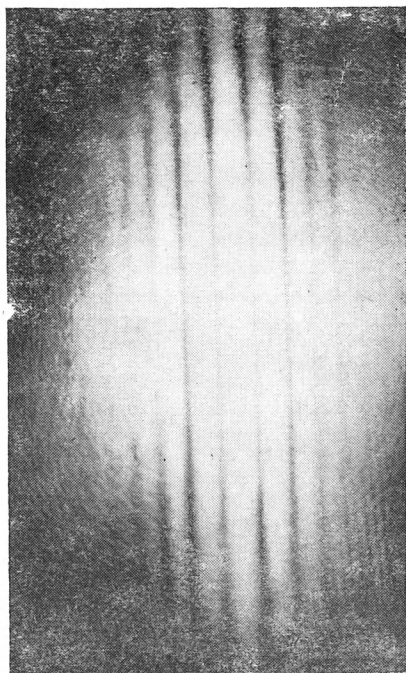


Рис. 2.10. Ход лучей в установке, используемой для наблюдения интерференции в диффузно рассеянном свете

преломляющий угол бипризмы, n — ее показатель преломления. В результате объективом O в плоскости матового стекла формируются два источника диффузного света, расстояние между которыми $l = \varepsilon f$. Размеры источников, как и ранее, зависят от расстояния между матовым стеклом и фокальной плоскостью объектива. Условия эксперимента соответствуют классической интерференционной схеме Юнга. Перемещая матовое стекло, подбирают размер области когерентности, при котором внутри зерен спекл-структуры укладывается несколько интерференционных полос. Наблюдаемая в этом случае картина освещенности показана на рис. 2.7.

Следует обратить внимание на отсутствие корреляции между интерференционными полосами в разных пятнах

Рис. 2.11. Интерференционные полосы, возникающие при использовании бипризмы Френеля. Матовое стекло отсутствует



спекл-структуры (полосы внутри какого-либо пятна не являются продолжением полос соседних пятен), а также на широкую

область локализации полос, соответствующую схеме Юнга. Наблюдаемое распределение освещенности экрана не является простым наложением интерференционной картины, получаемой от бипризмы Френеля и спекл-структуры от матового стекла. В этом можно убедиться, убрав матовое стекло и наблюдая яркие интерференционные полосы от бипризмы Френеля (рис. 2.11), ширина и расстояние между которыми определяются расходимостью лазерного пучка и преломляющим углом бипризмы. Область локализации интерференционных полос оказывается значительно меньше области локализации интерференционной картины в схеме Юнга. Описанная установка обладает достаточно большой светосилой для демонстрации в затемненной достаточно большой аудитории.

ГЛАВА 3

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Введение

Дифракция света — фундаментальный раздел курса физической оптики, чтение которого даже в рамках старой программы сопровождалось показом большого числа демонстраций дифракционных явлений как в ближнем, так и в дальнем (волновом) поле. Применение лазеров во многих из них позволило существенно усилить освещенность дифракционных картин. Помимо этого использование ОКГ позволило поставить ряд новых демонстраций, недоступных в опытах с некогерентными источниками света.

Количественный расчет дифракционных явлений, предшествующий их демонстрациям, обычно проводился в дальнем поле (приближение Фраунгофера). При этом методика расчета, основанная на идее об интерференции излучения от вторичных источников света, приводит к правильному распределению интенсивности в дифракционной картине, выраженному в неких относительных единицах. Анализ дифракции света в ближнем поле (приближение Френеля), как правило, ограничивается графическим расчетом амплитуды результирующего волнового поля на основе зонной теории Френеля. Оба предельных случая дифракции света обычно демонстрировались независимо друг от друга на различных демонстрационных установках. При таком изложении материала студенты зачастую воспринимают явления дифракции, описанные двумя различными приближениями, как два класса независимых проявлений волновой природы света.

Никоим образом не умаляя традиционного в курсе «Оптика» подхода Френеля—Кирхгофа к решению простейших дифракционных задач (мы им будем широко пользоваться ниже), отметим, однако, настоятельную необходимость постановки и описания таких демонстраций, в которых непрерывно прослеживается переход из ближнего в дальнее волновое поле. Наиболее типичным примером такого рода является свободное распространение пучка газового лазера, испытывающего дифракционное расплывание. Анализ его распространения позволяет познакомить студентов с очень важным параметром, определяющим протяженность френелевой зоны, — дифракционной длиной светового пучка, установить область применимости приближения геометрической оптики, оперирующей

понятием светового луча, достаточно просто рассчитать поле в фокусе линзы и оценить радиус перетяжки пучка в фокальной плоскости.

Свободная дифракция световых пучков в теоретическом плане достаточно просто описывается на основе квазиоптического приближения, широко применяемого в ряде областей нелинейной оптики и акустики. В математическом отношении такой подход не сложнее анализа решения волнового уравнения, известного студентам из раздела «Электричество и магнетизм».

Отметим, что изложение материала с применением обоих подходов (Френеля—Кирхгофа и квазиоптического) отвечает самым современным требованиям, вытекающим из необходимости всестороннего и глубокого его изучения студентами младших курсов. Вследствие того что квазиоптическое описание нигде не приводится в учебниках по общему курсу, предварительно приведем краткое изложение физической сути квазиоптического приближения.

§ 1. СВОБОДНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

I. Если в затемненной аудитории проследить, например, за распространением светового пучка аргонового лазера, который хорошо просматривается сбоку из-за рассеяния света на частицах пыли в воздухе, то нетрудно отметить монотонное увеличение поперечного размера пучка. Если при этом пучок имеет гауссовское распределение интенсивности, то никакой дифракционной структуры у него не наблюдается. Это легко фиксируется на экране, освещенном световым пучком. Описание этого явления удобно провести в квазиоптическом приближении, вкратце сводящемся к следующему.

Распространение световой волны в воздухе, как известно студентам к моменту изложения дифракции света, описывается волновым уравнением

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \quad (3.1)$$

в котором $E(x, y, z, t)$ — напряженность электрического поля световой волны. Если речь идет о пучке монохроматического излучения, распространяющегося вдоль оси z , то выражение для напряженности поля может быть записано в виде

$$E(x, y, z, t) = A(x, y, z) e^{i(\omega t - kz)}. \quad (3.2)$$

Для светового пучка зависимость комплексной амплитуды A от поперечных координат x и y более сильная, чем от продольной координаты z . В самом деле, в поперечном сечении амплитуда пучка заметно изменяется на масштабе ширины пучка, которая имеет величину порядка нескольких миллиметров. В то же время изменение амплитуды вдоль направления

распространения при такой ширине пучка происходит на расстояниях в десятки метров. Учитывая этот факт, вычислим производные от (3.2), входящие в (3.1), и пренебрежем в них малыми членами

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= i\omega E; \quad \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} e^{i(\omega t - kz)}; \quad \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} e^{i(\omega t - kz)}; \\ \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} &= \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} - k^2 A \right) e^{i(\omega t - kz)}.\end{aligned}\quad (3.3)$$

Если a — характерный радиус пучка, то

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \sim \frac{A}{a^2}; \quad 2ik \frac{\partial A}{\partial z} \sim 2ik \frac{A}{a}.$$

Поскольку $a \gg \lambda = 2\pi/k$, то производной $\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}$ можно пренебречь по сравнению с $2ik \frac{\partial A}{\partial z}$ и

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \simeq \left(-2ik \frac{\partial A}{\partial z} - k^2 A \right) e^{i(\omega t - kz)}.\quad (3.4)$$

Подставляя производные (3.3) — (3.4) в уравнение (3.1), получаем так называемое параболическое уравнение квазиоптики для комплексной амплитуды, описывающее дифракцию световых пучков

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2ik} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right).\quad (3.5)$$

Решение уравнения (3.5) имеет наглядное истолкование, так как аналогичным уравнением описывается распространение тепла на плоскости. Проведение такой аналогии позволяет трактовать явление дифракции светового пучка как диффузию его амплитуды из приосевой области в периферийную, приводящую к дифракционному расплыванию пучка по мере его распространения.

Для исчерпывающей аналогии рассмотрим задачу о распространении тепла вдоль бесконечного стержня единичного сечения, совмещенного с осью x . Если в начальный момент времени $t=0$ существует распределение температуры $T(x, 0)$, то в последующие моменты времени этот температурный профиль начнет расплываться. Из закона Фика, известного студентам из изучения явлений теплопереноса, легко получается уравнение теплопроводности, аналогичное (3.5). Для этого удобно рассмотреть малый отрезок стержня длиной dx и применить к нему уравнение теплового баланса. При заданной теплоемкости стержня c , его плотности ρ и коэффициенте теплопроводности κ можно записать равенство

$$\rho c dx \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left[\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x+dx} - \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_x \right].$$

в левой части которого стоит выражение для количества теплоты, приобретаемого отрезком dx за единицу времени, а в правой — разность потоков тепла через торцы этого отрезка (потери тепла через боковую поверхность стержня устранены). Разделив далее обе части равенства на dx и переходя к пределу при $dx \rightarrow 0$, окончательно получим

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (3.6)$$

где $\chi = \kappa/\rho c$ — коэффициент температуропроводности. Сравнивая это уравнение с (3.5), целесообразно отметить, что в задаче дифракции света в качестве χ выступает мнимый коэффициент «диффузии» амплитуды $D = 1/2ik$, возрастающий с увеличением длины световой волны, а роль времени выполняет координата z .

Используя развитую методику, рассмотрим дифракцию, сопровождающую распространение гауссового пучка и пучка с прямоугольным профилем интенсивности.

Гауссов световой пучок генерируется лазером, работающим на одной поперечной моде, и имеет у выходного его зеркала распределение амплитуды вида

$$A(r, 0) = A_0 \exp(-r^2/a_0^2); \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (3.7)$$

и плоский фазовый фронт.

Решение уравнения (3.5) при начальном условии (3.7), как нетрудно убедиться прямой подстановкой, имеет вид

$$A(r, z) = \frac{A_0}{1 - iz/l_d} \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2} \frac{1}{1 - iz/l_d}\right) = |A| \exp(i\Psi),$$

где $l_d = ka_0^2/2$ — характерная длина зоны дифракции, или дифракционная длина пучка. Действительная амплитуда и фаза при этом описываются формулами:

$$|A| = \frac{A_0}{\sqrt{1 + z^2/l_d^2}} \exp\left[-\frac{r^2}{a_0^2(1 + z^2/l_d^2)}\right]; \quad (3.8)$$

$$\Psi = \arctg\left(\frac{z}{l_d}\right) - \frac{r^2}{a_0^2} \frac{z/l_d}{1 + z^2/l_d^2}. \quad (3.9)$$

Как видно из формулы (3.8), при распространении световой пучок остается гауссовым, однако его ширина (т. е. значение радиуса, при котором амплитуда меньше своего значения на оси в $e = 2,718$ раз) определяется формулой

$$a(z) = a_0 \sqrt{1 + z^2/l_d^2}. \quad (3.10)$$

Поведение ширины гауссового пучка изображено на рис. 3.1. На расстояниях, малых по сравнению с длиной зоны дифракции ($z \ll l_d$), пучок расширяется незначительно, а его фазовый фронт остается почти плоским: $\Psi \approx 0$. В этом так называемом

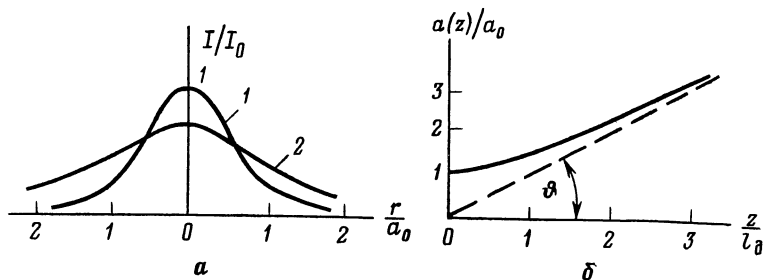


Рис. 3.1. Изменение профиля интенсивности гауссового пучка (а) и его ширины (б) при дифракции: 1 — $z=0$; 2 — $z=l_d$

ближнем поле может быть использовано приближение геометрической оптики и введено понятие светового луча — линии, перпендикулярной поверхности фазового фронта. При $z \sim l_d$ начинается заметное уширение пучка (его сечение удваивается), а при $z > l_d$ (в дальней зоне) пучок очень сильно дифрагирует: его ширина увеличивается по линейному закону: $a(z) \simeq a_0 z / l_d$. Это означает, что волна распространяется в конусе с характерным углом раскрытия $\vartheta = \frac{a(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi a_0}$, а фазовый фронт становится сферическим.

Световой пучок с прямоугольным профилем интенсивности может быть сформирован при падении плоской волны на круглое отверстие радиуса r_0 и имеет начальное распределение амплитуды вида

$$A(r, 0) = \begin{cases} A_0 & r \leq r_0, \\ 0 & r > r_0. \end{cases} \quad (3.11)$$

Получить аналитическое решение уравнения квазиоптики (3.5) при таком начальном условии можно лишь в дальнем поле, поэтому на лекции демонстрируются слайды, иллюстрирующие результаты численного эксперимента, проведенного на ЭВМ.

II. Демонстрация дифракционных явлений проводится вначале в гауссовом пучке и наблюдается в аудитории на длине трассы $z \sim 5-6$ м. Для визуального наблюдения дифракции используется аргоновый лазер, работающий на основной поперечной моде TEM_{00} . Выделение одной моды, как хорошо известно, может быть выполнено установкой диафрагмы внутри резонатора. На выходе лазера гауссов пучок имеет радиус $a_0 = 0,4$ мм. Это соответствует дифракционной длине $l_d \sim 1$ м. Поэтому в затемненной аудитории, в которой слегка задымлена трасса распространения пучка, сбоку отчетливо наблюдается его дифракция. Обращают внимание на протяженность области, в которой справедливо геометрикооптическое приближение ($z < l_d$), и величину угла конуса $\vartheta = \lambda / \pi a_0$, в котором распространяется пучок в дальней зоне. Помещая экран на различных расстояниях от ОКГ и установив предварительно око-

ло выходного зеркала лазера рассеивающую линзу с фокусным расстоянием ~ 20 см, на глаз фиксируют распределение интенсивности в пятне ($I(r, z) = |A(r, z)|^2$), которое монотонно спадает от оси пучка к периферии, как это изображено на рис. 3.1, выполненном с использованием формулы (3.8). Если на пути пучка поставить собирающую линзу, то в рассеянном свете легко наблюдается сначала монотонное уменьшение поперечных размеров пучка вплоть до фокальной области, после которой сечение пучка вновь увеличивается. Отмечается, что дифракция ограничивает схлопывание пучка в точку в фокусе линзы, благодаря чему существует некий конечный размер фокального пятна (перетяжки). Явственно заметно, что распространение пучка за фокальной плоскостью происходит в конусе с существенно большим углом раскрытия $\vartheta_F = \lambda/\pi a_F$ (a_F — радиус перетяжки), что связано с малостью величины a_F . Ее можно легко оценить при фокусировке коллимированного пучка (рис. 3.2), исходя из очевидного равенства: $\vartheta_F = a_0/F$. Из последних двух равенств легко находим

$$a_F = \lambda F / \pi a_0. \quad (3.12)$$

В нашем эксперименте с коллимированным одномодовым пучком радиуса $a_0 = 0,4$ мм при использовании линзы с фокусным расстоянием $F \sim 10$ см получаем $a_F \sim 40$ мкм. Поэтому угловая расходимость пучка после фокальной плоскости ϑ_F практически на порядок превышает дифракционную расходимость нефокусированного пучка.

Дифракционное расплывание профиля интенсивности пучка типа гауссового можно эффектно продемонстрировать, используя описанную выше аналогию между диффузией амплитуды пучка при его дифракции и расплыванием во времени темпе-

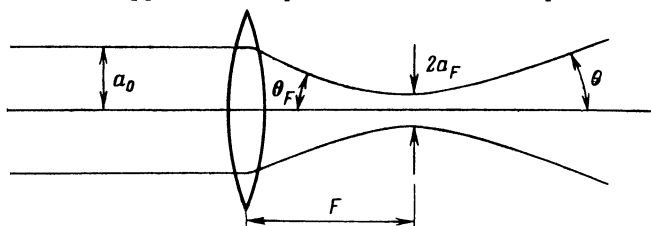


Рис. 3.2. Фокусировка гауссового пучка собирающей линзой

ратурного профиля вследствие термодиффузии. Это демонстрируется на аналоговой установке, изображенной на рис. 3.3. Здесь с помощью газовой горелки быстро прогревают середину медной пластины 1 длиной 25 см и толщиной около 1 мм. После прекращения нагрева в последующие несколько десятков секунд сформированный в пластине одномерный температурный профиль колоколообразной формы, напоминающей гауссову, начнет расплываться. Регистрация этого явления

осуществляется оптическим методом. Для этого к медной пластине с обратной стороны привинчены одним концом каждая 24 железоникелевые биметаллические пластинки 2 размером 8×30 мм. К свободным концам пластинок приклеены маленькие квадратные зеркальца 3 размером 8×8 мм. Вся система помещена в теплоизолирующий корпус 4, изготовленный из отфрезерованного куска асбестоцементной плиты, и установлена на подставке. Для ускоренного охлаждения пластины к ней серебряным припоем подпаян отрезок медного волновода 5×10 мм 5, по которому продувается воздух. Сканируемый пучок гелий-неонового лазера ЛГ-56 попадает на зеркала биметаллических пластинок, после отражения от которых на экране наблюдается дискретная осциллограмма из 24 точек.

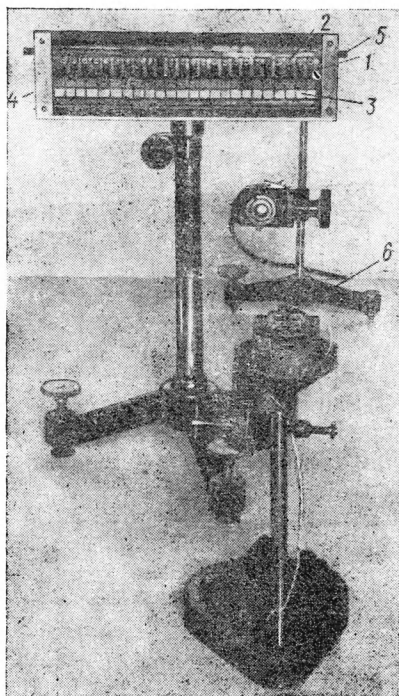


Рис. 3.3. Общий вид установки для наблюдения явления термодиффузии

Развертка лазерного луча осуществляется при его отражении от легкого подвижного зеркала, смонтированного на подвижной рамке гальванометра магнитоэлектрической системы 6. В центральной части подвижного магнитопровода открытого гальванометра выфрезирована небольшая полость для размещения небольшого квадратного зеркала размером 8×8 мм, приклеенного к подвижной рамке. Система развертки смонтирована автономно и может использоваться для других экспериментов. Ее питание осуществляется от сети переменного тока. Для уменьшения напряжения до десятых долей вольта предусмотрены емкостный делитель и возможность регулировки напряжения.

Перед демонстрацией юстируют установку, для чего, подбирая величину тока в системе развертки, добиваются сканирования пучка He—Ne-лазера по всем 24 зеркалам. На экране, удаленном на расстояние 6—7 м, наблюдается горизонтальная дискретная полоса длиной около 1 м. Затем на несколько секунд к середине медной пластины подносят пламя газовой горелки и наблюдают, что осциллограмма быстро

приобретает колоколообразную форму, похожую на распределение модуля амплитуды гауссового пучка, даваемое формулой (3.7). После выключения горелки наблюдают медленное расплывание осциллограммы с масштабом времени, как известно, равным $\tau \sim a_0^2/\chi$, где a_0 — характерная ширина колоколообразного температурного профиля, сформированного в начальный момент времени. Проводя аналогию с задачей дифракции, находим, что дифракция проистекает на характерном масштабе трассы распространения $Z_d \sim a_0^2/|D| \sim ka_0^2$, совпадающим по порядку с дифракционной длиной пучка.

Далее приступают к демонстрации дифракции пучка с прямоугольным профилем интенсивности. Для этого из резонатора лазера убирают диафрагму, селектирующую одну поперечную моду, а световой пучок при помощи двух линз, образующих телескопическую систему, расширяется приблизительно до одного сантиметра в поперечнике. Такой широкий пучок затем освещает дифракционный экран с маленьким отверстием, радиус которого $r_0 \sim 0,5$ мм. На белом экране, помещенном в дальнем поле на расстоянии $\sim 7-8$ м от дифракционного отверстия, наблюдается система концентрических дифракционных колец, распределение интенсивности в которых описывается функцией Бесселя нулевого порядка. В ближнем поле дифракция такого пучка слаба и детали дифракционной картины визуальнo неразличимы. В связи с этим на лекции демонстрируются в виде слайдов (рис. 3.4) резуль-

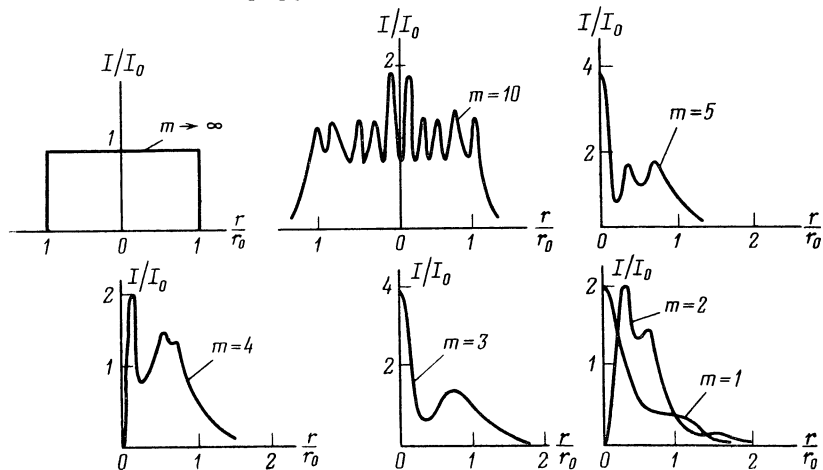


Рис. 3.4. Результаты численного эксперимента по дифракции пучка с прямоугольным профилем интенсивности

таты численного эксперимента, в котором на ЭВМ проводилось решение уравнения (3.5) при начальном условии (3.11). На рис. 3.4 представлены распределения интенсивности $(I(r, z) = |A(r, z)|^2)$ в дифракционных картинах, полученных

на различных расстояниях z , нормированных на дифракционную длину пучка $l_d = kr_0^2/2$. Следует отметить, что нормированное расстояние $z/l_d = m^{-1}$, где m — число зон Френеля, укладывающихся на отверстии. На расстояниях $z \ll l_d$, где число зон велико ($m \gg 1$), дифракция практически не искажает профиль пучка. Далее, при $z \sim l_d$, когда $m \sim 1$, пучок хотя не сильно расплывается, но его профиль заметно искажается, а интенсивность на оси пучка осциллирует, попеременно достигая максимума, когда число зон нечетно, и минимума, если число зон четно. На расстояниях $z > l_d$ (в дальней зоне) реализуется сильное дифракционное расплывание профиля интенсивности с характерным распределением в виде колец Эйри, наблюдаемых в предшествующем эксперименте.

§ 2. ДИФРАКЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ФРЕНЕЛЯ

1. Дифракция Френеля демонстрируется от расходящегося пучка лазера, дифрагирующего на различных дифракционных экранах: круглом отверстии, непрозрачном диске, семействе хаотически расположенных дисков, а также на подвижной щели и крае экрана. Количественное описание наблюдаемых явлений проводится традиционно на основе дифракционного интеграла Френеля—Кирхгофа

$$A(P) = \frac{A_0}{2i\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{e^{ik(r+s)}}{rs} [\cos \vartheta_r - \cos \vartheta_s] d\sigma, \quad (3.13)$$

в котором $\frac{A_0 e^{ikr}}{r}$ — амплитуда исходящей из точки P_0 сферической волны на поверхности Σ дифракционного экрана, s — расстояние от точки интегрирования Q до точки наблюдения P , ϑ_r и ϑ_s — углы между нормалью к элементу поверхности $d\sigma$ и векторами $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}$ и \mathbf{PQ} соответственно.

Остановимся на некоторых важных выводах, вытекающих из анализа дифракционного интеграла (3.13) и привлекаемых для интерпретации результатов лекционного эксперимента.

Если речь идет о расчете дифракционной картины, получаемой от круглого отверстия, на оси которого расположены точки P_0 и P , то легко рассчитать интенсивность в точке P , фиксируемую в эксперименте. Для этого, введя на плоскости отверстия цилиндрические переменные ρ и ψ , представим элемент поверхности $d\sigma = \rho d\rho d\psi$. Учитывая, что $\rho^2 = r^2 - a^2 = s^2 - b^2$ ($a = P_0O$, $b = OP$, O — центр отверстия), получим $\rho d\rho = r dr = s ds$. Введем, наконец, новую переменную

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} [(r + s) - (a + b)],$$

представляющую собой разность фаз между двумя лучами, проходящими через центр отверстия O и точку интегрирования Q . Тогда

$$d\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (dr + ds) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{s} \right) \rho d\rho. \quad (3.14)$$

Интеграл (3.13) с учетом (3.14) запишется в виде

$$A_{\text{отв}}(P) = \frac{A_0}{i} \frac{e^{ik(a+b)}}{a+b} \int_0^\delta \frac{a+b}{r+s} \left[\frac{\cos \vartheta_r - \cos \vartheta_s}{2} \right] e^{i\varphi} d\varphi, \quad (3.15)$$

где δ — максимальная разность фаз, когда точка интегрирования находится на краю отверстия. Множитель под интегралом $f(\varphi) = \frac{a+b}{r+s} \left(\frac{\cos \vartheta_r - \cos \vartheta_s}{2} \right)$ является неявной и медленно меняющейся функцией φ по сравнению с экспоненциальным множителем $e^{i\varphi}$. Поэтому, интегрируя (3.15) по частям и пренебрегая интегралом, содержащим производную $\frac{\partial f}{\partial \varphi}$, получим

$$A_{\text{отв}}(P) = \frac{A_0}{a+b} e^{ik(a+b)} [1 - f(\delta) e^{i\delta}]. \quad (3.16)$$

Интенсивность на оси отверстия оказывается равной

$$I_{\text{отв}}(P) = |A_{\text{отв}}(P)|^2 = I_0 \left[1 - f(\delta) + 4f(\delta) \sin^2 \frac{\delta}{2} \right]. \quad (3.17)$$

Здесь $I_0 = \frac{A_0^2}{(a+b)^2}$ — интенсивность волны в отсутствие дифракционного отверстия. Если отверстие очень велико или расстояние b мало, то $f(\delta) \approx 0$ и $I_{\text{отв}} \approx I_0$. При малом отверстии или большом b $f(\delta) \simeq 1$ и $I_{\text{отв}} \simeq 4I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2}$. Разность фаз δ для малых отверстий радиуса r_0 может быть представлена в виде

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} [\sqrt{r_0^2 + a^2} + \sqrt{r_0^2 + b^2} - a - b] \approx \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right).$$

Интенсивность в точке P обращается в ноль, если $\delta = m\pi$, что соответствует четному числу зон Френеля, т. е.

$$\frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) = m. \quad (3.18)$$

Осцилляции интенсивности на оси отверстия очень удобно наблюдать в лекционном эксперименте либо перемещая белый экран за отверстием вдоль направления распространения пучка (меняя расстояние b), либо, сохраняя b постоянным, меняя радиус отверстия r_0 . Поскольку изготовление дифракционного отверстия с переменным радиусом достаточно сложная задача, легче демонстрировать дифракцию от раздвижной щели, осцилляции интенсивности при которой во многом аналогичны таковым при дифракции от круглого отверстия. Работая с раздвижной щелью, можно затем перейти к наблюде-

нию дифракционной картины, получаемой при дифракции сферической волны на краю экрана. Вследствие более сложной процедуры преобразования дифракционного интеграла (3.13) в этом случае для трактовки наблюдаемого явления можно ограничиться графическим анализом спирали Корню.

Дифракция на круглом диске, описанная в [11], позволяет продемонстрировать пятно Пуассона — явление, сыгравшее исключительно важную роль в установлении волновой природы света. Комплексная амплитуда волнового поля в центре пятна Пуассона легко вычисляется из выражения (3.15), проинтегрированного в пределах $\delta < \varphi < \infty$, и получается равной

$$A_{\text{диск}}(P) = \frac{A_0}{(a+b)} e^{ik(a+b)} f(\delta) e^{i\delta}, \quad (3.19)$$

а интенсивность

$$I_{\text{диск}}(P) = |A_{\text{диск}}(P)|^2 = I_0 f^2(\delta).$$

Если радиус диска велик или расстояние b мало, $f(\delta) = 0$ и $I_{\text{диск}} = 0$. В противном случае $I_{\text{диск}} = I_0$. В методическом плане важно отметить отсутствие осцилляций интенсивности при любых значениях параметров задачи. В лекционном эксперименте это можно зафиксировать, меняя расстояние b до белого экрана.

Следует обратить внимание на справедливость принципа Бабине для волновых полей:

$$A_{\text{отв}}(P) + A_{\text{диск}}(P) = \frac{A_0}{a+b} e^{ik(a+b)}.$$

Это важно сделать по той причине, что у студентов зачастую возникает недоумение по поводу несправедливости аналогичного равенства для интенсивностей

$$I_{\text{отв}}(P) + I_{\text{диск}}(P) \neq I_0.$$

В методическом плане безусловную ценность представляет собой демонстрация дифракции света на семействе беспорядочно расположенных дифракционных экранов. Наблюдение дифракционной картины позволяет заострить внимание на двух важных моментах: во-первых, отметить подобие дифракционных картин, получаемых от одного экрана и семейства экранов и значительно большую яркость последней, и, во-вторых, представив беспорядочную двумерную структуру как суперпозицию регулярных структур с различными пространственными периодами, указать на обязательное выполнение условия для дифракционных максимумов при любых величинах пространственного периода структуры и длины световой волны.

II. Демонстрация дифракционных явлений в ближнем поле проводится на демонстрационной установке, схематически изображенной на рис. 3.5. В качестве источника излучения ис-

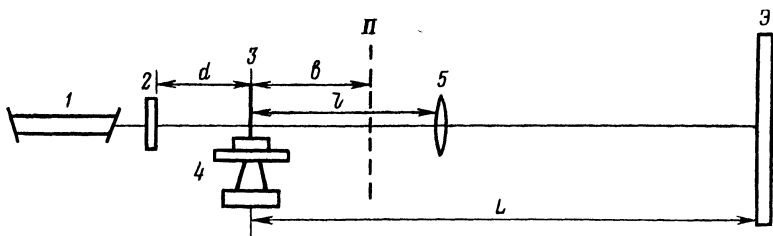


Рис. 3.5. Схема демонстрационной установки для изучения дифракционных явлений в ближнем поле

пользуется аргоновый лазер «Игла-4» 1, излучение которого вначале направляется на отрицательную линзу 2, формирующую расходящуюся сферическую волну. Объекты, на которых изучаются дифракционные явления, закреплены в специальных стойках 3, устанавливаемых на юстировочном столике 4. Последний снабжен микрометрической подачей, обеспечивающей его плавное перемещение в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного луча.

Дифракционная картина в плоскости П получается очень мелкой. Поэтому для увеличения ее линейных размеров используется собирающая линза 5. На экране Э при этом получается увеличенное изображение сопряженной плоскости П.

Порядок показа дифракционных явлений следующий. Вначале на столик устанавливают экран с круглым отверстием, и на экране Э наблюдают увеличенную дифракционную картину, представляющую собой семейство дифракционных колец. Перемещая установленную на рейтере линзу 5 вдоль направления распространения лазерного луча в обе стороны, наблюдают чередование максимумов и минимумов в центре дифракционной картины в зависимости от числа зон Френеля, укладывающихся на отверстие. В эксперименте используется рассеивающая линза с фокусным расстоянием $F_1 = 0,5$ м, после которой на расстоянии $d = 0,5$ м помещается экран с отверстием $r_0 = 1$ мм. В плоскости П, находящейся на расстоянии b от дифракционного экрана, характер дифракционной картины

определяется числом открытых зон Френеля $m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$. Исходя из этого подбирается расстояние b , которое при наших параметрах установки оказывается равным $b = \frac{2 \cdot 10^2}{m - 2}$ см.

Осцилляции интенсивности в центре картины хорошо наблюдаются, когда число открытых зон Френеля $m < 10$. Это достигается соответствующим расположением собирающей линзы 5, имеющей фокусное расстояние $F_2 = 20$ см. Перемещение последней должно обеспечить перемещение плоскости П в пределах $25 \text{ см} \leq b \leq 2 \text{ м}$. При таком перемещении число открытых зон меняется в пределах $3 \leq m \leq 10$. В наших эксперимен-

тах расстояние между дифракционным отверстием и экраном Э $L=6$ м. Элементарный расчет показывает, что для наблюдения дифракции при $m=10$ ($b=25$ см) собирающая линза b должна располагаться на расстоянии $l=48$ см от отверстия, а при $m=3$ ($b=200$ см) линза отодвигается на расстояние $l=210$ см. Перемещение линзы осуществляется при помощи рейтера, передвигаемого вдоль оптической скамьи полутораметровой длины.

Осцилляции интенсивности в центре картины затем демонстрируются при неподвижной плоскости П, но при переменной величине сечения отверстия. С этой целью, как указывалось выше, вместо экрана с отверстием на столик помещают раздвижную щель [2]. Собирающая линза b находится на минимальном удалении от щели ($l \simeq 48$ см). Когда исходная ширина щели составляет несколько миллиметров, освещенная полоса на экране Э имеет ярко выраженные границы: свет практически не заходит в область тени. При плавном уменьшении ширины щели на краях широкой освещенной полосы появляются слабые дифракционные полосы, возникновение которых можно объяснить дифракцией на двух краях экрана (см. ниже), а в центре картины возникает чередование светлых и темных дифракционных полос в зависимости от числа полосовых зон Френеля, открываемых щелью. Продолжая плавно уменьшать ширину щели, отмечают прекращение осцилляций; в центре картины всегда остается светлая полоса — дифракционный максимум нулевого порядка, а линейные размеры картины начинают увеличиваться, как это и должно быть в дальней зоне при дифракции Фраунгофера. Переход к этому случаю происходит при ширине щели, удовлетворяющей неравенству

$$r_0 < \sqrt{\lambda(F_1 + d)}; \sqrt{\lambda}b.$$

В условиях описываемого эксперимента $a \simeq 1$ м, $b=25$ см, поэтому $r_0 < 0,35$ мм.

Следующий шаг — демонстрация пятна Пуассона. Для показа этого явления линзы 2 и b не используются, а на столик 4 устанавливается линза с прижатым к ее середине маленьким стальным шариком радиуса $r_0=1$ мм. Фокусное расстояние линзы ~ 6 см. Прижим шарика к линзе осуществляется плоскопараллельной стеклянной пластинкой, закрепленной вместе с линзой в одной оправе. Для наблюдения качественной дифракционной картины поверхность шарика не должна иметь заметных царапин, глубина которых сравнима с разностью радиусов крайних зон, перекрываемых шариком. Для этой цели хорошо подходит новый шарик от шарикоподшипника. После того как шарик помещают в середину светового луча, на экране Э появляется дифракционная картина, представляющая собой слабоосвещенную круглую область с характерной светящейся точкой в ее центре (рис. 3.6, а). Для

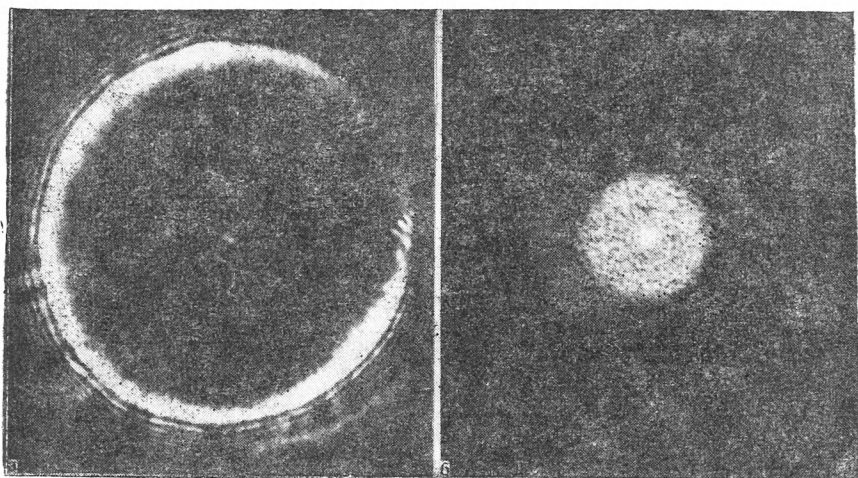


Рис. 3.6. Распределение интенсивности в дифракционных картинах, получаемых при дифракции на шарике (а) и семенах ликоподия (б). Фотографии выполнены с разным увеличением

подавления яркого ореола, окаймляющего дифракционную картину и затрудняющего наблюдение пятна Пуассона, иногда бывает целесообразно непосредственно позади шарика установить ирисовую диафрагму, отсекающую этот ореол. Размер диафрагмы подбирается по месту ее установки. Перемещая экран Э по направлению к лазеру, подтверждают отсутствие осцилляций интенсивности в пятне (ее слабое уменьшение очень сложно фиксировать визуально). Сравнивая поведение интенсивности на оси дифракционных картин, получаемых от круглого отверстия и шарика, делают акцент на выполнении принципа Бабинне, оперирующего со световыми полями, а не с интенсивностями.

Очень яркая дифракционная картина, подобная только что описанной, получается при дифракции светового пучка на беспорядочном семействе непрозрачных дисков. Для ее получения на столике 4 (см. рис. 3.5) размещается плоскопараллельная стеклянная пластинка, на одну поверхность которой нанесены хаотически семена ликоподия, имеющие достаточно круглую форму и характерный диаметр порядка нескольких десятков микрон [1]. В этом эксперименте целесообразно использовать только рассеивающую линзу 2, а наблюдение картины вести на экране Э без ее увеличения линзой 6. Беспорядочное расположение маленьких дисков приводит к распределению интенсивности в дифракционной картине, являющемуся суперпозицией интенсивностей элементарных дифракционных картин (рис. 3.6, б).

Последняя демонстрация этой серии — дифракция на краю

экрана [1]. Здесь лезвие бритвы, закрепленное в оправке, устанавливают на столик 4 острым краем в середину светового пучка и используют обе линзы 2 и 6. Перемещая последнюю, добиваются на экране четкого изображения дифракционной картины, распределение интенсивности в которой, представляющее собой хорошо известную серию полос с ухудшающейся видностью в одну сторону и монотонным уменьшением интенсивности в другую, находится в хорошем качественном согласии, например, с результатами графического расчета или же анализа дифракционного интеграла, приводящего к выражению распределения освещенности картины через интегралы Френеля.

§ 3. ДИФРАКЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ (ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА)

Описываемая ниже серия демонстраций относится к экспериментальному изучению дифракционных явлений в приближении Фраунгофера. Следует отметить, что дифракция в дальней зоне реализуется во многих важнейших практических ситуациях и в курсе «Оптика» изучается более подробно и обстоятельно, нежели дифракция в ближней зоне. Это обусловлено также и более упрощенной процедурой аналитического расчета ряда важнейших дифракционных задач, таких, как дифракция на одной и нескольких щелях, на одномерных и двумерных (амплитудных и фазовых) решетках, дифракция в оптических приборах (спектральных и формирующих оптическое изображение). В методическом плане при изложении материала весьма важным моментом является использование пространственно-временной аналогии, для чего представляется целесообразным введение пространственных частот и представление дифракции Фраунгофера как физического процесса, приводящего непосредственно в эксперименте к фурье-анализу волнового поля, распределенного в плоскости дифракционного объекта. Такой подход к задачам дифракции подобного рода позволяет очень изящно пояснить роль дифракционных явлений в оптических приборах, формирующих изображение, изложить основы теории Аббе—Портера и познакомить студентов со специальными методами наблюдения фазовых объектов.

Для количественного описания наблюдаемых дифракционных явлений используется интеграл (3.13). В дальней зоне, когда $OP = b \gg r_0^2/\lambda$ (r_0 — характерный поперечный масштаб дифракционного экрана), дифракционный интеграл записывается в виде

$$A(P) = \frac{1}{i\lambda} \frac{e^{ikb}}{b} \iint_{\Sigma} A_{\Sigma}(\xi, \eta) e^{ik\xi\xi + ik\eta\eta} d\xi d\eta. \quad (3.20)$$

Здесь $A_{\Sigma}(\xi, \eta)$ — комплексная амплитуда падающей волны на поверхности дифракционного экрана, на плоскости которого введены декартовы координаты ξ и η с началом в точке O , k_{ξ} и k_{η} — проекции на оси $O\xi$ и $O\eta$ вектора \mathbf{k} , проведенного из начала координат в точку P . Обозначая

$$A_{\Sigma}(k_{\xi}, k_{\eta}) = \iint_{\Sigma} A_{\Sigma}(\xi, \eta) e^{ik_{\xi}\xi + ik_{\eta}\eta} d\xi d\eta, \quad (3.21)$$

окончательно имеем

$$A(P) = \frac{1}{i\lambda} \frac{e^{ikb}}{b} A_{\Sigma}(k_{\xi}, k_{\eta}),$$

$$I(P) = |A(P)|^2 = \frac{1}{\lambda^2 b^2} |A_{\Sigma}(k_{\xi}, k_{\eta})|^2. \quad (3.22)$$

Полученные формулы указывают на то, что комплексная амплитуда дифрагировавшего поля по направлению, задаваемому вектором $\mathbf{k} = \{k_{\xi}, k_{\eta}\}$, определяется фурье-составляющей двумерного возмущения в плоскости дифракционного экрана с пространственными частотами k_{ξ} и k_{η} .

Для более глубокого понимания этого важного вывода целесообразно рассмотреть и продемонстрировать дифракцию от амплитудной гармонической решетки, на которую нормально падает плоская волна амплитуды A_0 . Тогда, очевидно, $A_{\Sigma}(\xi) = A_0 \cos \frac{2\pi}{d} \xi$, где d — период функции пропускания $T(\xi) = \cos \frac{2\pi}{d} \xi$, определяющий пространственную частоту возмущения $k^0 |\xi| = 2\pi/d$. Вычисляя по формуле (3.21) $A_{\Sigma}(k_{\xi})$, получим

$$A_{\Sigma}(k_{\xi}) = A_0 \int_{-\infty}^{\infty} \cos k_{\xi}^0 \xi e^{ik_{\xi}\xi} d\xi = A_0 \pi [\delta(k_{\xi} + k_{\xi}^0) + \delta(k_{\xi} - k_{\xi}^0)],$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака.

Отсюда ясно, что дифракционная картина имеет лишь два максимума при $k_{\xi} \pm k_{\xi}^0 = 0$, направления на которые находятся из условия

$$d \cos \alpha = \pm \lambda. \quad (3.23)$$

Здесь $\cos \alpha = k_{\xi}/k$ — направляющий косинус вектора \mathbf{k} .

С этой точки зрения во всех описываемых нами демонстрациях делается акцент на то, что дифракционная картина, полученная от произвольного дифракционного объекта, может рассматриваться как суперпозиция возмущений, образованных при дифракции гармонически модулированных по пространству волн. Каждая из этих волн, обладая фиксированной про-

странственной частотой, в совокупности образует волновое поле в плоскости дифракционного объекта

$$A_{\Sigma}(\xi, \eta) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint A_{\Sigma}(k_{\xi}, k_{\eta}) e^{-ik_{\xi}\xi - ik_{\eta}\eta} dk_{\xi} dk_{\eta}. \quad (3.24)$$

§ 4. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА СТОЯЧЕЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ

I. Демонстрация дифракции света на стоячей гиперзвуковой волне [12] является весьма наглядным экспериментальным подтверждением справедливости фурье-подхода к задачам дифракции в дальней зоне.

Если плоская монохроматическая волна амплитуды A_0 распространяется в упругой среде, в которой в поперечном направлении возбуждена стоячая акустическая волна с возмущением плотности $\delta\rho$ вида

$$\delta\rho(\xi, t) = (\delta\rho)_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda_{\text{зв}}} \xi \cos 2\pi ft,$$

то последняя приводит к появлению оптической неоднородности, определяемой соответствующим изменением показателя преломления

$$n(\xi, t) = n_0 + \delta n(\xi, t) = n_0 + (\delta n)_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda_{\text{зв}}} \xi \cos 2\pi ft. \quad (3.25)$$

Здесь f — акустическая частота колебаний, $\lambda_{\text{зв}}$ — длина звуковой волны, $v_{\text{зв}}$ — скорость ее распространения. Величина $(\delta n)_0 =$

$= \frac{\partial n}{\partial \rho} (\delta\rho)_0$ зависит от интенсивности возбуждения стоячей волны. Появление оптической неоднородности (3.25) приводит к фазовой модуляции плоской волны, выражение для комплексной амплитуды которой на выходе из среды протяженностью l имеет вид

$$A_{\Sigma}(\xi, t) = A e^{ik l n(\xi, t)} = A e^{ik l n_0} \exp \left[ikl (\delta n)_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda_{\text{зв}}} \xi \cos 2\pi ft \right]. \quad (3.26)$$

При малой оптической неоднородности $((\delta n)_0/n_0 \ll 1)$

$$A_{\Sigma}(\xi, t) \approx A e^{ik l n_0} \left[1 + ikl (\delta n)_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda_{\text{зв}}} \xi \cos 2\pi ft \right]. \quad (3.27)$$

Таким образом, синусоидальная фазовая решетка с пространственной частотой $k_{\xi}^0 = 2\pi/\lambda_{\text{зв}}$, модулирующая волновое поле в плоскости $\xi O\eta$, при малой глубине модуляции фазы подобно амплитудной решетке приводит к дифракции плоской волны всего лишь по двум направлениям, для которых $k_{\xi}^0 = \pm k_{\xi}$, или $2\pi/\lambda_{\text{зв}} = \pm k \cos \alpha$. Отсюда углы дифракции определяются из условия $\cos \alpha = \pm \lambda/\lambda_{\text{зв}}$. При увеличении амплитуды стоячей

волны в разложении (3.27) необходимо учитывать члены более высокого порядка малости $(\delta n)_0/n_0$, в которых будут сохраняться кратные пространственные частоты $k_{\xi m}^0 = mk_{\xi}^0 = m \frac{2\pi}{\lambda_{\text{зв}}}$.

Это эквивалентно появлению в (3.26) новых фурье-гармоник с пространственным периодом $d_m = \lambda_{\text{зв}}/m$. Для них будут существовать свои пары дифракционных максимумов, направления на которые определяются из условия $d_m \cos \alpha = \pm \lambda$ или $\cos \alpha = \pm m\lambda/\lambda_{\text{зв}}$. Обогащение углового спектра A_x фиксируется в эксперименте появлением дополнительных, хотя и менее ярких, дифракционных максимумов. Следует отметить, что приведенные рассуждения относятся к случаю дифракции Рамана—Ната. Для этого случая длина упругой среды $l < \lambda_{\text{зв}}^2/\lambda$. Если же имеет место обратное неравенство, — происходит дифракция Брэгга, при которой наблюдается только одна пара дифракционных максимумов независимо от глубины фазовой модуляции световой волны [13].

II. В лекционном эксперименте световой пучок He—Ne-лазера направляется на кристалл αHfO_3 , в котором поперек направления распространения лазерного луча возбуждается стоячая акустическая волна. Кристалл αHfO_3 изготовлен в виде параллелепипеда размером $10 \times 13 \times 17$ мм, из-за его большой гигроскопичности защищен от атмосферного воздействия приклеенными к его шести граням тонкими стеклянными пластинками. К верхней грани кристалла приклеена пьезоэлектрическая тонкая пластинка размером 8×8 мм, на широкие поверхности которой нанесены слои токопроводящего клея и прикреплены два вывода, подпаянные к высокочастотному разъему СР-75. Кристалл и разъем закреплены на рейтерном столике. Высокочастотное напряжение подводится от генератора Г4-119-А. При выбранных параметрах пьезовибратора эффективное возбуждение стоячей волны наблюдается вблизи частоты $f \sim 80$ МГц. Для компенсации емкостной нагрузки, каковой является пьезоэлектрическая пластинка, параллельно к выводам последней подпаивается маленькая катушка индуктивности, содержащая 4 витка проволоки толщиной 1 мм с диаметром витка около 8 мм. Мощность, подводимая от генератора по высокочастотному кабелю с волновым сопротивлением 75 Ом, не превышает 1 Вт.

Эксперимент проводится в следующей последовательности. После того как горизонтальный световой пучок He—Ne-лазера, пройдя через кристалл αHfO_3 , попадает на экран, устанавливают частоту генератора вблизи $f \sim 80$ МГц и постепенно увеличивают от нуля его выходную мощность. При мощности $\sim 0,1$ Вт подстройкой частоты генератора добиваются появления двух дифракционных максимумов 1-го порядка, симметрично расположенных по обе стороны относительно первоначального направления распространения светового пучка. Постепенно увеличивая мощность ВЧ-сигнала, наблюдают появление мак-

симумов 2-го и 3-го порядков. Затем, не меняя мощность на выходе генератора, плавно уменьшают его частоту. Дифракционная картина вначале пропадает, а затем появляется на другой резонансной частоте пьезовибратора. Поскольку в этом случае период акустической решетки увеличивается, то углы дифракции уменьшаются и дифракционные максимумы располагаются ближе друг к другу.

В ходе проведения эксперимента полезно оценить частоту стоячей волны. Так, на экране, удаленном на расстояние $b=5$ м от кристалла, смещение максимума первого порядка $x \approx 12$ см, поэтому $\lambda_{зв} = \lambda / \cos \alpha \approx 24$ мкм. При скорости звука $v_{зв} \sim 2 \cdot 10^3$ м/с частота $f \sim 80$ МГц. В заключение отметим, что при длине используемого кристалла $l=17$ мм и параметре $\lambda_{зв}^2/\lambda \approx 1$ мм в эксперименте реализуется промежуточный случай между дифракцией Брэгга и Рамана — Ната, поскольку эффективная толщина акустооптического модулятора меньше длины кристалла. Она определяется линейными размерами пьезовибратора и не превышает 8 мм.

§ 5. ДИФРАКЦИЯ НА ПРЯМОУГОЛЬНОМ ОТВЕРСТИИ

I. Если плоская световая волна падает нормально на прямоугольное отверстие размером $d_1 \times d_2$, то волновое возмущение на выходе из него

$$A_{\Sigma}(\xi, \eta) = \begin{cases} A_0; & |\eta| \leq d_2/2; & |\xi| \leq d_1/2; \\ 0; & |\eta| > d_2/2; & |\xi| > d_1/2. \end{cases}$$

Распределение интенсивности в дифракционной картине получается из формулы (3.22) равным

$$I(P) = \frac{I_0 (d_1 d_2)^2}{\lambda^2 b^2} \sin^2 \left(\frac{\pi d_1 \cos \alpha}{\lambda} \right) \sin^2 \left(\frac{\pi d_2 \cos \beta}{\lambda} \right). \quad (3.28)$$

Здесь $I_0 = A_0^2$, $\cos \alpha = k_{\xi}/k$ и $\cos \beta = k_{\eta}/k$ — направляющие косинусы вектора \mathbf{K} .

В процессе эксперимента делается акцент на три важных момента:

а) проводя пространственно-временную аналогию и рассматривая прямоугольный видеоимпульс с амплитудой

$$A(t) = \begin{cases} A_0 & |t| \leq \tau/2, \\ 0 & |t| > \tau/2 \end{cases}$$

и длительностью τ отмечают подобие его спектральной плотности $|A(\omega)|^2 = A_0^2 \tau^2 \sin^2 \left(\frac{\omega \tau}{2} \right)$ распределению интенсивности (3.28), в котором пространственные частоты равны:

$k_{\xi} = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha$ и $k_{\eta} = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \beta$, а «длительности» — d_1 и d_2 ;

б) обращают внимание на положение минимумов дифракционной картины, определяемых направляющими косинусами: $\cos \alpha = \pm \frac{m_1 \lambda}{d_1}$; $\cos \beta = \pm \frac{m_2 \lambda}{d_2}$. В этой связи отмечают отсутствие в пространственном спектре кратных частот

$$k'_\xi = \frac{2\pi}{d_1} m_1 \text{ и } k'_\eta = \frac{2\pi}{d_2} m_2;$$

в) наконец, важный вопрос — величина интенсивности в центре дифракционной картины $I(0)$, которую студенты ошибочно отождествляют с интенсивностью падающей волны I_0 . Величина $I(0)$ может быть легко получена из условия сохранения полной мощности пучка по трассе его распространения. Линейные размеры d' и d'' центрального прямоугольного максимума нулевого порядка, получаемого на экране, удаленного на расстояние b , равны: $d' = b\lambda/d_1$; $d'' = b\lambda/d_2$. Считая, что в пределах этого максимума интенсивность $I(0) \approx \text{const}$, запишем условия сохранения мощности в виде $I_0 d_1 d_2 = I(0) d' d''$. Отсюда

$$I(0) = \frac{I_0 d_1 d_2}{d' d''} = \frac{I_0 (d_1 d_2)^2}{\lambda^2 b^2}$$

и в точности совпадает с его значением, входящим в формулу (3.28).

II. В этой демонстрации пучок аргонового лазера направляется нормально на прямоугольное отверстие, представляющее собой две взаимно перпендикулярные раздвижные щели, закрепленные по соседству в одной оправе на рейтере. С помощью микрометрических винтов можно плавно изменять длины обеих сторон прямоугольного отверстия. На белом экране, удаленном на расстояние $b = 7$ м, наблюдается двумерная дифракционная картина, в которой ярко выражены дифракционные максимумы малых порядков. Манипулируя размерами отверстия, наблюдают не только изменение линейных размеров картины, но также и заметное изменение ее освещенности. Увеличивая размер одной из сторон прямоугольного отверстия, отмечают уменьшение линейных размеров картины в направлении, параллельном длинной стороне прямоугольного отверстия. Здесь может реализоваться случай, когда распределение интенсивности в направлении короткой стороны прямоугольника соответствует дифракции в дальней зоне и описывается формулой (3.28), а во взаимно перпендикулярном направлении — соответствует дифракции в ближней зоне и описывается при помощи интегралов Френеля. При дальнейшем удлинении стороны прямоугольного отверстия дифракционная картина становится одномерной, и распределение интенсивности в ней соответствует случаю дифракции на щели.

§ 6. ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ

I. Дифракцию света на дифракционных решетках можно отнести к самой важной серии демонстраций этого раз-

дела курса. Поэтому количественное описание демонстраций и их проведение должно выполняться наиболее подробно и тщательно.

В ходе проведения эксперимента с решетками в методическом плане решаются две важнейшие задачи. Во-первых, такие демонстрации позволяют весьма просто экспериментально получить и очень наглядно проиллюстрировать разложение волнового поля, модулированного в плоскости решетки, по пространственным (или угловым) частотам и исследовать этот угловой спектр. Во-вторых, при использовании в качестве источника света аргонового лазера, генерирующего две яркие спектральные линии с длинами волн $\lambda_1 = 488$ нм и $\lambda_2 = 514,5$ нм, удается непосредственно наблюдать работу дифракционной решетки как спектрального прибора. В эксперименте легко прослеживается, например, увеличение важнейшей характеристики решетки — угловой дисперсии — с увеличением порядка дифракции. При работе с решетками с различным числом штрихов на единицу длины меняются их основные спектральные характеристики, что легко наблюдается в ходе проведения демонстрации.

Целесообразным является показ явлений дифракции на регулярных двумерных структурах, образуемых двумя взаимно перпендикулярно ориентированными решетками. Такие демонстрации позволяют углубить представление о двумерном разложении Фурье. Помимо этого они являются переходным «мостиком» к изложению явления дифракции на трехмерных структурах, наиболее важные аспекты которого находят свое выражение при дифракции рентгеновских лучей в кристаллах и рассеянии света.

Теоретическое описание явления может быть легко проведено с использованием основной формулы (3.22). Если представить решетку как одномерную периодическую структуру с функцией пропускания $T(\xi) = T(\xi + D)$, имеющую N штрихов, то нормально падающая плоская волна с амплитудой A_0 промодулируется и на выходе из решетки, и ее комплексная амплитуда примет вид $A_x(\xi) = A_0 T(\xi)$. Вычисляя далее пространственную фурье-амплитуду по формуле (3.21) и подставив результат в (3.22) для распределения вдоль направления, параллельного оси 0ξ , находим

$$I(P) = I_1(P) \frac{\sin^2 \frac{N k_\xi D}{2}}{\sin^2 \frac{k_\xi D}{2}}, \quad (3.29)$$

где

$$I_1(P) = \frac{I_0}{\lambda^2 b^2} \left| \int_0^{\eta_0 D} \int_0^{\xi_0 D} T(\xi) e^{i k_\xi \xi + i k_\eta \eta} d\xi d\eta \right|^2 - \quad (3.30)$$

распределение интенсивности при дифракции волны на одном периоде D решетки, зависящее от конкретного вида функции пропускания $T(\xi)$; $I_0 = A_0^2$; η_0 — протяженность отдельного штриха решетки. В одномерной задаче вместо направляющего угла принято пользоваться углом дифракции φ , поэтому $k_\xi = k \cos \alpha = k \sin \varphi$.

При анализе распределения интенсивности, даваемого формулой (3.29), важно отметить, что положение главных дифракционных максимумов определяется лишь периодом решетки D .

Оно находится из условия $\frac{k_\xi D}{2} = \pm m$ или соответствует ярко выраженным в угловом спектре пространственно-модулированного решеткой волнового поля кратным пространственным частотам $k_{\xi m} = \frac{2\pi}{D} m$ с соответствующим им пространственным пе-

риодом $D_m = D/m$. Этот результат очень нагляден и находится в полном соответствии с результатами фурье-анализа периодического сигнала, в спектре которого преобладают гармоники с кратными периодами.

Когерентное сложение дифрагированных на каждом из N штрихов решетки волн приводит к усилению интенсивности в дифракционных максимумах и N^2 раз, угловое положение которых определяется из условия $k_\xi = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \varphi = \pm \frac{2\pi}{D} m$, или

$D \sin \varphi = \pm m\lambda$. Угловая ширина дифракционного максимума равна половине расстояния между двумя соседними дополнительными минимумами: $\delta\varphi = \frac{\lambda}{ND}$.

В ходе проведения демонстрации, исходя из конкретных условий эксперимента, оценивают важнейшие спектральные характеристики используемых решеток: угловую дисперсию $D_\varphi = \frac{m}{D \cos \varphi}$; дисперсионную область $\Delta\lambda = \lambda/m$ и разрешающую способность $R = mN$.

II. Демонстрация дифракционных явлений проводится вначале с одномерными дифракционными решетками. С этой целью горизонтальный световой пучок аргонового лазера вначале попадает на наклонное зеркало, после отражения от которого распространяется под углом 45° к горизонту. На пути светового пучка помещается вращающаяся обойма с смонтированными в нее четырьмя фазовыми дифракционными решетками, изготовленными в ГОИ. Все решетки, имеющие длину около 2 см каждая, обладают различным числом штрихов на единицу длины: $n_1 = D_1^{-1} = 50 \text{ мм}^{-1}$; $n_2 = D_2^{-1} = 100 \text{ мм}^{-1}$; $n_3 = D_3^{-1} = 200 \text{ мм}^{-1}$ и $n_4 = D_4^{-1} = 600 \text{ мм}^{-1}$. Когда световой пучок попадает на любую из этих решеток, то за ними в запыленном или задымленном воздухе наблюдается великолепный веер лучей, расходящихся по направлениям главных дифракционных максимумов (рис.

3.7). На белом потолке аудитории, выполняющем роль экрана, наблюдается дифракционная картина в виде цепочки отдельных ярких пятен — главных дифракционных максимумов, соответствующих двум спектральным линиям излучения аргонового лазера, хорошо разрешаемых во всех порядках дифракции. При этом очень хорошо наблюдается увеличение расстояния между голубым ($\lambda_1 = 488 \text{ нм}$) и зеленым ($\lambda_2 = 5145 \text{ нм}$) дифракционными максимумами по мере возрастания их порядка, что соответствует увеличению угловой дисперсии решетки. В наблюдаемых малых порядках дифракции (число дифракционных максимумов, уместающихся на потолке, не более двух десятков) минимальная область свободной дисперсии решетки ($\Delta\lambda = \lambda/10 = 500 \text{ нм}$) намного превосходит ширину спектрального интервала лазера $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 26,5 \text{ нм}$, поэтому наложения или перекрытия различно окрашенных картин не происходит.

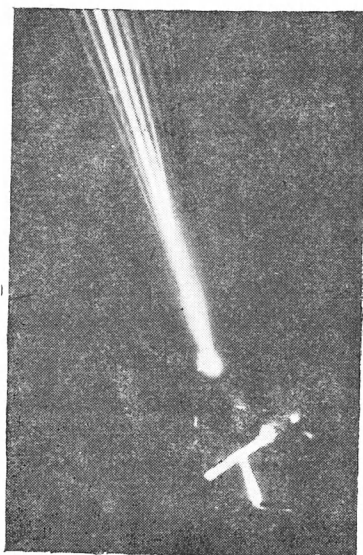


Рис. 3.7. Вепр лучей, возникающий при дифракции лазерного луча на одномерной решетке

Демонстрацию уместно начать с решеткой, содержащей малое число штрихов на единицу длины, а затем, последовательно увеличивая этот параметр, наблюдать модификацию дифракционной картины, главные особенности которой состоят в уменьшении линейных размеров дифракционных максимумов, увеличении угловой дисперсии и, как результат, в возрастании разрешающей способности решеток. При освещении решетки с периодом $D_1 = 2 \cdot 10^{-1} \text{ мм}$, пучком шириной 6 мм, число рабочих штрихов оказывается равным 300 и ее разрешающая сила уже в первом порядке дифракции оказывается заведомо достаточной для разрешения двух спектральных линий излучения лазера.

Проследив основные закономерности дифракции, заменяют одномерные решетки двумерной, образованной двумя дифракционными решетками, вмонтированными во вращающуюся относительно горизонтальной оси оправу, закрепленную на рейтерном столике. При взаимно перпендикулярной ориентации решеток наблюдают двумерную дифракционную картину, представляющую собой двумерное разложение волнового поля в плоскости решеток по угловым частотам (рис. 3.8). Отмечают положение главных дифракционных максимумов, определяемых

кратными пространственными частотами $k_{\text{эм}} = \frac{2\pi}{D_1} m_1$,

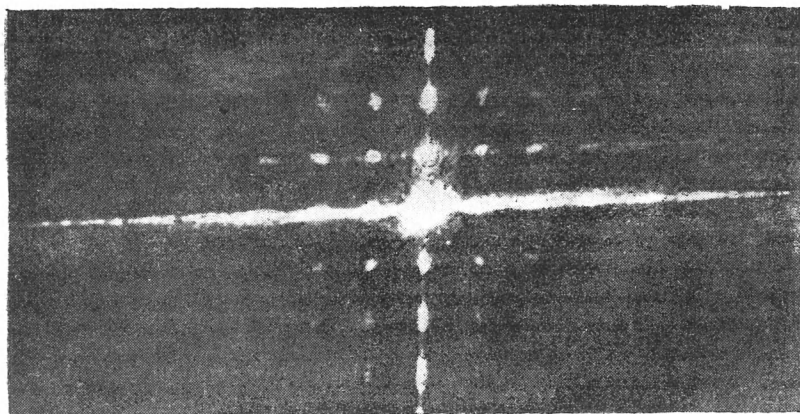


Рис. 3.8. Двумерная дифракционная картина, возникающая при дифракции лазерного луча на двух скрещенных одномерных решетках

$k_{\eta m} = \frac{2\pi}{D_2} m_2$, в выражениях для которых D_1 и D_2 — периоды обеих решеток. Обращают внимание на выполнение условий для дифракционных максимумов при двумерной структуре для любой длины волны падающего излучения.

§ 7. РОЛЬ ДИФРАКЦИИ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

I. Важнейшая роль дифракции при формировании оптического изображения с помощью целого ряда оптических систем может быть эффектно проиллюстрирована демонстрацией опытов Аббе — Портера. С точки зрения представления о дифракции Фраунгофера как о физическом процессе, непосредственно приводящем к разложению поля дифрагировавшей волны по угловым частотам, роль дифракции сводится к оптической фильтрации этих частот за счет конечной апертуры оптических элементов систем, формирующих изображение. Поэтому возмущение с отфильтрованным пространственным спектром в плоскости изображения будет соответствовать неадекватному отображению исследуемого объекта [1]. В описываемых ниже экспериментах фильтрация угловых частот осуществляется искусственно, в результате чего легко обнаруживается различие оригиналов и изображения, даваемого одной линзой.

Особо следует остановиться на возможности наблюдения малоcontrastных или вообще неразличимых фазовых объектов с применением специальных методов наблюдения. В наших экспериментах демонстрируется один из них — метод темного поля.

II. Демонстрация фильтрации угловых частот осуществляется на установке, схема которой изображена на рис. 3.9. Излуче-

ние He—Ne-лазера ЛГ-75 падает нормально на проволочную сеточку 1, изготовленную из очень тонкой проволоки толщиной 0,1 мм, образующей квадратные ячейки со стороной квадрата $D=0,4$ мм. Сеточка выполняет роль оригинала. В непосред-

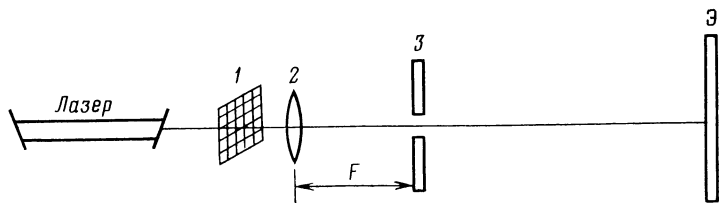


Рис. 3.9. Схема демонстрационной установки, при помощи которой наблюдается влияние дифракции на качество оптического изображения

венной близости от нее размещается собирающая линза 2 с фокусным расстоянием ≈ 5 см, дающая на экране Э, удаленном на 5 м, увеличенное изображение сетки. В процессе эксперимента линза 2 может перемещаться вдоль оптической скамьи для получения резкого изображения сетки. В фокальной плоскости линзы F появляется очень мелкая дифракционная картина, являющаяся первичным изображением. Для наглядности аналог первичного изображения может одновременно демонстрироваться в виде двумерной дифракционной картины, описанной в предыдущем параграфе. В фокальной плоскости линзы устанавливается раздвижная щель 3, плавно меняющая свою ширину при помощи микрометрического винта. Смонтированная в круглой вращающейся оправе щель может осуществлять фильтрацию угловых частот по различным направлениям.

В начале демонстрации щель ориентируют вертикально и, постепенно уменьшая ее ширину, наблюдают размывание изображения сетки в горизонтальном направлении. После того как отфильтруются пространственные частоты с индексами $m_1 \geq 1$; $m_2 \geq 0$ (см. § 6), в первичном изображении останется вертикальная цепочка дифракционных максимумов, а на экране сформируется одномерное изображение, соответствующее объекту в виде параллельно расположенных и ориентированных горизонтально тонких проволочек.

Не меняя затем ширину щели, постепенно поворачивают ее в обойме. При этом отфильтрованный угловой спектр имеет более сложную структуру. Однако присутствие в нем угловых (пространственных) частот с индексами $m_1 \neq 0$ и $m_2 \neq 0$ приводит к образованию хотя и усложненной, но по-прежнему двумерной картины изображения объекта.

§ 8. МЕТОД ТЕМНОГО ПОЛЯ

I. Метод темного поля, как известно, с успехом применяется для наблюдения малоcontrastных объектов. Суть ме-

года заключается в фильтрации в первичном изображении дифракционного максимума с индексами $m_1=m_2=0$. Такая фильтрация приводит к уничтожению во вторичном изображении постоянной составляющей волнового поля, в результате чего намного повышается контрастность наблюдаемого изображения [1].

Следует, однако, отметить, что при работе с реальными объектами дифракционная картина (первичное изображение) оказывается достаточно сложной и не всегда дискретной, поэтому выделение нулевого дифракционного максимума в чистом виде подчас достаточно сложная задача. Однако для целей лекционного эксперимента вполне подходящей является фильтрация некоторой малой области дифракционной картины, локализованной около нулевого максимума. Даже при такой грубой фильтрации легко удается улучшить контрастность изображения, что и является целью метода.

II. В эксперименте пучок аргонового лазера с помощью двух собирающих линз, образующих телескопическую систему, расколлимится, приобретает радиус около 2 см, после чего освещает объект. Последний представляет собой небольшую плоскопараллельную кювету толщиной около 3 см. Кювета заполняется водой, а сверху при помощи пинцета в нее погружают кусочек сахара, находящийся в теневой области непосредственно над пучком. Ниспадающие струйки сахарного раствора производят слабую амплитудно-фазовую модуляцию падающей волны. Увеличенное изображение кюветы проектируется на экран при помощи линзы, имеющей фокусное расстояние 16 см. Перемещая линзу вдоль направления распространения пучка, добиваются резкого изображения водного раствора сахара. Отмечают малую контрастность полученного изображения. После этого в фокус используемой линзы помещают непрозрачный диск размером в однокопеечную монету и отмечают, что светлый фон исчезает, а изображение становится значительно контрастнее.

§ 9. ГОЛОГРАФИЯ

I. Голография — быстро развивающаяся область современной когерентной оптики. Благодаря ряду своих уникальных свойств голография нашла широкое применение в таких направлениях прикладной физики, как трехмерная фотография, поиск, распознавание и обработка оптических изображений, микроскопия, анализ вибраций и малых смещений, передача изображений через искажающую среду, изготовление голографических линз, зеркал и дифракционных решеток и др. В настоящее время накоплен обширный материал по теоретическим и прикладным аспектам голографии, который послужил основой для создания специальных курсов лекций и специального физического практикума по голографии [14], где достаточно подробно изложены теоретические основы голографии в форме, впол-

не доступной для студентов второго курса. В связи с этим мы не будем сколько-нибудь подробно останавливаться на теоретических основах голографии и голографических методах исследования, а кратко остановимся лишь на физических идеях голографии, которые обычно и иллюстрируются в лекционном эксперименте в курсе общей физики.

Голография — двухступенчатый процесс безлинзовой регистрации и последующего восстановления волнового фронта от изучаемого объекта. Рассмотрим части этого процесса более подробно. Пусть объект освещается плоской монохроматической волной. Тогда после отражения от объекта пойдет новая волна, которую мы условно будем называть «сигнальной», в распределении фаз и амплитуд на волновом фронте которой будет содержаться полная информация об образе объекта. Задача первой части процесса — зафиксировать эту информацию. Так как обычная фотография регистрирует только распределение интенсивности, то, чтобы зафиксировать распределение фаз, необходимо перевести фазовую информацию в амплитудную. Как известно, это можно осуществить, если воспользоваться второй «опорной» волной, распределение фаз и амплитуд которой известно и которая была бы когерентна «сигнальной» волне. Тогда в результате интерференции в плоскости фотопластины возникает интерферограмма, несущая информацию об объекте.

Действительно, пусть комплексная амплитуда сигнальной волны $\hat{a}(x, y) = a(x, y)e^{-i\varphi(x, y)}$, а «опорной» волны $\hat{A}(x, y) = A(x, y)e^{-i\psi(x, y)}$. Тогда в плоскости пластины суммарная интенсивность

$$I(x, y) = |A(x, y)|^2 + |a(x, y)|^2 + 2A(x, y)a(x, y)\cos[\varphi - \psi].$$

Как видно, в распределении интенсивности содержится полная информация как о фазе, так и об амплитуде «сигнальной» волны $\hat{a}(x, y)$. Если теперь проэкспонировать фотопластинку в поле этих двух волн, а затем проявить ее, мы получим негатив интерференционного поля — собственно голограмму. При этом следует побеспокоиться, чтобы находиться на линейном участке кривой почернения и чтобы разрешающая способность эмульсии была достаточна, чтобы разрешить высокие пространственные частоты.

Если интенсивность «опорной» волны $A_0(x, y) = A_0$ постоянна на всей поверхности пластины и $A_0 \gg a(x, y)$, то амплитудный коэффициент пропускания голограммы

$$\tau(x, y) = \tau_0(x, y) + \gamma[|a|^2 + (A^*a) + (Aa^*)],$$

где γ — коэффициент контрастности, обусловленный наклоном характеристической кривой в рабочей точке и временем экспозиции. Получив запись в виде голограммы волны от объекта, перейдем ко второй части процесса — восстановлению волнового фронта «сигнальной» волны. Для этой цели осветим нашу голограмму волной $B(x, y)$, которая точно совпадает с «опорной»

волной $A(x, y)$. Тогда амплитуда волны B , прошедшей через голограмму,

$$B(x, y)\tau(x, y) = \tau_0 B + \gamma a a^* B + \gamma A^* B a + \gamma A B a^* = C_1 + C_2 + C_3 + C_4.$$

Отмечаем, что член $C_3(x, y) = \gamma A^* B a = \gamma |A|^2 a$ с точностью до постоянного множителя является копией исходного волнового фронта «сигнальной» волны.

Таким образом, за счет интерференции с опорным пучком происходит перевод фазовой информации в амплитудную, фотопластинка линейно переводит распределение интенсивности в распределение почернения, и опять опорная волна, проходя через голограмму, за счет дифракции создает систему волн, две из которых являются копией (или комплексно-сопряженной — член C_4) «сигнальной» волны.

Дальнейшая конкретизация создания изображения определяется конкретными схемами съемки и восстановления голограмм, которых в настоящее время разработано большое количество. Все это многообразие специальных схем можно разделить на три группы, представители которых и демонстрируются в лекционном эксперименте.

Первая группа — это голограммы Френеля, в которых кривизна фронта «сигнальной» волны существенно отличается от кривизны фронта «опорной» волны (обычно в качестве последней используют плоскую волну). При восстановлении голограмм этой группы (как показано выше) возникают две комплексно-сопряженные восстановленные волны, дающие действительное и мнимое изображения объекта.

Вторая группа — голограммы Фурье, в которых кривизны фронтов «сигнальной» и «опорной» волн совпадают или очень близки. Обычно эти схемы используются для получения голограмм приблизительно плоских объектов. При восстановлении голограмм Фурье при помощи плоской волны помимо непродифрагированного пучка возникают две симметричные плоские волны, дающие локализованные в бесконечности два действительных изображения объекта.

Третья группа включает в себя так называемые голограммы Денисюка — голограммы, записанные на толстослойных фотографических эмульсиях. Их главной особенностью является возможность восстановления голограммы в белом свете.

II. Процесс получения голограммы является достаточно сложным и длительным, требующим большого времени на экспозицию, проявление и фиксирование фотопластины, и поэтому не может быть показан в лекционном эксперименте. Обычно голограмму готовят в лабораторных условиях, а на лекциях демонстрируют процесс восстановления волнового фронта и получения изображения [1, 11, 15].

В связи с этим демонстрация обычно начинается с показа голограммы в увеличенном виде на экране при помощи диапроектора. Обращается внимание, что по внешнему виду голограмм-

ма не имеет ничего общего с изображением объекта. Поясняется, что видные в отдельных местах голограммы типичные концентрические интерференционные кольца не относятся к самой голограмме объекта, а есть результат дифракции «опорной» волны на случайных пылинках, оказавшихся на ее пути.

Далее демонстрируют процесс восстановления волнового фронта голограммы и получение изображения. После объяснения схемы, по которой получены демонстрируемые голограммы, собирают схемы восстановления и формирования изображения. Так как мнимое изображение, как правило, наблюдается в довольно узком конусе дифрагированных на голограмме лучей, что неудобно для демонстрации в большой аудитории, обычно демонстрируют процесс получения действительного изображения объекта.

Проще всего этот процесс демонстрируется при наличии фурье-голограммы. Голограмму располагают перпендикулярно к лучу лазера ЛГ-38 или ЛГ-75 и наблюдают продифрагированные пучки непосредственно на экране, расположенном на расстоянии 3—5 м от голограммы. Обычно в этом случае голографируемым объектом является текст или какое-либо графическое построение, и на экране наблюдают симметрично относительно пятна от непродифрагированной части луча лазера два развернутых на 180° изображения голографируемого объекта. Обращается внимание, что первичный луч лазера имеет малое сечение ($d \sim 3$ мм) по сравнению с размером голограммы. Таким образом, для создания изображения используется только малая часть голограммы, освещаемая первичным пучком. Перемещая голограмму в плоскости, перпендикулярной лучу лазера, убеждаются, что при этом изображение не изменяется. Подчеркивается, что каждая, даже малая, часть голограммы несет полную информацию об объекте (сравнить с обычной фотографией).

При демонстрации голограммы Френеля в качестве голографируемых объектов обычно выбирают какие-либо фигуры (самовар или группу шахматных фигур). Действительное изображение оказывается достаточно малым для большой аудитории и его демонстрируют на экране при помощи дополнительного проекционного объектива. Чтобы яркость изображения была больше, лучше воспользоваться аргоновым лазером. Голограмму устанавливают под углом дифракции к лазерному лучу и, слегка перемещая ее перпендикулярно оси, демонстрируют на экране соответствующий поворот изображения, отмечая при этом наличие параллаксического эффекта в наблюдении изображения [11].

Голограммы Денисюка, которые должны быть достаточно большого размера, демонстрируют в параллельном пучке белого света от дугового проекционного фонаря. Голограмму поворачивают в разные стороны так, чтобы направление брэгговского отражения поочередно попадало в различные части аудитории.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Введение

Создание лазеров привело к качественно новым явлениям взаимодействия излучения с веществом, наблюдаемым в сильных световых полях. При воздействии световых полей с напряженностью, сравнимой с напряженностью внутриатомного поля $E_a \approx 10^9$ В/см, становится ощутимым нелинейный отклик среды на воздействие высокоинтенсивного излучения. По этой причине среда становится нелинейной. В ней нарушается принцип суперпозиции оптических полей и может возникать интенсивный энергообмен между распространяющимися волнами и самой средой. При рассмотрении взаимодействия мощной световой волны со средой необходим учет изменения оптических и других физических ее свойств под влиянием электрического поля волн. С методической точки зрения очень важно различать процессы, которые определяются интенсивностью излучения (и соответственно напряженностью электрического поля E) от тех нелинейных процессов, в которых главную роль играет суммарная энергия излучения.

К первой группе процессов относятся такие важнейшие нелинейные оптические эффекты, как генерация гармоник, параметрические процессы, различные явления вынужденного рассеяния света, некоторые режимы самовоздействия волн и др. Для описания этих явлений необходим учет нелинейной зависимости и показателя преломления среды от напряженности электрического поля волны. Ко второй группе явлений следует прежде всего отнести всевозможные разрушения оптических и других материалов, обусловленные величиной поглощенной энергии излучения.

Не имея возможности в какой-либо удовлетворительной степени охватить очень большое число нелинейных оптических явлений, мы ограничимся демонстрацией наиболее важных из них, таких, которые, с одной стороны, относительно просто осуществить и наблюдать на лекции без применения специальной регистрирующей аппаратуры, а с другой стороны, — таких, которые являются в своем классе явлений наиболее важными и фундаментальными.

В разделе нелинейной оптики, касающемся генерации гармоник и параметрических процессов, особую роль занимает явление

ние генерации второй гармоники (ГВГ), с получения которой и начало развиваться это направление исследований. Демонстрация этого явления и открывает представленный ниже цикл демонстраций.

Другим важным нелинейным эффектом является вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР), играющее исключительно важную роль во многих задачах молекулярной спектроскопии. В отличие от вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) и рэлеевского рассеяния сдвиг частоты у стоксовой компоненты при ВКР столь велик, что легко фиксируется визуально.

В широком классе явлений самовоздействия света (СВ), оказывающих подчас определяющее влияние на характер распространения лазерного излучения, тепловое самовоздействие (ТСВ) является наиболее низкороговым эффектом и поэтому занимает особое место среди аналогичных нелинейных явлений. Замечательная особенность ТСВ состоит в том, что это явление легко наблюдается при распространении даже слабого квазинепрерывного лазерного излучения с мощностью, не превышающей 10 мВт во многих жидкостях и твердых телах.

Во многих практически важных случаях, особенно при создании мощных лазерных систем, сталкиваются с предельной оптической прочностью материалов, ограничивающей предельные энергетические характеристики таких систем. Порог разрушения материалов определяется либо максимальной величиной напряженности электрического поля волны (как это имеет место чаще всего у оптически чистых диэлектриков), либо определяется величиной энергии излучения, поглощенной материалом, в котором присутствуют примеси и другие включения. Иллюстрированными примерами к этим рассуждениям могут являться электрический пробой воздуха сфокусированным лазерным импульсом и прожигание маленьких отверстий в тонкой металлической фольге.

§ 1. ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

I. Физика многих нелинейных эффектов, в том числе и рассматриваемого, лежит в непропорциональной зависимости поляризуемости среды P от напряженности электрического поля

$$P(F) = \kappa E + \chi EE + \phi EEE + \dots \quad (4.1)$$

Записанное выражение есть разложение зависимости $P(E)$ по степеням поля E . Используя основы нелинейной теории дисперсии, базируемые на модели ангармонического осциллятора [16], можно показать, что каждый последующий член ряда (4.1) меньше предыдущего:

$$\frac{\chi E^2}{\kappa E} \sim \frac{\phi E^3}{\chi E^2} \sim \frac{E}{E_a}.$$

В поле классических источников света, когда $E \ll E_a$, отношение $E/E_a \ll 1$. Это означает, что имеет место лишь линейная поляризация, определяемая величиной напряженности E и линейной поляризуемостью среды χ . В световом поле излучения лазерных источников отношение E/E_a возрастает на много порядков, и хотя оно по-прежнему не превосходит единицу, высокая временная когерентность лазера позволяет накапливаться в среде нелинейным явлениям, обусловленным наличием квадратичной χ , кубичной ϕ и т. д. поляризуемостей среды. Вследствие этого возникают интересные явления нелинейного взаимодействия волн, одно из которых — ГВГ — мы сейчас и рассмотрим.

Явление ГВГ является результатом проявления квадратичной нелинейности среды: $P_{\text{нл}} = \chi E^2$. Если в такой среде вдоль некоторого направления s распространяется плоская волна, называемая волной накачки, с напряженностью поля $E_1(t, s) = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 s)$, то возникает наводимая накачкой волна нелинейной поляризации, описываемая волновой функцией

$$P_{\text{нл}}(t, s) = \chi E_1^2 = \chi \frac{A_1^2}{2} + \frac{\chi A_1^2}{2} \cos(2\omega t - 2k_1 s). \quad (4.2)$$

Волновое число k_1 определяется частотой ω и дисперсией среды $n(\omega)$: $k_1 = \frac{\omega}{c} n(\omega)$.

Волна поляризации представляет собой источник вторичного излучения частоты 2ω , движущийся в среде с фазовой скоростью накачки

$$v_1 = \frac{ds}{dt} = \frac{c}{n(\omega)}.$$

Излучаемая волной поляризации монохроматическая волна удвоенной частоты (вторая гармоника) имеет напряженность электрического поля

$$E_2(t, s) = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 s) \quad (4.3)$$

и поляризована в одной плоскости с волной нелинейной поляризации. Поскольку $\omega_2 = 2\omega$, $k_2 = \frac{2\omega}{c} n(2\omega)$, то ее фазовая скорость

$$v_2 = \frac{ds}{dt} = \frac{c}{n(2\omega)}$$

и отлична от фазовой скорости волны поляризации. Из простых физических соображений ясно, что перекачка энергии из основной волны во вторую гармонику будет осуществляться наиболее эффективно, если фазовые скорости обеих волн одинаковы. Такое равенство скоростей реализуется при $n(\omega) = n(2\omega)$, или $k_2 = 2k_1$. Последнее условие, получившее название условия фазового синхронизма, можно в принципе осуществить двумя путями.

Первый из них основан на аномальном поведении дисперсионной кривой вещества вблизи линии поглощения. В этом случае, хотя и выполняется равенство $n(\omega) = n(2\omega)$, тем не менее сильное поглощение второй гармоники в области аномальной дисперсии усложняет задачу генерации второй гармоники.

Другой путь основан на использовании явления двойного лучепреломления в кристаллах. Если построить для иллюстрации поверхности нормалей Френеля, например, для отрицательного одноосного кристалла, соответствующие частотам ω и 2ω , лежащим в области нормальной дисперсии (рис. 4.1), то видно, что показатель преломления необыкновенной волны частоты 2ω равен показателю преломления обыкновенной волны частоты ω , если обе волны распространяются вдоль направления s , отмеченного на рисунке. В этом случае нелинейный кристалл вырезают так, что направление s (направление синхронизма), составляющее с оптической осью z угол синхронизма γ , перпендикулярно двум его противоположным сторонам. Волна второй гармоники, распространяющаяся вдоль s , является волной необыкновенной и поляризована в главной плоскости кристалла. Электрический вектор обыкновенной волны накачки совершает колебания в плоскости, перпендикулярной к главной.

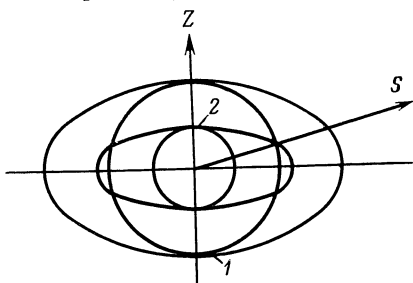


Рис. 4.1. Поверхности нормалей Френеля одноосного отрицательного кристалла, построенные для основной частоты ω (1) и частоты второй гармоники 2ω (2)

Случай трехфотонного взаимодействия относится к типу $o-o-e$ (два фотона накачки рожают один фотон второй гармоники). В случае же положительного кристалла реализуется тип взаимодействия $e-e-o$. В обоих случаях взаимодействие накачки и второй гармоники осуществляется в анизотропной среде через компоненты тензора квадратичной нелинейной поляризуемости χ_{ijk} , при этом $P_{nli} = \sum_{j=1}^3 \chi_{ijj} E_j^2$ (здесь для удобства записи осям x , y и z присвоены индексы 1, 2 и 3 соответственно).

В описываемом ниже эксперименте в качестве нелинейного преобразователя частоты используется кристалл LiNbO_3 , являющийся отрицательным одноосным кристаллом с углом синхронизма $\gamma \simeq \pi/2$. Этот кристалл, имеющий ось симметрии третьего порядка (ось z), вырезан перпендикулярно одной из кристаллографических осей, вдоль которой мы направим ось y . Взаимодействующие волны распространяются вдоль этой оси, причем электрический вектор E_1 обыкновенной волны накачки направ-

лен вдоль оси x (оси 1), а векторы \mathbf{E}_2 и $\mathbf{P}_{\text{нл}}$ совпадают с осью z (осью 3). При такой геометрии эксперимента

$$P_{\text{нл}} = \chi_{311} E_1^2 = \chi_{311} \frac{A_1^2}{2} \cos(2\omega t - 2k_1 y). \quad (4.4)$$

В этом выражении исключена постоянная составляющая вектора $\mathbf{P}_{\text{нл}}$, не играющая никакой роли при ГВГ. Волна поляризации (4.4), как указывалось ранее, является источником излучения второй гармоники (4.3). Вследствие относительной сложности выкладки приведем без вывода выражение для амплитуды второй гармоники, справедливое при не очень сильном нелинейном преобразовании

$$A_2 = \frac{2\pi\omega}{nc} \chi_{311} A_1^2 l, \quad (4.5)$$

где l — длина взаимодействия, определяемая в нашем случае протяженностью кристалла.

В современной литературе вместо компоненты тензора χ_{311} используются нелинейным коэффициентом $d_{31} = \chi_{311}$, который для кристалла LiNbO_3 равен $d_{31} = 4,2 \cdot 10^{-12}$ В/м. Для оценки удобно пользоваться безмерным коэффициентом преобразования во вторую гармонику $\eta = A_2^2 / A_1^2$, определяющим КПД процесса по преобразованию интенсивности:

$$\eta = \frac{4\pi^2\omega^2}{n^2 c^2} d_{31}^2 A_1^2 l^2 \cdot 100\%.$$

Оценка, проведенная по этой формуле, показывает, что при мощности накачки $P_1 \approx 10^4$ Вт, площади сечения пучка $\sigma = 1 \text{ мм}^2$, длине кристалла $l = 1$ см и $\lambda = 1,06$ мкм КПД процесса по преобразованию интенсивности $\eta \approx 10\%$.

II. В лекционном эксперименте источником волны накачки является импульсный лазер на неодимовом стекле «Плавность», конструкция и параметры излучения которого описаны в первой главе. Нелинейный кристалл LiNbO_3 , имеющий форму параллелепипеда длиной $l = 1$ см, закреплен на гониометрическом столике, позволяющем отстраиваться от направления синхронизма при повороте кристалла вокруг вертикальной оси. Оптическая ось кристалла направлена горизонтально, поэтому выходящая из него необыкновенная волна удвоенной частоты оказывается поляризованной в горизонтальной плоскости. Для фиксации плоскости колебаний ее электрического вектора после кристалла устанавливается поляризатор, укрепленный во вращающейся оправе.

Генерация второй гармоники наблюдается в виде яркой зеленой вспышки на белом экране, помещенном на расстоянии $\sim 4 \div 5$ м от кристалла. Импульс накачки генерируется лазером, работающим в режиме модулированной добротности, и имеет длительность $\tau \approx 30$ нс и энергию $W_1 \approx 0,1$ Дж, что соответствует

его средней мощности $P_1 \sim W_1/\tau = 3 \cdot 10^6$ Вт. При сечении пучка 3 мм^2 плотность мощности (интенсивность) оказывается вполне достаточной, чтобы получить коэффициент преобразования $\eta > 10\%$. Импульс второй гармоники имеет энергию $W_2 > 10$ мДж и поэтому легко регистрируется визуально.

Генерацию второй гармоники осуществляют несколько раз, а в паузе между выстрелами слегка поворачивают кристалл на гониометрическом столике. В процессе многократного наблюдения эффекта отмечают наибольшую яркость зеленой вспышки при некотором положении кристалла, соответствующем выполнению условия фазового синхронизма.

Получение второй гармоники в кристалле LiNbO_3 имеет место при демонстрации работы лазера на органическом красителе (см. гл. 1), где излучение второй гармоники используется в качестве накачки. Удобство демонстрации ГВГ на этой установке состоит в том, что стандартный лазер ЛТИ-ПЧ-5, генерирующий импульс накачки с частотой повторения 10 Гц и более, позволяет получать практически квазинепрерывное излучение второй гармоники. При таком режиме работы более удобно фиксировать уменьшение коэффициента преобразования η при отстройке от направления фазового синхронизма.

Можно рекомендовать и упрощенный вариант демонстрации, в котором в качестве нелинейного преобразователя используется стандартный экран с нанесенным на него порошком LiNbO_3 , применяющийся для регистрации ИК-излучения. В этом случае условие синхронизма будет выполняться всегда для какой-то части мелких кристалликов при любом положении экрана. При попадании излучения накачки на такой экран поверхность последнего начинает светиться зеленым светом.

§ 2. ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА

I. Явление ВКР очень удобно трактовать с квантовой точки зрения. При ВКР один фотон падающего света с энергией $\hbar\omega$ поглощается молекулой, а другой фотон с энергией $\hbar\omega_c$ испускается. Энергия, равная $\hbar(\omega - \omega_c)$, поглощается веществом, за счет чего возбуждаются собственные колебания молекул на частоте $\Omega = \omega - \omega_c$. С классической точки зрения это явление можно рассматривать как параметрический процесс, при котором за счет энергии падающей волны возбуждается «волна» молекулярных колебаний и другая световая волна частоты, смещенной на величину Ω . Поскольку к моменту изложения настоящего материала студенты достаточно подробно ознакомлены с основами линейной теории дисперсии, то представляется целесообразным дать краткое классическое изложение сути явления на основе электронной теории дисперсии, в которой помимо колебаний оптического электрона учитываются и более медленные колебания атомных ядер молекул на ИК-частотах.

Используя знакомую модель осциллятора, рассмотрим вначале спонтанное комбинационное рассеяние (СКР) излучения нелазерных источников света. С этой целью воспользуемся механической моделью двухатомной молекулы, представив последнюю в виде двух тяжелых масс M , соединенных пружиной жесткости K и могущих совершать медленные противофазные

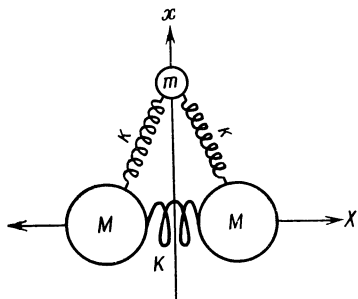


Рис. 4.2. Механическая модель двухатомной молекулы

колебания с частотой $\Omega_0 = \sqrt{2K/M}$ (рис. 4.2). Эти массы являются аналогом атомных ядер.

Маленькая масса m — аналог оптического электрона — соединена с большими массами пружинками жесткости k и совершает быстрые собственные колебания, частота которых при неподвижных массах M $\omega_0 = \sqrt{2k/m}$. Для отыскания уравнений движения всех масс запишем потенциальную энергию упругих деформаций в виде

$$U(x, X) = \frac{1}{2} 2kx^2 + \frac{1}{2} KX^2 + \Phi x^2 X + \dots, \quad (4.6)$$

где параметр нелинейности Φ определяет связь колебаний по двум степеням свободы, X — расстояние между тяжелыми массами, x — смещение массы m от положения равновесия.

Применим эти рассуждения к реальной двухатомной молекуле. Будем считать, что потенциальная энергия кулонового взаимодействия ядер и электрона имеет вид, аналогичный (4.6) [15],

$$U(x, X) = \frac{1}{2} Fx^2 + \frac{1}{2} \Psi X^2 + \Phi x^2 X + \dots, \quad (4.7)$$

поскольку ядра молекул участвуют в тепловом колебательном движении, то колебания электрона будут, вообще говоря, ангармоничными. Уравнение его движения в поле монохроматической волны с напряженностью электрического поля $E = A \cos \omega t$ имеет вид

$$m\ddot{x} = -\frac{\partial U}{\partial x} + eE,$$

а нормальные колебания одноименно заряженных ядер удовлетворяют уравнению

$$M\ddot{X} = -\frac{\partial U}{\partial X},$$

в котором отсутствует член, ответственный за воздействие световой волны, ибо последняя действует на оба ядра в одну сторону и, следовательно, не может поддерживать противофазные ко-

лебания ядер молекулы, обладающей нулевым дипольным моментом. Это означает, что такая молекула не поглощает излучения в ИК-области спектра, к которой относится частота Ω_0 . Квантовая теория показывает, что именно в таких молекулах и может возникать явление комбинационного рассеяния света.

Для удобства анализа приведем уравнения движения к безразмерному виду

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + \beta x X = \frac{e}{m} E, \quad (4.8)$$

$$\ddot{X} + \Omega_0^2 X = -\frac{m\beta}{2M} x^2, \quad (4.9)$$

где $\beta = 2\Phi/m$.

Спонтанное комбинационное рассеяние. Если напряженность поля $E \ll E_a$, то вынужденные колебания электрона невелики, и член в правой части уравнения (4.9) в силу малости нелинейного параметра β можно положить равным нулю. Тогда собственные тепловые колебания ядер на инфракрасных частотах происходят независимо от движения электрона и описываются гармоническим уравнением

$$\ddot{X} + \Omega_0^2 X = 0,$$

решение которого $X = X_0 \cos \Omega_0 t$.

Однако гармонические тепловые колебания тяжелых ядер влияют на движение легкого электрона (член $\beta x X$ в уравнении его движения), подчиняющееся уравнению

$$\ddot{x} + (\omega_0^2 + \beta X_0 \cos \Omega_0 t) x = \frac{e}{m} E. \quad (4.10)$$

Не решая это уравнение, сразу можно отметить, что вынужденные колебания электрона оказываются модулированными по частоте. Из общих соображений, основанных на результатах фурье-анализа, ясно, что в частотном спектре сложных ангармонических колебаний оптического электрона присутствуют ярко выраженные компоненты с частотами ω , $\omega \mp \Omega_0$. Поэтому

$$x(t) \simeq x_0 \cos \omega t + x_c \cos (\omega - \Omega_0) t + x_a \cos (\omega + \Omega_0) t + \dots \quad (4.11)$$

Оптический электрон, являясь элементарным диполем, осциллирующим во времени, будет излучать волны несмещенной частоты ω , стоксову волну с частотой $\omega_c = \omega - \Omega_0$ и антистоксову волну с частотой $\omega_a = \omega + \Omega_0$. При малых амплитудах X_0 собственных колебаний ядер глубина частотной модуляции, определяемая параметром βX_0 , невелика. Поэтому x_c , $x_a \ll x_0$ и интенсивность рассеянного света очень мала. Для его регистрации используются спектрографические методы.

Вынужденное комбинационное рассеяние. В сильном свето-

вом поле $E \ll E_a$ резко возрастает амплитуда электронных колебаний. По этой причине член $\frac{m}{M} \beta x^2$ в правой части уравнения (4.9), играющий роль «вынуждающей силы», также увеличивается. Прямой подстановкой (4.11) в выражение для $\frac{m}{M} \beta x^2$ нетрудно убедиться, что в спектре этой «силы» присутствует компонента частоты Ω_0 , которая оказывает резонансное воздействие на ядерные колебания, значительно увеличивая их амплитуду X_0 . Последнее обстоятельство приводит к увеличению глу-

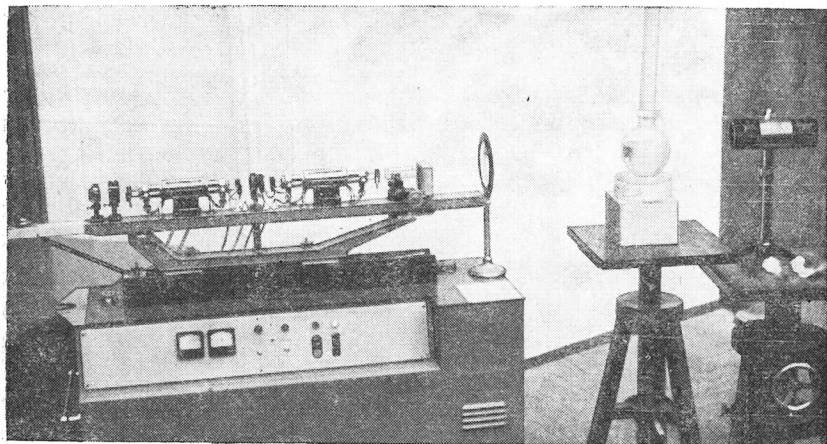


Рис. 4.3. Общий вид установки, предназначенной для наблюдения ВКР бины частотной модуляции оптического электрона и тем самым к возрастанию амплитуд x_c и x_a . Вследствие этого интенсивности рассеянных волн (стоксовой и антистоксовой) на много порядков превосходят аналогичные величины при СКР и в свою очередь сами могут претерпевать рассеяние.

При распространении мощной световой волны накачки в нелинейной среде, вследствие высокой когерентности лазерного излучения, интенсивность рассеянного света может экспоненциально нарастать за счет перекачки энергии из волны накачки в стоксову и антистоксову волны.

Не приводя точного расчета, укажем, что в нелинейной среде нарастание интенсивности стоксовой волны, как и при усилении света активной средой лазера, происходит по закону

$$I(z) = I(0) \exp [GI_0 z],$$

где G — инкремент усиления стоксовой волны; I_0 — интенсивность накачки; $I(0)$ — интенсивность шума, обусловленная СКР. Отметим, что в современных устройствах $GI_0 z$ достигает величин порядка $10^{23} \div 10^{25}$.

II. В лекционном эксперименте явление ВКР наблюдается при распространении излучения второй гармоники ($\lambda=0,53$ мкм) в жидком азоте. Генератор второй гармоники, собранный на установке «Плавность», описанной выше, посылает импульс длительностью $\tau=10$ нс и энергией $W \sim 100$ мДж на стеклянный сосуд, заполненный жидким азотом, который представляет собой прозрачную колбу с двойными стенками, из пространства между которыми откачан воздух (рис. 4.3). Для увеличения интенсивности второй гармоники пучок можно предварительно сфокусировать собирающей линзой. После сосуда световой пучок проходит через призму прямого зрения, позволяющую развести в пространстве волну накачки и стоксову волну. В момент лазерной вспышки на экране, расположенном за призмой на расстоянии около 5 м, наблюдаются зеленые и оранжевые пятна, соответствующие накачке и стоксовой волне. Энергия импульса стоксовой волны составляет несколько десятых долей процента от энергии импульса накачки, поэтому вынужденное рассеяние легко наблюдается в слегка затемненной аудитории.

В описываемом эксперименте рассеяния света осуществляется на полносимметричном колебании молекулы азота N_2 , циклическая частота ИК-колебаний которой $\nu_0=2326$ см $^{-1}$, или $\nu_0=7 \cdot 10^{13}$ Гц. При частоте накачки $\nu=c/\lambda=5,6 \cdot 10^{14}$ Гц частота стоксовой волны $\nu_c=\nu-\nu_0=4,9 \cdot 10^{14}$ Гц, а ее длина волны $\lambda_c=0,61$ мкм соответствует оранжевой области спектра.

В ходе проведения демонстрации необходимо соблюдать особую осторожность при обращении с жидким азотом. Перед заполнением сосуда азотом его наружную и внутреннюю поверхности тщательно обезжиривают спиртом, ибо в противном случае поглощение энергии волны накачки загрязненными стенками может вызвать разрушение сосуда.

§ 3. ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ

I. Обширный класс явлений самовоздействия мощных световых волн состоит в изменении показателя преломления среды при воздействии электрического поля мощной волны. Появление наведенной оптической неоднородности может возникать вследствие эффекта Керра, электрострикции и нагрева среды при поглощении энергии оптического излучения. В силу причин, изложенных во введении к этой главе, мы рассмотрим третий вид самовоздействия — ТСВ.

Суть явления состоит в том, что при распространении мощного светового пучка, интенсивность которого на оси больше, чем по краям, вследствие поглощения энергии волны среда нагревается неравномерно. Профиль температуры в канале пучка изображен на рис. 4.4. Возникающая оптическая неоднородность определяется зависимостью показателя преломления от температуры:

$$n(T) = n_0 + \frac{dn}{dT}(T - T_0). \quad (4.12)$$

Для обширного класса сред (вода, воздух) $\frac{dn}{dT} < 0$. В этом случае оптическая неоднородность, изображенная на рис. 4.4,

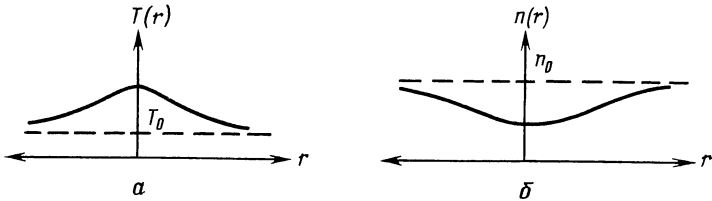


Рис. 4.4. Характерный температурный профиль (а) и распределение показателя преломления (б) в поперечном сечении светового пучка

по своему проявлению эквивалентна действию распределенной вдоль пути распространения пучка отрицательной линзы. В результате первоначально коллимированный пучок приобретает большую нелинейную расходимость по сравнению с дифракционной. Оптическая сила такой индуцированной линзы зависит от энергетических характеристик пучка, поглощения среды и ее теплопроводности.

Количественное описание этого эффекта обычно проводится с помощью нелинейного уравнения квазиоптики, которое отличается от полученного во второй главе линейного уравнения появлением зависимости (4.12). Однако поскольку такое описание достаточно сложно и не может быть выполнено в рамках общего курса, мы дадим упрощенное описание явления применительно к тонкому поглощающему слою (приближение тонкой тепловой линзы). Для упрощения задачи исключим дифракцию, которая при достаточно высокой интенсивности пучка оказывается малой по сравнению с рефракцией.

Пусть гауссов пучок с профилем интенсивности

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{a_0^2}\right)$$

проходит через тонкий слой среды толщи-

ной l , обладающей коэффициентом поглощения α и теплопроводностью κ . В пределах такого тонкого слоя будем считать профиль пучка неизменным, а сам пучок можно уподобить протяженному источнику тепла. В стационарном случае, когда излучение непрерывно, легко написать уравнение баланса энергии, из которого непосредственно определяется профиль температуры. Если выделить цилиндрический объем среды, соосный с пучком, имеющий радиус r и единичную длину, то количество выделенной в нем энергии в единицу времени составит величину

$$W(r) = \int_0^r \alpha I(r') 2\pi r' dr',$$

где αI — плотность энергии, выделенной за единицу времени, которая легко получается из закона поглощения Бугера. Поток тепла через боковую поверхность этого цилиндра согласно закону Фика составит величину (мы пренебрегаем потоком тепла через основания цилиндра):

$$S(r) = -2\pi r \kappa \left(\frac{dT}{dr} \right).$$

В стационарном режиме обе величины равны:

$$-2\pi r \kappa \frac{dT}{dr} = \alpha \int_0^r I_0 \exp \left(-\frac{2r'^2}{a_0^2} \right) 2\pi r' dr'. \quad (4.13)$$

Полученное соотношение есть уравнение теплопроводности, записанное в цилиндрических координатах. После однократного интегрирования оно может быть преобразовано к виду

$$-\kappa r \frac{dT}{dr} = \frac{1}{4} \alpha I_0 a_0^2 \left[1 - \exp \left(-\frac{2r^2}{a_0^2} \right) \right].$$

Последнее уравнение легко проинтегрировать в приосевой области пучка $r < a_0$, раскладывая предварительно экспоненту в ряд. В результате для температурного профиля получим зависимость

$$T(r) = T(0) = \frac{\alpha I_0}{4\kappa} r^2.$$

Профиль показателя преломления также имеет параболическую зависимость

$$n(r) = n(0) - \frac{\alpha I_0}{4\kappa} \frac{dn}{dT} \cdot r^2 = n(0) + n_2 r^2.$$

Хорошо известно, что среда с таким профилем оптической неоднородности эквивалентна отрицательной безабберационной линзе. Нетрудно вычислить ее фокусное расстояние. Для этого рассмотрим два луча коллимированного пучка: $r_1 = \text{const}$ и

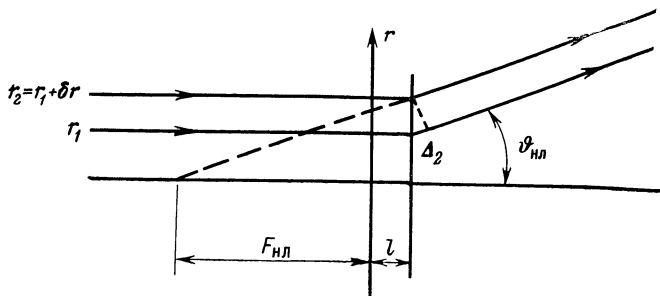


Рис. 4.5. Ход лучей при нелинейной рефракции пучка в тонкой тепловой линзе

$r_2 = r_1 + \delta r = \text{const}$ (рис. 4.5). После прохождения тонкого слоя среды толщиной l их оптическая разность хода равна $\Delta_1 = l[n(r_1) - n(r_2)]$. По выходе из среды оба луча, интерферируя между собой, могут усиливать друг друга в направлении, определяемом углом ϑ , для которого разность хода

$$\Delta_2 = \delta r \cdot \sin \vartheta = \Delta_1 = l \delta r \frac{dn}{dr}.$$

Для параксиальных лучей $\sin \vartheta \approx \vartheta$ и фокусное расстояние такой линзы равно

$$F_{\text{нл}} = \frac{r}{\vartheta} = \frac{1}{2ln_2}.$$

Подставляя сюда выражение для n_2 , окончательно получим

$$F_{\text{нл}} = \frac{2\kappa}{\alpha I_0 l \left| \frac{dn}{dT} \right|}. \quad (4.14)$$

Таким образом, фокусное расстояние тонкой тепловой линзы обратно пропорционально интенсивности падающего на среду излучения. Нелинейная расходимость пучка оценивается по формуле

$$\vartheta_{\text{нл}} = \frac{r_0}{F_{\text{нл}}}. \quad (4.15)$$

Формула (4.14) справедлива для слабой дефокусировки, когда слой среды работает как тонкая линза: $F_{\text{нл}} > l$. Это неравенство, очевидно, ограничивает сверху допустимые значения интенсивности излучения

$$I_0 < I_{\text{макс}} = \frac{2\kappa}{\alpha l^2 \left| \frac{dn}{dT} \right|}. \quad (4.16)$$

С другой стороны, мы пренебрегаем дифракцией. Это, очевидно, можно сделать, если нелинейная расходимость пучка $\vartheta_{\text{нл}}$ существенно превышает дифракционную: $\vartheta_{\text{нл}} > \vartheta_{\text{д}} = \frac{\lambda}{\pi r_0}$.

Последнее условие ограничивает значение интенсивности снизу:

$$I_0 > I_{\text{мин}} = \frac{2\lambda\kappa}{\pi r_0^2 \alpha l \left| \frac{dn}{dT} \right|} = \frac{l}{l_{\text{д}}} I_{\text{макс}}, \quad (4.17)$$

где $l_{\text{д}} = \pi r_0^2 / \lambda$ — дифракционная длина гауссова пучка.

II. На лекции демонстрируется тепловое самовоздействие излучения аргонового лазера в слабопоглощающей жидкости. С этой целью лазерный луч направляется на кювету, заполненную спиртом. Для получения заметного эффекта увеличивают поглощение спирта, добавляя в него фуксин [17].

Следует отметить, что тепловая линза, описанная в п. I, лучше всего формируется при вертикальном распространении светового пучка через кювету. В этом случае имеет место тепловая дефокусировка пучка. При горизонтальном распространении луча из-за неравномерного нагрева жидкости возникает гравитационная конвекция, которая частично разрушает тепловую линзу. Более холодная жидкость в придонной части кюветы обладает большей оптической плотностью, чем ее верхние слои. Поэтому пучок, испытывая сложную нелинейную рефракцию, одновременно смещается вниз, как это имеет место при прохождении света через призму.

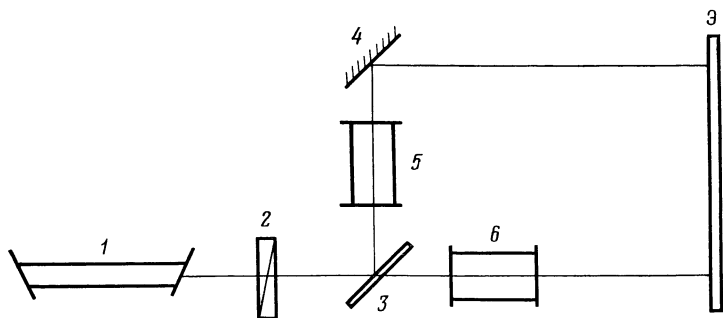


Рис. 4.6. Схема установки для наблюдения ТСВ

Схема демонстрационной установки изображена на рис. 4.6. Световой пучок от аргонового лазера «Игла-4» 1 проходит вначале через поляририд 2, позволяющий варьировать его интенсивность, и далее попадает на полупрозрачную делительную пластинку 3, формирующую горизонтальный и вертикальный пучки одинаковой интенсивности. Эти пучки распространяются через одинаковые цилиндрические кюветы 5 и 6, заполненные спиртовым раствором фуксина. Длина каждой из кювет $l=2$ см. Зеркалом 4 вертикальный пучок направляется на экран Э. На этом экране, удаленном от кювет на расстояние 6—7 м, наблюдаются два световых пятна.

Демонстрация проводится в следующем порядке. После того как установка съюстирована, включают аргоновый лазер на малый режим работы и поляроидами ослабляют интенсивность пучка до возможного минимума. Тепловое самовоздействие в этом случае практически отсутствует, и на экране наблюдаются два одинаковых пятна, размеры которых определяются дифракционной расходимостью пучка. Плавно поворачивая один из поляриридов, постепенно увеличивают интенсивность пучка и наблюдают увеличение поперечных размеров пятен на экране, свидетельствующее о наличии тепловой дефокусировки. Установив поляририды в положение, соответствующее максимуму интенсивности прошедшего света, переключают лазер на максималь-

ный режим работы. Отмечают, что размеры пятен в течение времени порядка одной секунды быстро увеличиваются. Этот отрезок времени соответствует возрастанию температуры среды с последующим установлением стационарного теплового режима ее нагрева. Масштаб времени установления стационарного режима может быть оценен с использованием результатов, приведенных в § 1 гл. 3, по формуле $\tau \approx r_0^2 / 4\chi$ (r_0 — радиус пучка, χ — коэффициент температуропроводности спирта). Положив $r_0 \approx 1$ мм и $\chi = 7,2 \cdot 10^{-4}$ см² с⁻¹, находим $\tau \approx 3$, 5с. Линейные размеры пятен определяются фокусным расстоянием тепловой линзы (4.14) и сильно зависят от интенсивности пучка и поглощения спирта. С учетом параметров аргонового лазера мы довели объемную концентрацию фуксина в спирте до нескольких процентов, что позволило достичь поглощения раствора $\alpha \sim 10^{-2}$ см⁻¹. В этом случае линейные размеры пятен в 8—10 раз превышают таковые в отсутствие дефокусировки. В течение последующих полутора-двух секунд в горизонтальной кювете развивается гравитационная конвекция. В результате верхний пучок смещается вниз по экрану, профиль его искажается, а пятно приобретает характерную форму серпа, обращенного концами вверх (рис. 4.7). Следует отметить, что хотя нижний

пучок остается неподвижным, тем не менее в распределении его интенсивности прослеживаются яркие концентрические кольца, вызванные неучтенными в теории нелинейными сферическими аберрациями тепловой линзы в периферийной части пучка.

§ 4. ПРОЖИГАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

1. Примером процесса взаимодействия лазерного излучения с веществом, при котором определяющую роль играет суммарная энергия излучения, может служить явление прожигания лазерным пучком отверстий в тонких металлических фольгах.

Процесс взаимодействия интенсивного лазерного излучения с поверхностью металла носит довольно сложный ха-

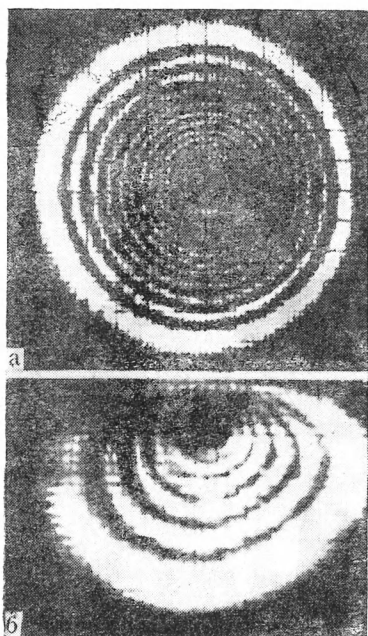


Рис. 4.7. Распределение при ТСВ в верхнем (а) и нижнем (б) пучках излучения аргонового лазера

рактор [17]. При достаточно высокой энергии пучка поверхность металла начинает плавиться, кипеть и частично обращается в плазму, облако которой поглощает часть падающей энергии. Постепенно этот процесс распространяется в глубь металла. Кипящий металл с силой разбрызгивается из образующейся полости, унося также значительную часть энергии.

Вместе с тем, как показывает соответствующий расчет, при использовании фольги из металлов со средними значениями коэффициентов теплопроводности и удельных теплот плавления (Al, Cu и др.) можно качественно оценить порядок величины максимальной толщины прожигаемой фольги h путем определения энергии W , необходимой для испарения металла, объем которого равен объему выжженного отверстия. В этом случае уравнение теплового баланса имеет вид

$$W = m[c_{\text{тв}}(T_{\text{пл}} - T_0) + \lambda + c_{\text{ж}}(T_{\text{кип}} - T_{\text{пл}}) + r],$$

где $c_{\text{тв}}$, $c_{\text{ж}}$ — соответственно удельная теплоемкость твердого и жидкого металла; λ — удельная скрытая теплота плавления; r — удельная скрытая теплота парообразования. Учитывая, что $m = \rho sh$, где ρ — плотность, а s — площадь сечения выжженного отверстия, можем определить

$$h \approx \{\rho [c_{\text{тв}}(T_{\text{пл}} - T_0) + \lambda + c_{\text{ж}}(T_{\text{кип}} - T_{\text{пл}}) + r]\}^{-1} \cdot \frac{W}{s}. \quad (4.18)$$

Таким образом, получаем, что глубина прожженного отверстия h пропорциональна плотности энергии. Так как величина энергии светового импульса определяется конструкцией лазера, то увеличение плотности энергии возможно за счет уменьшения площади сечения лазерного пучка. Для этой цели можно применить фокусирующую линзу. Тогда минимальная площадь будет определяться площадью перетяжки (гл. 3, § 1).

Выбранную фольгу помещают в фокус линзы и производят запуск лазера в полутемном помещении. Прожженную фольгу демонстрируют при помощи эпидиаскопа на экране, где отчетливо видно прожженное отверстие.

Указанную демонстрацию можно проводить как с рубиновым лазером (гл. 1, § 4), так и с лазером на неодимовом стекле (гл. 1, § 5). В последнем случае можно провести количественные оценки, так как энергия импульса лазера на неодимовом стекле в режиме свободной генерации измерена и равна $W = 3$ Дж. Подставляя в (4.18) табличные значения величин $c_{\text{тв}}$, $c_{\text{ж}}$, λ , r и ρ для Al, получаем $h = 0,5$ мм, т. е. величину, достаточно хорошо совпадающую с экспериментом. Это обстоятельство, при правильно выбранной толщине фольги, может служить своего рода демонстрационным пороговым критерием энергии импульса.

II. Для проведения демонстрации используется лазер на неодимовом стекле, описанный в гл. 1, § 5. После выходного зер-

кала лазера укрепляется дифференциальная термopapa, соединенная с баллистическим гальванометром. Экран со шкалой для этого зеркального гальванометра устанавливается рядом, чтобы студенты могли одновременно следить за объектом облучения (фольгой) и отклонением зайчика. После термopapa в держателе устанавливается линза с фокусным расстоянием $f=5$ см. В ее фокусе помещается прожигаемая фольга. Как указывалось выше (гл. 1, § 5), для настройки неодимового лазера используется укрепленный сзади на специальном кронштейне настроечный гелий-неоновый лазер ЛГ-56, луч которого совмещается с оптической осью неодимового лазера. Это обстоятельство удобно использовать и для установки термopapa в центре пучка и фольги, которая должна быть установлена точно в фокусе линзы. Луч настроечного лазера также удобно использовать и для обнаружения прожженного отверстия в фольге. Для этого сзади фольги на расстоянии $1 \div 1,5$ м устанавливается белый экран. Когда фольга целая, экран не освещается; после образования в ней отверстия на нем наблюдается красное пятно от настроечного лазера.

Демонстрацию рекомендуется проводить следующим образом. Первоначально устанавливают фольгу и экран, а также убирают фокусирующую линзу. Производят запуск неодимового лазера в режиме свободной генерации. Отмечают отклонение зайчика гальванометра и обращают внимание на то, что фольга не прожигается. Это указывает на то, что плотность энергии не достаточна для прожигания отверстия. Затем устанавливают линзу и повторяют запуск неодимового лазера. После его вспышки отмечают, что отклонение гальванометра не изменилось, а в фольге образовалось отверстие, так как на экране стал четко виден след от пучка настроечного лазера. Слегка перемещая фольгу, производят этот эксперимент еще несколько раз. После этого помещают в резонатор лазера модулирующую ячейку и запускают лазер в режиме модулированной добротности. Отмечают, что показания гальванометра уменьшились за счет внесения в резонатор добавочных потерь. Это указывает на то, что энергия импульса также уменьшилась. Убеждаются, что ее стало недостаточно для того, чтобы прожечь отверстие в фольге. Делается вывод, что, хотя «гигантский импульс» обладает значительно большей мощностью, его энергии недостаточно, чтобы прожечь фольгу, для чего нужна большая плотность энергии.

Характеристики, конструкция, методика настройки и работы с лазером на неодимовом стекле описаны выше (гл. 1, § 5). Здесь следует упомянуть о подборе фольги. Можно использовать медную, латунную или алюминиевую фольгу, причем ее толщина подбирается на опыте. Начинать следует с более толстой фольги, и постепенно прокатывая ее на станке, установить оптимальную толщину, когда отверстие прожигается равномерно с обеих сторон фольги. Демонстрация выглядит очень эффектно, если вместо фольги использовать несколько сложенных вместе

лезвий от безопасной бритвы или ножовочное полотно. В этом случае в затемненном помещении благодаря образованию большого количества раскаленных искр от металла опыт становится видным всей аудитории.

Аналогичные демонстрации можно также проводить и с рубиновым лазером (гл. 1, § 4).

§ 5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ВОЗДУХА

I. Электрический пробой воздуха сфокусированным лазерным излучением является характерным примером процесса, в котором определяющую роль играет напряженность электрического поля E . Несмотря на сложность этого явления для качественного рассмотрения можно воспользоваться упрощенной моделью, описывающей электрический пробой ударной электронной ионизацией с последующим развитием электронной лавины. В этом случае пробой воздуха будет наблюдаться при достижении напряженности электрического поля E , имеющей следующее значение:

$$E = U/d \approx 10^8 \text{ В/м},$$

где U — потенциал ионизации газа, d — длина свободного пробега электрона в газе, зависящая от давления газа.

Методически очень важно рассмотреть вопрос, при каких характеристиках лазерного импульса будет достигаться заданная напряженность электрического поля E . Как известно [18], в электромагнитной волне она непосредственно связана с вектором Умова — Пойнтинга, определяющим величину потока энергии в этой волне. Через вектор Умова — Пойнтинга определяется широко употребляемая характеристика излучения — его интенсивность. Тогда

$$I = \frac{\epsilon_0 E^2 c}{2n} = K \frac{P}{s} = K \frac{W}{s\tau}, \quad (4.19)$$

где n — показатель преломления среды (для воздуха $n \approx 1$), c — скорость света, P и W — соответственно мощность и энергия лазерного импульса, s и τ — эффективные значения площади поперечного сечения пучка и длительности импульса, K — коэффициент, определяемый временной формой импульса и распределением амплитуды по его сечению; при качественном рассмотрении он может быть принят за 1 (импульс имеет прямоугольную форму по времени и постоянную амплитуду по сечению пучка).

Из (4.19) видно, что напряженность электрического поля E определяется плотностью мощности P/s , которая при заданной энергии светового импульса обратно пропорциональна его времени и поперечному сечению. Таким образом, интенсивность

можно повышать путем сжатия пучка в перетяжку фокусирующей линзой (гл. 3, § 1) и переводом лазера в режим модулированной добротности, что уменьшает величину τ .

Для проведения этой демонстрации используется лазер на неодимовом стекле с модулированной добротностью, описанный в гл. 1, § 5. Его излучение характеризуется следующими величинами:

а) в режиме свободной генерации: $W_{\text{св}}=3$ Дж, $\tau_{\text{с}}=10^{-3}$ с;

б) в режиме модулированной добротности: $W_{\text{мод}}=1$ Дж, $\tau_{\text{мод}}=10^{-8}$ с.

Уменьшение энергии во втором случае объясняется увеличением потерь в резонаторе за счет введения стекол модулирующей ячейки. Соответствующий расчет для напряженности электрического поля E в перетяжке фокусирующей линзы с фокусным расстоянием $f=5$ см дает для случая свободной генерации $E_{\text{св}}=3 \cdot 10^6$ В/м $< 10^8$ В/м и для случая модулированной добротности $E_{\text{мод}}=3 \cdot 10^8$ В/м $> 10^8$ В/м.

Таким образом, удастся продемонстрировать на лекции не только интересное явление светового пробоя воздуха, но и использовать указанную демонстрацию для пояснения различных режимов работы лазера (гл. 1, § 5).

II. Демонстрация проводится на установке, описанной в предыдущем параграфе (гл. 1, § 5). Изменения заключаются только в том, что со столика убирается фольга и установленный за ней экран из белой бумаги заменяется большим металлическим экраном, обклеенным зачерненным асбестом, который предохраняет аудиторию от попадания прямого и рассеянного лазерного излучения.

Демонстрацию рекомендуется проводить в следующем порядке. Вначале в резонатор лазера устанавливается модулирующая ячейка и производится его запуск без фокусирующей линзы. Отмечается отклонение гальванометра и отсутствие пробоя воздуха. Затем устанавливается фокусирующая линза, и производится повторный запуск лазера. Фиксируется пробой воздуха в виде яркой искры в фокусе линзы, хорошо видной в полутемной аудитории. Слышен также характерный звук во время пробоя. Затем модулирующая ячейка убирается, и лазер переводится в режим свободной генерации. Отмечается, что несмотря на значительное возрастание энергии светового импульса, что видно по отклонению гальванометра, пробоя воздуха не происходит. Указанную демонстрацию следует проводить вместе с предыдущей демонстрацией (§ 1). Она так же, как и демонстрация прожигания фольги, может быть использована для пояснения реализации различных режимов нестационарной генерации лазеров (гл. 1, § 5).

В связи с тем что в демонстрации используются импульсы достаточно большой энергии, следует обратить особое внимание

на качество используемых фокусирующих линз, которые не должны содержать свилей и царапин. Поверхность линз перед демонстрацией следует тщательно очистить от пыли и соринок, ибо в противном случае из-за локального перегрева поверхность линзы быстро портится. Не следует также использовать толстые линзы с фокусным расстоянием менее 2 см, так как в результате большой плотности энергии внутри них часто происходит пробой стекла, и в линзе образуются внутренние трещины.

Следует еще раз подчеркнуть, что большая энергия невидимого излучения, требует неукоснительного выполнения всех мер техники безопасности, полностью исключающих попадание светового пучка на обслуживающий персонал и слушателей.

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ. ПРЕЛОМЛЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ПЛОСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

§ 1. ЗАКОН СНЕЛЛИУСА

I. Граничным условиям для электромагнитного поля уделяется большое внимание как в курсе «Электричество и магнетизм», так и в курсе «Оптика». В последнем случае основное внимание уделяется поведению плоской гармонической волны на границе раздела двух диэлектриков или на плоской границе раздела диэлектрик — вакуум. На основе решения уравнений Максвелла и граничных условий для нормальных и тангенциальных компонент \mathbf{E} и \mathbf{B} решаются вопросы о неизменности частоты, направлениях волновых и полевых векторов, направлениях и величинах векторов Умова — Пойнтинга для падающей, отраженной и преломленной волн. В результате формулируется закон Снеллиуса и выводятся формулы Френеля.

Несмотря на то что с законом Снеллиуса для изотропных диэлектриков студенты знакомы еще со школьной программы, где он выводится на основе общих представлений принципа Гюйгенса — Френеля, имеет смысл кратко повторить эти представления и проиллюстрировать их в лекционном эксперименте с тем, чтобы в последующем развить этот подход при рассмотрении оптических явлений в более сложных кристаллических анизотропных средах.

Лекционные демонстрации на эту тему хорошо известны и заключаются в показе прохождения луча света через плоскопараллельную пластину и через различные стеклянные призмы. Их целесообразно повторить из-за их крайней простоты и наглядности, в особенности при использовании в качестве источника света луча лазера.

II. Для иллюстрации закона Снеллиуса используется простейший демонстрационный прибор, который представляет собой горизонтальную ось в любом подшипнике, закрепленную на жестком штативе, к одному концу которой крепится держатель для образцов, а к другому — указательная стрелка, которая фиксирует наклон образца по отношению к вертикали на укрепленном позади нее демонстрационном транспорте. В качестве первого образца обычно используется достаточно толстая стеклянная пластинка, торцевая поверхность которой (направленная в сторону аудитории) должна быть отполированной. В этом случае, если использовать в качестве источника излучения луч аргонового лазера, благодаря наличию сильного рассеяния в

стекле и его люминесценции ход луча хорошо виден внутри стеклянной пластины. За стеклянной пластиной на достаточно большом расстоянии можно установить экран, на котором наблюдается изменение положения луча после его прохождения через плоскопараллельную пластину.

Демонстрацию проводят следующим образом. Вначале на доске изображают схему хода луча через стеклянную пластину, затем показывают демонстрацию на описанном приборе. Предварительно удобно путь луча лазера слегка задымить дымом от сигареты, чтобы он лучше был виден в воздухе. Затем показывают ход луча при перпендикулярном и наклонном его падении на пластину. Первоначально удобно использовать «слабый режим» работы аргонового лазера (гл. 1, § 2), когда его излучение практически осуществляется только на длине волны $\lambda = 488$ нм, и рассматривать ход «монохроматического» луча в пластине. Затем, чтобы продемонстрировать зависимость углов преломления от частоты (дисперсию), включают «сильный режим» работы лазера, когда он излучает две световых волны с $\lambda = 488$ нм и $\lambda = 514,5$ нм. При достаточно больших углах падения и значительной толщине пластины на экране можно наблюдать разделение лучей с разной длиной волны.

Аналогичным образом демонстрируется прохождение луча через различные призмы. Обычно используется набор призм с одинаковыми преломляющими углами и разными показателями преломления n и, наоборот, с одинаковыми n и разными преломляющими углами.

§ 2. ФОРМУЛЫ ФРЕНЕЛЯ

I. При рассмотрении законов отражения и преломления света основной акцент делается на соотношения между волновыми векторами падающей, отраженной и преломленной волн на границе двух изотропных диэлектриков. При этом состояние поляризации рассматриваемых волн не имеет существенного значения, и для демонстрации указанных законов можно использовать аргоновый лазер «Игла» (гл. 1, § 2), луч которого не поляризован. Напротив, при выводе формул Френеля, связывающих амплитуды и фазы указанных волн, состояние поляризации падающей волны имеет принципиальное значение. Поэтому в демонстрационных экспериментах удобно пользоваться гелий-неоновым лазером, дающим линейно-поляризованное излучение, или в случае использования «Иглы» следует устанавливать на пути его луча дополнительно либо поляроид, либо поляризационную призму.

Главная цель лекционной демонстрации — наглядно показать принципиально различный характер зависимости интенсивности отраженной волны от угла падения для волн, поляризованной в плоскости отражения, и волны, поляризованной перпендикулярно плоскости отражения. В последнем случае интен-

сивность отраженного света монотонно возрастает по мере увеличения угла отражения. В первом же случае интенсивность отраженного света сначала возрастает, затем уменьшается до нуля при угле Брюстера и затем снова увеличивается. Особое внимание здесь уделяется экспериментальной возможности определения угла Брюстера, а следовательно, из уравнения $\operatorname{tg} \theta = n$ и на определение показателя преломления, что особенно существенно при наличии сильно поглощающих сред.

Методически важно остановиться на объяснении величины угла Брюстера на основе представлений о молекулярных осцилляторах. Уместно также вспомнить о «брюстеровских окошках» в активных элементах гелий-неоновых лазеров.

II. Демонстрацию изменения интенсивности отраженного луча света в зависимости от угла отражения удобно проводить на установке, описанной в предыдущем параграфе, если в качестве объекта использовать плоскопараллельную стеклянную пластину. В этом случае, чтобы избежать отражения от второй поверхности пластины, ее следует заматировать и зачернить черным лаком либо использовать пластину из так называемого «черного стекла». Удобно в качестве такой пластины использовать стандартные плоские нейтральные светофильтры типа НС с достаточно большой оптической плотностью ($D > 2$). Как уже указывалось, в качестве источника излучения удобен гелий-неоновый лазер типа ЛГ-75 или ОКГ-12. Для изменения поляризации лазерного луча корпус лазера закрепляют в специальном держателе, позволяющем поворачивать его вокруг оси на угол 90° . Для наглядности к передней стенке лазера приклеивается картонная стрелка, указывающая направление колебаний электрического вектора в лазерном луче.

Демонстрацию проводят следующим образом. Сначала устанавливают горизонтально направление колебаний электрического вектора в падающем луче и наблюдают отраженный «зайчик» прямо на потолке аудитории. Изменяя угол падения, отмечают, что по мере его увеличения яркость «зайчика» непрерывно возрастает. При вертикальном направлении колебаний электрического вектора фиксируют положение пластины, при котором «зайчик» пропадает. По транспортиру определяют величину угла Брюстера и оценивают значение показателя преломления пластины.

При использовании неполяризованного излучения аргонного лазера целесообразно продемонстрировать «столик Нюренберга», который состоит из двух взаимно параллельных отражательных пластин, установленных под углом Брюстера так, что первая пластина играет роль поляризатора, а вторая — анализатора прошедшего света. Указывается, что подобное приспособление является наиболее старым и простым для получения и анализа поляризованного света.

§ 3. ЯВЛЕНИЕ ПОЛНОГО ОТРАЖЕНИЯ

I. Явление полного отражения известно аудитории из школьной программы. Поэтому первую группу демонстраций, посвященных его использованию в различного рода поворотных и оборачивающих призмах, равно как и явление полного отражения на границе вода — воздух, следует рассматривать как повторение известных опытов. Большого внимания заслуживает рассмотрение применения явления полного отражения в световых волноводах, или, как их еще называют, световодах.

Реализация этих световых волноводов в специальных тонких диэлектрических нитях и пленках послужила основой для развития новых направлений современной техники, таких, как «волоконная оптика» и «интегральная оптика», большие достижения которых в области связи, передачи и переработки информации хорошо известны. Так, в настоящее время созданы волокна с очень малыми потерями (порядка дБ/км), что позволяет осуществлять оптическую волноводную связь на достаточно большие расстояния.

В зависимости от наличия в кабинете физических демонстраций обычных или регулярных волоконных световодов следует продемонстрировать их действие в лекционном эксперименте. Их демонстрация является развитием и углублением обычно показываемой в этом случае очень красивой демонстрации «светящаяся струя» или «водяной световод» [1].

При более детальном рассмотрении явления полного внутреннего отражения, основанном на строгом решении уравнений Максвелла и граничных условий, получают выражение для неоднородной световой волны, распространяющейся в диэлектрике с меньшим показателем преломления в плоскости границы раздела, экспоненциально убывающей по амплитуде в направлении нормали к границе с характерным состоянием порядка длины волны. Наличие этой неоднородной волны, известное еще со времени Ньютона, помимо чисто принципиального значения представляет большой практический интерес. Действительно, изучая взаимодействие этой волны с различными средами, можно получить богатую информацию об их оптических спектрах поглощения, причем этот процесс может реализоваться в ряде случаев, недоступных обычным спектроскопическим методам (микроколичество вещества, мономолекулярные слои, биологические объекты и др.). Новый метод получения спектров поглощения получил широкое распространение и был назван спектроскопией нарушенного полного внутреннего отражения (спектроскопия НПВО) [19].

В лекционном эксперименте желательно продемонстрировать наличие неоднородной волны, изменение фазовых соотношений компонент поля, приводящих к изменению состояния поляризации отраженной волны, и принцип действия спектроскопии НПВО.

Первое наглядно демонстрируется в хорошо известном «опыте Мандельштама — Зелени», который можно провести, используя излучение аргонового лазера. Хорошим добавлением к этому эксперименту является демонстрация прохождения электромагнитной волны СВЧ-диапазона через изменяемый зазор между двумя прямоугольными диэлектрическими призмами, лабораторный вариант которой описан в [20]. Для демонстрации принципа действия спектроскопии НПВО служит простейший прибор для наблюдения на экране дактилоскопического отпечатка от пальца. Правда, в этом случае не получается непосредственно спектр поглощения, но можно пояснить, что спектр возникает при использовании перестраиваемого по частоте источника излучения типа лазера на красителях (гл. 1, § 6).

II. Первая группа демонстраций проводится на установке, описанной в § 1 настоящей главы. В держатель устанавливают различные поворотные призмы и наблюдают ход лучей в них. На этой же установке проводится демонстрация «опыта Мандельштама — Зелени». С этой целью в держатель устанавливают призму полного внутреннего отражения, к нижней рабочей поверхности которой прикрепляется тонкая кювета, заполненная раствором ярко люминесцирующего зеленым светом красителя флуоресцина. При установке угла большого предельного угла полного внутреннего отражения на границе стекло — вода видно, что падающий луч аргонового лазера испытывает на границе раздела полное внутреннее отражение, преломленного луча нет, а поверхность жидкости светится ярким зеленым светом.

Для анализа фазовых и амплитудных соотношений между компонентами поля падающей и отраженной волн в держатель прибора устанавливают призму полного внутреннего отражения, а на пути падающего пучка от аргонового лазера и в отраженном пучке устанавливают поляроиды. Сначала убеждаются в том, что модули $|E_{\parallel}| = |E_{0\parallel}|$ и $|E_{\perp}| = |E_{0\perp}|$ обоих компонент поля равны, т. е., что амплитудный коэффициент отражения

$$\frac{|E_{\parallel}|}{|E_{0\parallel}|} = \frac{|E_{\perp}|}{|E_{0\perp}|} = 1$$

и что при отражении для каждой компоненты поля сохраняется постоянным направление колебаний электрического вектора. Затем поляроид в падающем пучке устанавливают под углом 45° (или его совсем убирают) и при помощи второго поляроида убеждаются в том, что отраженный свет поляризован эллиптически. Этот факт приводит к общей разнице фаз между ними, равной

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \varphi \sqrt{\sin^2 \varphi - n^2}}{\sin^2 \varphi},$$

где φ — угол падения.

Далее целесообразно продемонстрировать световоды. Демонстрацию устройства и работы световодов целесообразно начать с демонстрации одножильного светового волновода. Вид соответствующей экспериментальной установки приведен на рис. 5.1.

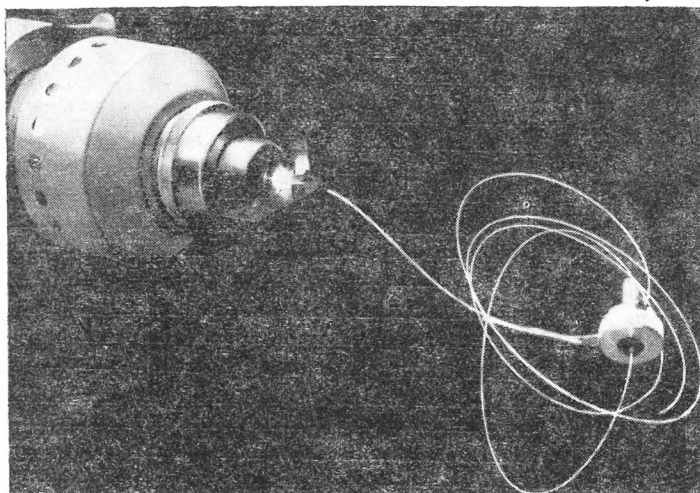


Рис. 5.1. Общий вид демонстрационной установки, используемой для показа передачи излучения He—Ne-лазера по одножильному световоду

Она состоит из источника излучения (He—Ne-лазер ОКГ-12), устройства ввода излучения в волновод, одножильного световода длиной около одного метра и устройства вывода излучения.

Устройство ввода излучения состоит из короткофокусного объектива с фокусным расстоянием ~ 5 мм, закрепленного непосредственно на лазере, и юстировочного столика, на котором укреплен один из концов световода. Для эффективного ввода лазерного излучения в световод, диаметр канала которого имеет размеры $\sim 0,1$ мм, необходимо, чтобы конец световода находился в фокусе объектива, причем его торец должен быть перпендикулярен оптической оси установки. Поэтому юстировочный столик обеспечивает плавные поступательные перемещения конца световода вдоль оптической оси установки и в плоскости, перпендикулярной к ней, а также угловые перемещения плоскости торца световода. Оба торца световода должны быть плоскими (без неровностей и сколов), причем плоскость торца должна быть хотя бы приблизительно перпендикулярна к оси световода. Удовлетворительные результаты могут быть получены, если торцы обработать следующим образом. Конец световода помещают в пламя горелки и освобождают кварцевый канал от защитного слоя, затем надрезают канал острым кра-

ем сапфира или алмаза и обламывают. После нескольких попыток обычно удается получить торец, отвечающий необходимым требованиям.

Световод свернут кольцами и закреплен на вертикальном основании из оргстекла. При использовании в устройстве ввода излучения достаточно короткофокусного объектива условия ввода не являются оптимальными и световод светится, образуя яркий световой жгут, который хорошо виден даже в незатененной аудитории.

Устройство вывода излучения не требует точной юстировки и представляет собой прозрачную трубочку из оргстекла, на одном конце которой закреплен объектив с фокусным расстоянием ~ 5 см, а на другом — выходной торец световода; размеры трубочки подобраны так, что выходной торец световода находится в фокальной плоскости объектива. Устройство вывода лазерного излучения не закреплено, поэтому хорошо коллимированный выходной луч может быть послан в любую точку аудитории. Несмотря на то что условия ввода излучения не являются оптимальными, КПД его передачи составляет не менее 50%.

После демонстрации одножильного световода желательно показать действие многожильных регулярных световодов. При наличии такого световода достаточно большого сечения (~ 1 см²) можно по нему передать какое-либо изображение от диапозитива. Чтобы это изображение было видно в большой аудитории, выходной торец помещают вблизи фокуса большой короткофокусной линзы.

В заключение демонстрируется прибор, иллюстрирующий принцип действия спектроскопии НПВО. Схема прибора изображена на рис. 5.2. Объектив 1 проектирует на экран Э изображение

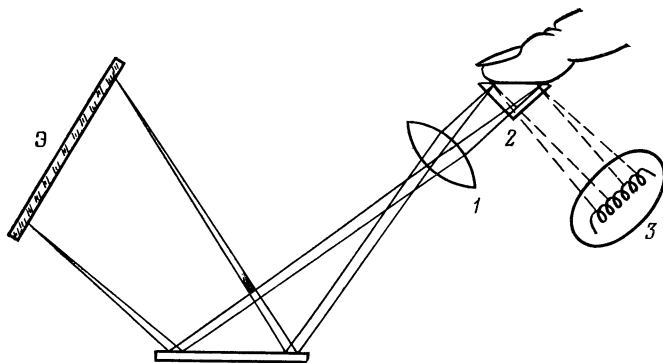


Рис. 5.2. Схема установки для наблюдения нарушенного полного отражения

бражение горизонтальной поверхности призмы полного внутреннего отражения 2. В начальный момент все лучи от проекционного фонаря 3 отражаются от горизонтальной поверхно-

сти и создают равномерное освещение экрана. Затем вызывают одного из слушателей и просят оставить на верхней горизонтальной поверхности призмы отпечаток со своего пальца. На экране появляется четкая и контрастная картина папиллярных сосудов поверхности кожи пальца (рис. 5.3). Поясняется, что в тех местах, где на границу раздела попадает ничтожное количество потовых выделений кожи, нарушаются условия полного внутреннего отражения, а следовательно, и освещенность соответствующих мест на экране. Освещенность этих мест зависит как от длины волны падающего излучения, так и от оптических характеристик вещества, вступающего в контакт с границей призмы. Изменяя длину волны падающего света и фотометрируя отраженный свет, получают информацию о спектре поглощения вещества.



Рис. 5.3. Дактилоскопический отпечаток пальца, полученный на установке, изображенной на рис. 5.2

§ 4. ПРОХОЖДЕНИЕ ЛУЧА СВЕТА ЧЕРЕЗ СРЕДУ С ПЕРЕМЕННОЙ РЕФРАКЦИЕЙ

I. При прохождении лазерного луча через среду, показатель преломления которой испытывает вариации по траектории луча, его прямолинейное распространение нарушается. Причины изменения показателя преломления могут быть различными, но наиболее часто встречаются температурные (локальный нагрев), концентрационные (за счет диффузии) и плотностные (акустические волны, турбулентность) изменения. Зная вариации показателя преломления, можно рассчитать траекторию луча в среде и, наоборот, измеряя траекторию луча, можно определить вариации показателя преломления и связанные с ним термодинамические параметры вещества (коэффициент диффузии, сжимаемость и др.) [2, 20].

Для лекционной демонстрации целесообразно выбрать наиболее простой одномерный и стационарный случай непрерывного изменения показателя преломления по одной координате. Более сложный случай нелинейной рефракции, вызываемой за счет

самовоздействия мощного лазерного излучения, приводящей к тепловой самодефокусировке луча, рассматривается в гл. 4, § 3.

Рассмотрение обычно проводится в рамках представлений Гюйгенса — Френеля (без учета дифракции), и легко получить, что для однородного изменения показателя преломления по одной координате траектория луча будет искривляться, имея

$$\text{радиус кривизны } R(x) = \frac{n}{\frac{\partial n}{\partial x}}.$$

Демонстрация заключается в показе траектории луча в однородной среде и ее изменении при создании градиента показателя преломления.

II. Среду с непрерывным изменением показателя преломления проще всего создать за счет диффузии на границе раздела воды и насыщенного раствора поваренной соли. Демонстрацию можно проводить и с обычными источниками света [1], но применение лазера делает ее более наглядной.

Демонстрация проводится следующим образом. В плоско-параллельную стеклянную кювету приблизительно до половины наливают дистиллированную воду, в которую подмешивают очень малое количество флуоресцирующей жидкости. Затем приготавливают крепкий раствор поваренной соли, который при помощи трубочки с оттянутым концом очень медленно и аккуратно заливают в кювету так, чтобы раствор, не перемешиваясь, оказался в нижней части кюветы. За счет диффузии за короткое время вблизи границы раствора образуется слой с приблизительно однородным изменением показателя преломления. В это место направляют луч от аргонового лазера, который работает во избежание тепловой дефокусировки (гл. 1, § 5) в «слабом режиме». Визуально наблюдают искривление траектории луча. Направляя луч в плоскость, близкую к верхней поверхности воды, или, наоборот, в плоскость, близкую ко дну сосуда, наблюдают уменьшение искривления луча, которое объясняется уменьшением в этих областях градиента концентрации поваренной соли, а следовательно, и градиента показателя преломления раствора. Спустя некоторое время это различие исчезает и по всей кювете устанавливается постоянный градиент концентрации.

ГЛАВА 6

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА. ОПТИКА АНИЗОТРОПНЫХ СРЕД

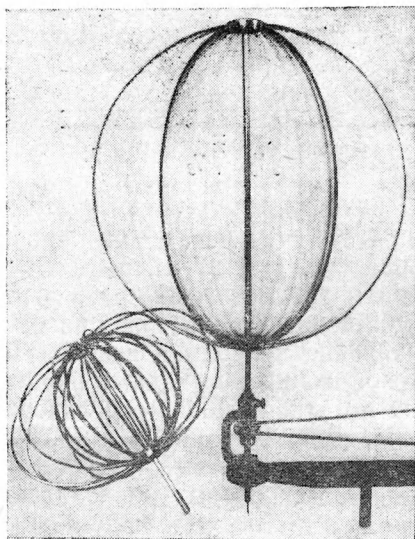
§ 1. ЯВЛЕНИЕ ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

1. При переходе к изучению распространения световых волн в анизотропных средах студенты впервые сталкиваются с принципиально новым тензорным описанием материальных констант вещества, входящих в материальные уравнения, решаемые совместно с уравнениями Максвелла. Поэтому в лекционном курсе обычно вводятся (на примере тензоров второго ранга) основные понятия тензорного анализа: законы преобразования тензора при перемене системы координат, понятие характеристических поверхностей, элементы теории симметрии, приведение тензора к главным осям и др. Далее, решая совместно уравнения Максвелла и материальные уравнения, изучают структуру плоской монохроматической волны в анизотропной среде, находят соотношения между векторами \mathbf{E} , \mathbf{D} и \mathbf{B} в волне, вводят понятие лучевой и фазовой скоростей, получают формулы Френеля, позволяющие найти фазовые скорости обыкновенного и необыкновенного лучей при распространении волны по произвольному направлению в кристалле.

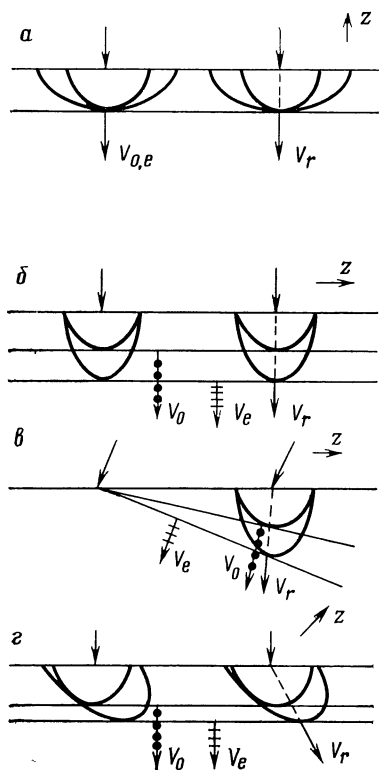
Учитывая сложность указанного материала, на лекциях следует максимально использовать графический материал, а также различные пространственные модели, в том числе проволочные модели волновых поверхностей в одноосных и двухосных кристаллах, описанные в [1] и приведенные на рис. 6.1.

Следующим этапом иссле-

Рис. 6.1. Проволочные модели волновых поверхностей одноосного кристалла. Слева — проволочная модель отрицательного кристалла, справа — проволочная модель положительного кристалла, установленная в «центробежной машине» [1]



дования распространения света в анизотропных средах является рассмотрение поведения волны на границе кристалл — воздух, т. е. изучение законов преломления света на границе анизотропных сред. Это рассмотрение наиболее наглядно проводить на основе известного студентам принципа Гюйгенса — Френеля, модернизируя его на случай анизотропной среды.



В качестве первого примера рассмотрим применение принципа Гюйгенса — Френеля для одноосных кристаллов. Основные случаи наклонного и нормального падения света на границу такого кристалла при различной ориентации его оптической оси Z представлены на рис. 6.2. Они могут быть легко продемонстрированы в лекционном эксперименте. Такая лекционная демонстрация становится особенно наглядной, если в качестве источника света используется излучение лазера. Лазерный луч благодаря своей яркости и малой расходимости является прекрасным объектом для изучения его прохождения через различные среды. При этом следует отдельно рассмотреть поведение луча с естественной поляризацией (неполяризо-

Рис. 6.2. Построение Гюйгенса — Френеля для одноосного положительного кристалла. v_o — фазовая скорость обыкновенной волны, v_e — фазовая скорость необыкновенной волны, v_r — ее лучевая скорость

ванный луч) и луча с линейной поляризацией. Как указывалось выше (гл. 1, § 2), в первом случае следует воспользоваться излучением аргонового лазера, а во втором (гл. 1, § 1) — излучением гелий-неонового лазера, причем направление поляризации (направление колебания вектора E) у этого лазера определяется расположением выходных окон активного элемента, установленных по отношению к оси лазера под углом Брюстера.

II. Демонстрационная установка представляет собой два лазера — аргоновый и гелий-неоновый, перед ним укреплены рельсы, на которых располагаются поляроид во вращающейся оправе и столик или специальный держатель для кристалла.

При демонстрации удобно использовать гелий-неоновый лазер ОКГ-12 или ЛГ-75, который устанавливается во вращаю-

щихся подшипниках так, чтобы, поворачивая вокруг оси лазера (соответственно вокруг луча лазера) его корпус, можно было бы, не изменяя направления луча, менять направление поляризации его свечения. Для ее фиксации на передней части лазера укрепляют стрелку из жести, которая указывает направление колебания вектора E в луче лазера. Исследуемые кристаллические образцы вырезаны из монокристаллов исландского шпата. Первый образец вырезается в виде кубика или прямоугольного параллелепипеда, грани которого перпендикулярны кристаллографическим осям кристалла. Второй образец представляет собой естественный ромбоэдр исландского шпата, причем ограничивающие его ромбы имеют углы в $78^{\circ}8'$ и $101^{\circ}52'$, а оптическая ось расположена параллельно направлению, соединяющему тупые углы ромбоэдра.

Демонстрацию проводят следующим образом. Первоначально включают аргоновый лазер на слабом режиме и направляют его луч на удаленный экран или противоположную стену аудитории. Затем на столик, закрепленный на оптическом рельсе, устанавливают первый образец так, чтобы направление лазерного луча совпадало с оптической осью кристалла. Показывают, что в соответствии с построением Гюйгенса — Френеля (рис. 6.2, *а*) двойного лучепреломления не происходит и внесение образца не изменяет первоначального направления луча лазера. Устанавливая затем после образца поляризатор, убеждаются, что состояние поляризации света после образца также не изменяется.

Затем поворачивают образец на 90° и направляют луч лазера перпендикулярно его оптической оси. В соответствии с рис. 6.2, *б* показывают, что и в этом случае лазерный луч не изменяет своего направления при прохождении через кристалл. После этого наклоняют рукой кристаллический кубик на небольшой угол и убеждаются, что в наших условиях возникает двойное лучепреломление, и на экране появляются два пятна — от обыкновенного и необыкновенного лучей (рис. 6.2, *в*). При помощи поляроида исследуют состояние поляризации обоих лучей и убеждаются, что они поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

Для того чтобы более детально рассмотреть явление двойного лучепреломления, следует воспользоваться образцом в виде ромбоэдра. Его вставляют в держатель, позволяющий поворачивать кристалл в плоскости, перпендикулярной падающему лучу. Этот случай соответствует схеме, изображенной на рис. 6.2, *г*, из которой следует, что при вращении кристалла вокруг луча обыкновенный луч остается на месте, а необыкновенный описывает внутри кристалла конус. Это легко наблюдать на экране, где след от обыкновенного луча, прошедшего кристалл, стоит на месте, а след от необыкновенного совершает круговые движения вокруг него. При помощи поляроида исследуют состояние поляризации обоих лучей.

Если вместо аргонового лазера воспользоваться поляризованным лучом гелий-неонового лазера, то, вращая лазер, можно проследить за изменением яркости обыкновенного и необыкновенного лучей в соответствии с законом Малюса.

§ 2. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРИБОРЫ

I. В экспериментах с поляризованным светом широко используют различного рода поляризующие и двоякопреломляющие призмы Николя, Глана, Рошона, Сенермона, Волластона, Осипова и другие [2]. Их действие хорошо объясняется в рамках принципа Гюйгенса — Френеля для анизотропных сред. Оно может быть наглядно продемонстрировано непосредственно в лекционном эксперименте.

II. Для проведения эксперимента используется установка, описанная в предыдущем параграфе. Поляризационные призмы, имеющиеся в кабинете лекционных демонстраций, сначала устанавливают на столике и освещают поляризованным лучом гелий-неонового лазера. Сначала показывают, как ведет себя в призме линейно-поляризованный свет. Затем пропускают через призму неполяризованный луч аргонового лазера и при помощи поляроида исследуют его поляризацию на выходе из поляризационной призмы.

§ 3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ

I. При рассмотрении явления интерференции света (гл. II), как правило, пользуются приближенным скалярным описанием светового поля, когда необходимым и достаточным условием возникновения интерференционной картины считают пространственно-временную когерентность интерферирующих пучков, не акцентируя внимания на состояние их поляризации. Однако известно, что при сложении двух когерентных световых пучков видность интерференционной картины помимо соотношения их амплитуд и геометрии опыта будет также зависеть от угла между векторами \mathbf{E} в этих пучках.

Если угол между векторами \mathbf{E} сделать равным $\pi/2$, то видность интерференционной картины становится равной нулю, и в этом случае говорят не об интерференции световых пучков, а о сложении их колебания. Именно этот случай реализуется в анизотропных средах, когда в результате рассмотренного выше явления двойного лучепреломления возникают два когерентных пучка света с взаимно перпендикулярными направлениями колебания вектора электрической напряженности \mathbf{E} .

Обычно в лекциях подробно рассматривают результаты сложения двух взаимно перпендикулярных колебаний и получают уравнение эллипса

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \varphi = \sin^2 \varphi, \quad (6.1)$$

где a и b — амплитуды слагаемых колебаний, а φ — разность фаз между ними.

Далее это выражение конкретизируется для отдельных случаев. Так, когда $\varphi = \pi/2$, оптическая разность хода $d(n_0 - n_e) = \lambda/4$, при $\varphi = \pi d \cdot \Delta n = \lambda/2$ и, наконец, если $\varphi = 2\pi$, то $d \cdot \Delta n = \lambda$. Все указанные случаи, реализованные в так называемых «четвертьволновых», «полуволновых» и «волновых» кристаллических пластинках, широко используются в различных лазерных схемах и оптических устройствах, когда требуется взаимное преобразование линейно-поляризованного света в свет с круговой или эллиптической поляризацией, и наоборот. Принцип действия этих пластинок может быть наглядно продемонстрирован в лекционном эксперименте.

При желании лектора можно также проиллюстрировать общую задачу определения интенсивности света, прошедшего через два поляроида, и помещенную между ними кристаллическую пластинку из одноосного кристалла, вырезанную параллельно оптической оси. В этом случае, как известно, указанная интенсивность равна

$$I = E_0^2 \left\{ \cos^2(\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\pi d \Delta n}{\lambda} \right\}, \quad (6.2)$$

где α и β — углы, образованные главными плоскостями соответственно первого и второго поляроидов с главным направлением кристаллической пластинки, имеющей толщину d и величину двойного преломления Δn .

Указанные лекционные демонстрации, которые проводятся с гелий-неоновым лазером, ни в коей мере не должны исключать демонстраций, проводимых в белом свете от проекционного фонаря. Белый свет позволяет продемонстрировать рассмотренные выше зависимости от длины световой волны, что приводит к известному явлению «хроматической поляризации», или, как его еще называют, к наблюдению «цветов кристаллических пластинок». Эти демонстрации [1] чрезвычайно эффектны и надолго запоминаются, в особенности если в демонстрационном кабинете имеются специально подобранные кристаллические мозаики из пластинок различной толщины.

II. Демонстрация действия «четвертьволновых» и «полуволновых» пластинок осуществляется на установке с гелий-неоновым лазером, который может поворачиваться вокруг своей оптической оси, изменяя тем самым направление поляризации в луче. Помимо лазера установка включает в себя специальный держатель для кристаллических образцов, который позволяет поворачивать образец в плоскости, перпендикулярной лучу, и который имеет (так же как и лазер) достаточно большую стрелку, указывающую главное направление образца. За держателем и образцом располагают поляроид (анализатор), который также снабжен стрелкой, указывающей направление поляризации, пропускаемое поляроидом.

Демонстрация проводится следующим образом. Лазер устанавливается «стрелкой вверх», когда \mathbf{E} колеблется в вертикальной плоскости. Затем устанавливают анализатор «стрелкой вверх» и отмечают яркость пятна от лазера на экране. Так как яркость пятна достаточно велика, демонстрацию проводят в полуматематической аудитории так, чтобы зрителям хорошо были видны указательные стрелки, установленные на лазере, образце и поляроиде. Затем скрещивают направления стрелок лазера и поляроида и убеждаются в погасании пятна на экране. После этого устанавливают «четвертьволновую пластинку» с направлением стрелки в диагональном положении и отмечают просветление пятна. Вращая после этого анализатор, убеждаются, что интенсивность пятна остается неизменной, т. е. после пластинки свет выходит циркулярно поляризованным. Изменяя поворот пластинки по отношению к лазеру, отмечают по изменению интенсивности пятна при вращении анализатора, что свет становится эллиптически-поляризованным, с ориентацией эллипса по главным осям пластинки. Аналогично проводится демонстрация с «полуволновой» и «волновой» пластинками.

Заменяя пластинки произвольным кубиком из исландского шпата, путем вращения лазера и анализатора качественно проверяют зависимость интенсивности прошедшего света от величины углов α и β в выражении (6.2).

§ 4. КОНОСКОПИЯ

I. Коноскопия — исследование кристаллов в поляризованном свете в сходящихся пучках — широко используется в оптике и кристаллографии для оптической ориентировки кристаллов, при определении внутренних напряжений и др. Для получения коноскопической картины на пути достаточно широкого линейно-поляризованного пучка света устанавливается короткофокусная линза, в фокусе которой помещается кристаллический образец таким образом, чтобы направление его оптической оси совпадало с направлением пучка света, а фокус линзы приходился на середину образца. Далее, второй линзой, после которой устанавливается анализатор, полученная картина проектируется на экран.

Первая линза образует систему конусов лучей, каждый из которых проходит в кристалле определенный геометрический путь, зависящий от угла падения. В силу того что ось пучка совпадает с оптической осью кристалла, величина двойного лучепреломления для конуса лучей с углом падения i также одинакова для всех лучей конуса. В результате все лучи конуса приобретают по прохождении кристалла одинаковую разность фаз и, пройдя анализатор, дают на экране окружность, называемую изохроматой, интенсивность которой определяется углом раскрытия конуса. В силу линейной поляризации падающего света проекции вектора \mathbf{E} на главные сечения кристалла

в каждой изохромате зависят от азимутального угла. Это означает, что амплитуды интерферирующих (обыкновенного и необыкновенного) лучей различны в разных точках окружности, и картина изохромат оказывается промодулированной по интенсивности. Модулирующая функция, называемая изогрией, для одноосных кристаллов имеет вид расплывчатого креста.

Несколько другая картина возникает в случае двухосного кристалла, если по оси падающего светового пучка расположить биссектрису острого угла между осями кристалла. Как в случае одноосного, так и в случае двухосного кристалла наблюдаемая коноскопическая картина весьма чувствительна к поворотам кристалла относительно оси падающего пучка света, что и используется для проверки правильности ориентировки внешних граней кристалла по отношению к его кристаллографическим осям.

II. Для наблюдения коноскопических картин используется установка с гелий-неоновым лазером. После лазера устанавливается короткофокусная линза (с фокусным расстоянием около 1–2 см), которая тщательно центрируется относительно оси луча. Затем на специальном держателе устанавливается кристаллическая пластинка, вырезанная параллельно оптической оси кристалла таким образом, чтобы лучи лазера, сфокусированные линзой, собрались точно в середине пластинки. Благодаря малой расходимости и вы-

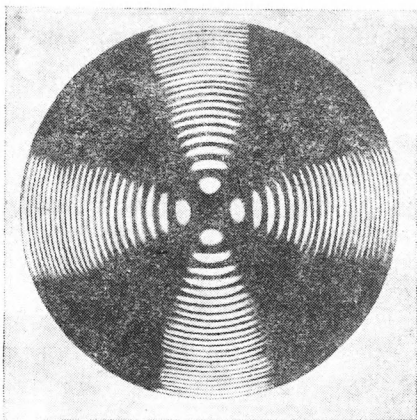


Рис. 6.3. Коноскопическая картина, возникающая при освещении сходящимся лазерным пучком одноосного кристалла

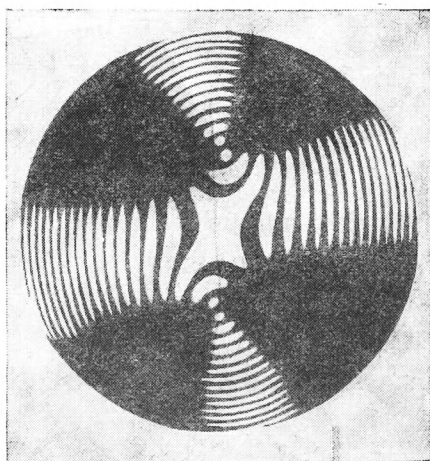


Рис. 6.4. Коноскопическая картина, возникающая при освещении сходящимся лазерным пучком двухосного кристалла

сокой пространственной когерентности лазерного пучка в демонстрации можно обойтись без второй линзы. Расходящийся после пластинки конус лучей пропускают через вращающийся анализатор и непосредственно наблюдают на экране, установленном на расстоянии 2—3 м от пластинки.

Располагая анализатор параллельно и перпендикулярно к направлению поляризации лазерного луча, наблюдают на экране изменение коноскопической картины — темный крест, пересекающий изохроматы, меняется на светлый. Затем при скрещенном положении анализатора наклоняют в разные стороны кристаллическую пластинку, наблюдая при этом изменение коноскопической картины. Аналогичные наблюдения проводят с пластинкой из двухосного кристалла. На рис. 6.3 и 6.4 представлены типичные коноскопические картины, наблюдаемые на экране от одноосного и двухосного кристаллов соответственно.

§ 5. ИСКУССТВЕННАЯ АНИЗОТРОПИЯ. ФОТОУПРУГИЙ ЭФФЕКТ. ЛИНЕЙНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ (ЭФФЕКТ ПОККЕЛЬСА)

1. В § 1 настоящей главы уже указывалось, что в анизотропных средах диэлектрическая проницаемость зависит от направления в кристалле и описывается тензором второго ранга ϵ_{ij} . Характеристической поверхностью этого тензора является оптическая индикатриса; в общем случае она представляет собой поверхность трехосного эллипсоида, уравнение которого имеет вид

$$\frac{x^2}{\epsilon_{11}} + \frac{y^2}{\epsilon_{21}} + \frac{z^2}{\epsilon_{33}} = \frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1, \quad (6.3)$$

где n_1, n_2, n_3 — значение показателей преломления кристалла по осям x, y, z . Если воспользоваться вместо ϵ_{ij} обратной величиной $a_{ij} = (\epsilon_{ij})^{-1}$, которая называется диэлектрической непроницаемостью, или поляризационными константами, то уравнение для индикатрисы можно записать в виде

$$a_{11}^0 x^2 + a_{22}^0 y^2 + a_{33}^0 z^2 = 1. \quad (6.4)$$

При произвольном повороте системы координат уравнение индикатрисы преобразуется следующим образом:

$$a_{11}^0 x^2 + a_{22}^0 y^2 + a_{33}^0 z^2 + 2a_{23}^0 yz + 2a_{13}^0 xz + 2a_{12}^0 xy = 1. \quad (6.5)$$

Зная уравнения индикатрисы, легко определить направление колебания вектора \mathbf{D} в кристалле и значения n' и n'' для волны, распространяющейся в произвольном направлении $\mathbf{r}(x, y, z)$.

При воздействии на кристалл внешних сил поляризационные

константы изменяются, и вместо a_{ij}^0 становятся равными $a_{ij}^0 + \Delta a_{ij}$, где Δa_{ij} , как правило, малая добавка, зависящая от внешнего воздействия.

Если внешние силы механические, то изменение под их действием тензора диэлектрической непроницаемости называется пьезооптическим эффектом, или фотоупругостью. Брюстер, открывший это явление в 1818 г., показал, что для кристаллов достаточную точность дает первое, линейное приближение:

$$\Delta \alpha_{ij} = \pi_{ijkl} \sigma_{kl}, \quad (6.6)$$

где π_{ijkl} — тензор 4-го ранга пьезооптических коэффициентов, σ_{kl} — тензор механических напряжений. Если выразить внешнее механическое воздействие через тензор малых деформаций, то фотоупругий эффект запишется в следующем виде:

$$\Delta \alpha_{ij} = P_{ijkl} \epsilon_{kl}, \quad (6.7)$$

где P_{ijkl} — тензор 4-го ранга, носящий название тензора упругооптических коэффициентов, а ϵ_{kl} — тензор деформации. Поскольку тензор деформации и тензор напряжения связаны между собой законом Гука

$$\sigma_{kl} = C_{ijkl} \epsilon_{ij}, \quad (6.8)$$

где C_{ijkl} — тензор упругих констант кристалла, то

$$P_{ijkl} = \pi_{ijl'm} \cdot C_{l'mkl}.$$

Таким образом, если кристалл подвергнуть деформации, например ϵ_{11} , то уравнение индикатрисы принимает вид

$$\begin{aligned} & (a_{11}^0 + P_{1111} \epsilon_{11}) x^2 + (a_{22}^0 + P_{2211} \epsilon_{11}) y^2 + \\ & + (a_{33}^0 + P_{3311} \epsilon_{11}) z^2 + (2P_{2311} \epsilon_{11}) \cdot yz + \\ & + 2P_{1311} \epsilon_{11} xz + 2P_{1211} \epsilon_{11} xy = 1. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Это означает, что индикатриса под действием внешней силы деформируется и поворачивается, что приводит к изменению значений n' и n'' по данному направлению.

Указанное явление легко может быть продемонстрировано в лекционном эксперименте. Действительно, если исследуемый образец поместить между скрещенными и параллельными поляроидами, то согласно выражению (6.2) интенсивность света, прошедшего через систему поляроиды — образец, будет определяться при заданной длине волны λ множителем $\sin^2 \frac{\pi d(n' - n'')}{\lambda}$

или в конечном счете величиной $\Delta n = (n' - n'')$. Если образец подвергнуть механическому воздействию, то возникает добавочная величина $\Delta n_{\text{инд}}$, которая приведет к изменению интенсивности прошедшего света. Таким образом, если ненапряженный образец в скрещенных поляроидах имеет однородную освещенность, то при возникновении внутренних неоднородных напря-

жений однородная освещенность нарушается и наблюдаются светлые и темные области, изменение освещенности которых пропорционально внутренним напряжениям. Это обстоятельство широко используется в практике для исследования распределения внутренних напряжений на различных моделях, подвергнутых внешнему воздействию.

Если внешним воздействием на кристалл является электрическое поле E , то и в этом случае поляризационные константы a^0_{ij} будут испытывать небольшие изменения Δa^0_{ij} , которые, однако, в отличие от случая механического воздействия имеют более сложную зависимость от внешнего поля E .

В этом случае

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk} \cdot E_k + R_{ijkl} E_k E_l. \quad (6.10)$$

Тензор третьего ранга r_{ijk} называют тензором электрооптических коэффициентов, а R_{ijkl} — тензором коэффициентов Керра.

Линейная зависимость изменения индикатрисы под действием электрического поля называется эффектом Покельса, а квадратичная — эффектом Керра. Эффект Покельса может наблюдаться только в нецентросимметричных кристаллах, относящихся к пьезоэлектрическим классам симметрии, эффект Керра — в любых средах, в том числе и в жидкостях. Эффект Керра может возникать и в пьезоэлектрических кристаллах, проявляющих линейный электрооптический эффект. Однако, как правило, он обуславливает лишь малые добавки к основному линейному эффекту, и в ряде случаев им можно пренебречь.

Таким образом, если использовать нецентросимметричный кристалл, где можно не учитывать квадратичный электрооптический эффект, и если уравнение индикатрисы для него до наложения электрического поля имело вид

$$a^0_{11}x^2 + a^0_{22}y^2 + a^0_{33}z^2 = 1, \quad (6.11)$$

то после наложения электрического поля, например вдоль оси z , уравнение индикатрисы преобразуется к виду

$$\begin{aligned} & (a^0_{11} + r_{113}E_3)x^2 + (a^0_{22} + r_{223}E_3)y^2 + \\ & + (a^0_{33} + r_{333}E_3)z^2 + 2r_{233}E_3yz + 2r_{133}E_3xz + \\ & + 2r_{123}E_3xy = 1. \end{aligned} \quad (6.12)$$

Другими словами, при наложении электрического поля на кристалл его оптическая индикатриса деформируется и поворачивается на некоторый угол. В результате меняются как направление поляризации, так и фазовые скорости волн, распространяющихся по заданному направлению в кристалле. Это приводит к изменению величины двойного лучепреломления Δn . Если кристалл поместить между двумя поляроидами, то в соответствии с (6.2) должна меняться интенсивность света, прошедшего через всю систему. Это обстоятельство широко используется в электрооптических модуляторах (гл. 6, § 6) и легко может быть продемонстрировано в лекционном эксперименте.

II. Демонстрация фотоупругого эффекта проводится на установке с гелий-неоновым лазером. Так как исследуемые объекты обычно имеют линейные размеры ($\sim 1-2$ см), значительно превышающие сечение лазерного луча, то необходимо воспользоваться телескопической системой расширения пучка. Ее применение создает некоторые неудобства, в основном связанные с наличием в пучке структуры поперечных мод, которая, будучи увеличенной телескопической системой, дает на экране не однородное поле, а поле, перечерченное системой темных линий. Этого можно избежать, если в качестве источника света использовать лазер, работающий в режиме одной поперечной моды. Из промышленных лазеров таким является лазер ЛГ-38, дающий излучение мощностью ~ 40 мВт и работающий в режиме генерации на моде TEM_{00} . Можно воспользоваться и другими лазерами, однако в этом случае настройкой резонатора необходимо добиться более или менее равномерной освещенности на экране.

В качестве объектов исследования следует воспользоваться изотропными телами — стеклами, оргстеклом, целлофаном, которые в ненапряженном состоянии не обладают двойным лучепреломлением.

Демонстрацию проводят следующим образом. После расширителя луча лазера устанавливают столик, на котором размещают специальные тиски, в которых зажимается образец из силикатного или оргстекла. После образца размещают поляризатор и линзу, которая проектирует поверхность образца на экран. Поляризатор устанавливают в скрещенном положении по отношению к лучу лазера, поляризация которого устанавливается под углом 45° к оси, по которой создаются напряжения в образце. Регулировкой поляризатора добиваются получения на экране темноты. Затем поворотом трубки тисков создают в образце напряжения и наблюдают на экране возникновение светлых и темных полос, характеризующих распределение напряжений внутри образца. Удобно использовать длинную палочку из оргстекла, имеющую прямоугольное сечение, которую можно изгибать руками. Помещая ее на место образца и меняя величину и направление усилия руки, наблюдают динамику изменения освещенности на экране. Эффектно выглядит демонстрация, если в качестве объекта использовать модель крюка для подъемного крана, выполненную из оргстекла толщиной $\sim 2-3$ мм. Подвесив ее на штативе, надевая на крюк петлю, к которой прикреплена нагрузочная площадка, и нагружая эту площадку различными гириями, наблюдают возникновение и изменение картины внутренних напряжений в исследуемой модели.

ЗаклЮчить демонстрацию можно показом распределения внутренних напряжений в серии образцов так называемых «закаленных стекол», которые заранее приготовлены путем резкого охлаждения стекол, предварительно нагретых до температуры размягчения.

Указанные демонстрации можно проводить и с обычным источником белого света (например, проекционного дугового фонаря). В этом случае вследствие дисперсии получаемые интерференционные картины окрашены, причем распределение цветов, в особенности при случайных распределениях напряжений, как у закаленных стекол, выглядит очень разнообразно и красиво. Преимущество демонстрации с лазером в основном сводится к тому, что полученные картины оказываются гораздо более контрастными, что позволяет в ряде случаев сделать количественные прикидки наблюдаемых эффектов.

Демонстрацию линейного электрооптического эффекта можно проводить на одноосных отрицательных кристаллах LiNbO_3 или KDP. Кристаллы вырезаются в виде прямоугольных параллелепипедов, причем длинное ребро направлено вдоль оптической оси кристалла, а два остальных ребра направлены соответственно вдоль осей x и y кристалла. Грани кристалла, перпендикулярные оси x , металлизуются. Кристалл устанавливается в специальный держатель, выполненный из тефлона, так что металлизированные грани зажимаются пружинистыми электродами из фтористой бронзы. Держатель устанавливается на юстировочный столик, имеющий микрометрические подачи. В качестве источника излучения служит луч гелий-неонового лазера. Так как поперечные размеры кристалла обычно равны 3×3 мм, в данном случае расширитель пучка не требуется, и можно использовать лазер ЛГ-75 или ОКГ-12. Наблюдение ведется по коноскопической картине от кристалла на удаленном экране (гл. 6, § 5). Так как кристалл достаточно длинный (около 3 см), то необходимо подобрать линзу с таким фокусным расстоянием, чтобы пучок, сфокусированный в центр кристалла, не венъетировался входной и выходной гранями. В этом случае на экране наблюдается лишь центральная часть коноскопической картины, включающей в себя одну-две изохромы. Затем на кристалл подается постоянное напряжение от источника питания типа УИП-1. По мере увеличения напряжения на экране видно, что коноскопическая картина изменяется и переходит в типичную картину для двухосного кристалла. При этом центральная часть картины, которая при скрещенном анализаторе была темной, просветляется. Включая и выключая несколько раз напряжение, демонстрируют возможность модуляции лазерного пучка по интенсивности при помощи электрического напряжения.

§ 6. МОДУЛЯЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОЙ СВЯЗИ

I. Из теории связи известно, что объем информации, который можно передать по одному каналу связи, в основном определяется несущей частотой излучения. Чем больше частота передающего канала, тем больше информации можно по нему

передать. С этой точки зрения применение оптических лазеров для целей передачи информации является весьма перспективным, так как их несущая частота в десятки тысяч раз превышает частоты, используемые в практике СВЧ-каналов связи. Соответствующий расчет показывает, что по одному лучу лазера видимого диапазона можно одновременно осуществить передачу до одного миллиона телевизионных программ и более миллиарда телефонных переговоров. Главным условием реализации указанных возможностей является наличие специальных устройств — модуляторов, которые позволили бы осуществить на достаточно больших частотах перенос передаваемой информации на лазерный луч в виде его амплитудной, частотной или поляризационной модуляций.

Модуляция лазерного излучения может осуществляться как внутренним, так и внешним способами. При внутренней модуляции передаваемый сигнал воздействует на различные процессы генерации излучения — коэффициент усиления активной среды или ширину линии атомного резонанса. Внешняя модуляция осуществляется модулятором, расположенным вне лазера, который изменяет параметры прошедшего через него излучения путем воздействия на рабочую среду модулятора, через которую пропускается излучение.

Принципы действия внешних модуляторов весьма разнообразны, однако наибольшее применение получили модуляторы, которые тем или иным образом изменяют показатель преломления рабочей среды. Среди них следует отметить следующие [13, 21]. Модуляторы, работающие на основе: линейного электрооптического эффекта (ячейки Поккельса), квадратичного электрооптического эффекта (ячейки Керра), магнитооптического эффекта (ячейки Фарадея), акустооптического эффекта (дифракция Брэгга (гл. 3, § 4)), дифракционные модуляторы (дифракция Рамана—Ната (гл. 3, § 4)). Принципиальные схемы указанных модуляторов приведены на рис. 6.5. Все перечисленные модуляторы имеют различные технические характеристики: области частот модуляции, оптическое поглощение и потери света, глубины модуляции, ширины полос пропускаемых частот и др., что представляет большой выбор для решения разнообразных технических задач.

Остановимся более подробно на модуляторе, основанном на эффекте Поккельса, который был рассмотрен в предыдущем параграфе. Рабочим веществом модулятора является монокристалл ниобата лития (LiNbO_3), вырезанный вдоль оптической оси, с гранями, перпендикулярными осям x и y соответственно. В § 5 было отмечено, что при наложении электрического напряжения в направлении X в кристалле возникает искусственное двойное лучепреломление причем разность фаз между лучами

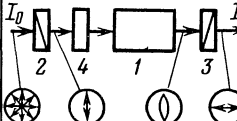
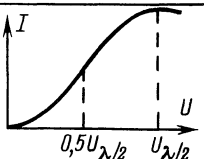
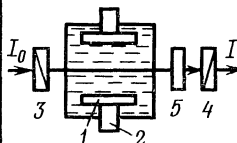

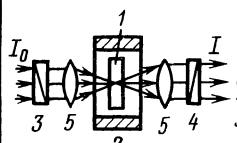

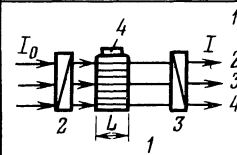
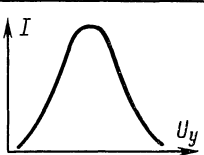
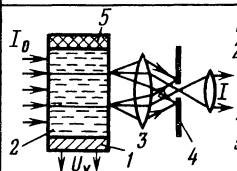
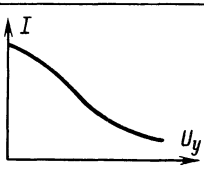
Тип модулятора	Устройство	Характеристика
Электрооптический модулятор на эффекте Поккельса	 <p>1-кристалл 2-поляризатор 3-анализатор 4-фазовращатель</p>	
Электрооптический модулятор на эффекте Керра	 <p>1-ячейка Керра 2-электроды 3-поляризатор 4-анализатор 5-фазовращатель</p>	
Магнитооптический модулятор на эффекте Фарадея	 <p>1-активное вещество 2-катушка 3-поляризатор 4-анализатор 5-линзы</p>	
Акустооптический модулятор	 <p>1-фотоупругий кристалл 2-поляризатор 3-анализатор 4-пьезодатчик</p>	
Дифракционный модулятор	 <p>1-излучатель 2-рабочая среда 3-линза 4-диафрагма 5-поглотитель</p>	

Рис. 6.5. Устройство и характеристики основных видов оптических модуляторов света

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n'_x - n'_y) \cdot l = \frac{2\pi}{\lambda} r_{22} n_0^3 l \cdot E = \frac{2\pi}{\lambda} r_{22} n_0^3 \frac{l}{d} V, \quad (6.13)$$

где l — длина кристалла вдоль оптической оси Z ; d — размер кристалла вдоль оси x ; V — разность потенциалов, приложенная вдоль оси x .

Если анализатор находится в скрещенном состоянии по отношению к направлению поляризации падающего света, то интенсивность прошедшего света

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}. \quad (6.14)$$

Таким образом, статическая зависимость интенсивности про-

шедшего света от величины приложенного постоянного напряжения оказывается нелинейной. Максимальная интенсивность достигается в том случае, когда сдвиг фаз равен π или разность оптического хода соответственно равна $\lambda/2$. Соответствующее напряжение V_0 называется полуволновым напряжением и равно $V_0 = \frac{\lambda d}{2r_{22}n_0^3 l}$. Для ниобата лития оно составляет величину ~ 180 В.

Чтобы без искажений промодулировать падающий луч переменным напряжением, необходимо выбрать на статической характеристике рабочую точку A , которая расположена в середине ее линейного участка. Поэтому при осуществлении модуляции на кристалл обычно одновременно подается передаваемое переменное напряжение и постоянное напряжение смещения. Если рабочая точка попадает на квадратичные участки характеристики, то возникает модуляция на двойной частоте. Указанное явление легко может быть продемонстрировано в лекционном эксперименте. Важной особенностью поккелевских модуляторов является их малая инерционность, что позволяет осуществлять модуляцию на частотах в сотни мегагерц. Последнее обстоятельство является весьма важным при реализации систем с многоканальной связью.

В лекциях по оптике в рамках общего курса физики обычно подробно не рассматривается проблема передачи информации и осуществления различных систем связи. Однако, учитывая большое практическое значение этой темы, следует хотя бы вкратце очертить круг проблем, связанных с созданием указанных систем с применением лазеров.

В простейшем случае одноканальной системы связи типа лазерного телефона в силу того, что полоса используемых частот мала (10—20 кГц), нет необходимости введения поднесущей частоты и звуковые колебания в микрофоне можно непосредственно передавать на модулятор. В этом случае любой фотоприемник — фотодиод или фотоэлектронный умножитель — будет регистрировать промодулированное излучение, выделяя переменную составляющую, которая после усиления непосредственно направляется на динамик.

Характерной особенностью открытых лазерных систем связи является то, что лазерный луч проходит через атмосферу, которая весьма сильно подвергнута значительным флуктуациям поглощения (дождь, туман, аэрозоли и пр.), в результате чего интенсивность излучения, достигающего приемника, может меняться в широких пределах. Для компенсации этого явления в приемной системе используют систему автоматического регулирования усиления (АРУ), принцип действия которой заключается в следующем. После приемной антенны (обычно телескопической системы Кассегрена или Максудова) устанавливается поккелевский модулятор (ячейка Поккельса и анализатор). Сфокусированный луч проходит ячейку Поккельса и анализатор, попадает

на чувствительный фотоприемник (обычно ФЭУ), часть сигнала которого направляется на усилитель и на приемник (или сразу на динамик), а малая его часть попадает в систему АРУ. В этой системе существует опорное напряжение, с которым сравнивается сигнал с ФЭУ. Разностное напряжение, являющееся по существу сигналом ошибки, усиливается и подается на ячейку Поккельса. В результате интенсивность света, прошедшего на фотоприемник, изменяется до тех пор, пока сигнал ошибки не станет равен нулю.

В многоканальных системах в передающей части для каждого канала существуют система генераторов поднесущих частот и электрические модуляторы, которые могут осуществлять модуляцию поднесущей частоты различным образом. В радиотехнике известны различные виды модуляции: амплитудная, фазовая, смешанная — для передачи аналоговых сигналов и различные счетно-импульсные и кодово-импульсные модуляции для передачи цифровой или кодируемой информации. Промодулированные сигналы от различных каналов складываются на линейном преобразователе и поступают на оптический модулятор. Аналогичным образом в приемной системе они демодулируются и дешифруются.

Особые перспективы лазерные линии связи получили после разработки волоконных световодов с малыми коэффициентами затухания (гл. 5, § 3). При космической связи большой помехой является эффект тепловой дефокусировки лазерного излучения, рассмотренный в гл. 4, § 3.

II. Главной целью лекционной демонстрации является наглядный показ аудитории принципа действия лазерного канала связи, а не последних технических достижений, которые применяются в научно-исследовательских работах и в практических устройствах. Поэтому первоначально целесообразно показать простейший лазерный передатчик и приемник с использованием внутренней модуляции лазерного излучения.

Весьма прост в изготовлении и эксплуатации лазерный канал связи на газовом гелий-неоновом лазере типа ЛГ-56. Изменяя ток разряда, можно воздействовать на разность населенностей уровней лазерного перехода (гл. 1, § 1), что приводит к изменению мощности (интенсивности) лазерного излучения. Зависимость мощности излучения лазера ЛГ-56 от величины тока разряда приведена на рис. 6.6. Из него видно, что эта зависимость носит нелинейный характер. Од-

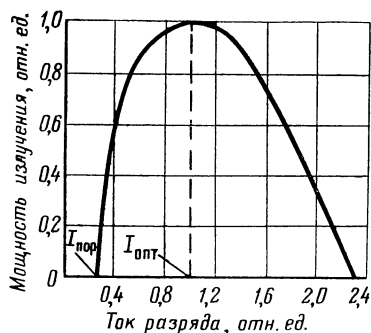


Рис. 6.6. Зависимость мощности излучения He—Ne-лазера от величины тока разряда активного элемента

нако можно выбрать рабочую точку таким образом, чтобы обеспечить глубину модуляции до 85% при величине нелинейных искажений, не превышающей 15%. Максимальная частота модуляции по току разряда определяется в основном инерционностью создания инверсной заселенности уровней перехода и составляет около 150 кГц. Схема модуляции по току разряда представлена на рис. 6.7 [21]. В качестве входного можно подавать сигнал с выхода магнитофона или усилителя, к которому подсоединен микрофон или проигрыватель. Приемником излучения служит фотодиод ФК-24К, выход с которого подается на усилитель низкой частоты и на динамики.

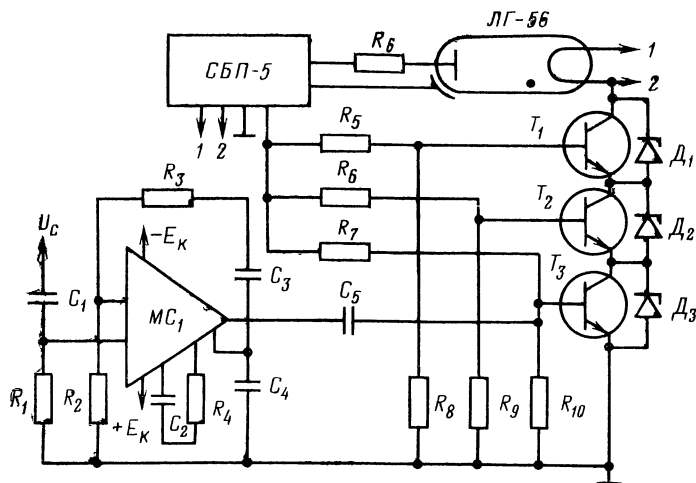


Рис. 6.7. Принципиальная схема модулятора по току разряда лазера ЛГ-56 с блоком питания СБП-5

Демонстрация проводится следующим образом. К источнику питания лазера через модулятор подается напряжение с выхода магнитофона, на котором записана речь или музыка. Далее, направляя луч лазера на фотодиод, установленный на противоположной стороне аудитории, добиваются воспроизводства записи на динамике, который расположен рядом с диодом. Перекрывая рукой луч лазера, демонстрируют перерывы в воспроизведении записи. Задымляя дымом от сигареты трассу лазерного луча, отмечают флуктуации уровня воспроизведения.

Очень убедительно выглядит демонстрация, когда обычный фотодиод в приемной части канала связи заменяется приемником с системой АРУ, описанной выше. В этом случае в приемное устройство помимо электронной схемы входят приемная антенна (объектив типа ТАИР-300), ячейка Поккельса с анализатором (модулятор типа ЛМ-4 или ЛМ-5) и ФЭУ с блоком питания. В случае применения указанного приемного устройства при задымлении трассы луча, при внесении в нее ослабляющего фильтра, пленки целлофана и др. уровень воспроизведения

сигнала (в этом случае удобнее воспользоваться музыкальной записью) остается практически неизменным.

Во время лекции также можно продемонстрировать действие многоканальной системы лазерной связи с внешним модулятором. В этом случае каждый передающий канал требует своего генератора поднесущей частоты, что, в общем, очень загромождает демонстрацию большим количеством приборов, не добавляя практически наглядности в иллюстрации главной идеи лазерной связи.

§ 7. ЕСТЕСТВЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ВЕЩЕСТВ

I. Все конденсированные среды, в том числе кристаллы, аморфные среды и жидкости обладают пространственной дисперсией. Она проявляется в том, что вектор электрической поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ определяется в каждый момент времени не только значением вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в той же точке, но и значением электрического поля в окрестности точки с \mathbf{r} . Другими словами, пространственная дисперсия есть проявление неоднородности электрического поля в среде. Поэтому $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ зависит не только от самого вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, но и от его пространственных производных $\frac{\partial E_i}{\partial x_k}$. Ограничиваясь первыми членами разложения, получим

$$P_i = \alpha_{ij} E_j + \beta_{ijk} \frac{\partial E_j}{\partial x_k}, \quad (6.15)$$

или, переходя к вектору электрической индукции $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$,

$$E_i = \eta_{ij} D_j + \gamma_{ijk} \frac{\partial D_j}{\partial x_k}, \quad (6.16)$$

где α_{ij} — поляризуемость, η_{ij} — диэлектрическая непроницаемость $(\epsilon_{ij})^{-1}$. Если в среде тензоры третьего ранга β_{ijk} или γ_{ijk} отличны от нуля, то такие среды называют оптически активными.

Тензор γ_{ijk} антисимметричен по первым двум индексам и называется тензором гирации:

$$\gamma_{ijk} = -\gamma_{ikj}.$$

Для монохроматических волн с волновым вектором \mathbf{k}

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial \mathbf{r}} = i \mathbf{D} \mathbf{k} \quad \text{и} \quad E_i = (\eta_{ij} + i \gamma_{ijm} k_m) D_j. \quad (6.17)$$

Добавка к обычной диэлектрической непроницаемости мала и, как показывает расчет, имеет порядок величины a/λ , где a — характерный размер для среды — размер элементарной ячейки для кристаллов и размер молекул или молекулярных агрегатов для растворов.

Решая задачу распространения плоских волн в среде описываемым приведенным выше материальным уравнением, можно показать, что в ней распространяются две циркулярно поляризованные волны с различными направлениями вращения, фазовые скорости которых различны и определяются следующими показателями преломления:

$$n_1 = n + \frac{1}{2} n^3 |G_{lk}| \text{ и } n_2 = n - \frac{1}{2} n^3 |G_{lk}|,$$

где $|G_{lk}| = \frac{\pi}{\lambda} \delta_{lij} \gamma_{ijk}$ — псевдотензор гирации.

Таким образом, мы получаем классическое объяснение вращения плоскости поляризации, предложенное Френелем.

Явление оптической активности кристаллов наряду с «полуволновыми» и «четвертьволновыми» пластинками широко используется в различных поляризационных схемах и устройствах. Кроме того, измерение удельного коэффициента вращения вектора поляризации является важным средством для проведения широкого класса стереохимических исследований.

II. Демонстрация вращения плоскости поляризации проводится на установке с гелий-неоновым лазером. В качестве оптически активной среды, как правило, используют пластинки из кристаллического α -кварца (α -SiO₂), вырезанные перпендикулярно оптической оси кристалла. Демонстрацию проводят следующим образом. На пути луча лазера устанавливают поляроид — анализатор со стрелкой, указывающей главное направление; поворачивая его, добиваются погасания на экране пятна от лазерного луча. Затем между лазером и поляроидом устанавливают пластинку из правовращающего кварца. Пятно просветляется. Путем поворота анализатора опять добиваются темноты, фиксируя при этом угол поворота анализатора. Вставляя рядом с первой вторую такую же кристаллическую пластинку, повторяют опыт и убеждаются, что угол поворота анализатора увеличился в два раза. Заменяя вторую пластинку такой же по толщине пластинкой из левого кварца, демонстрируют, что обе пластинки компенсируют друг друга, не изменяя первичного состояния поляризации лазерного луча.

Аналогично проводится демонстрация с поворотом плоскости поляризации в растворах сахара. Для этой цели готовят набор кювет — 2—3 кюветы одинаковой длины и несколько кювет с возрастающей длиной. Сначала на одинаковых кюветах показывают, что поворот плоскости поляризации зависит от концентрации сахарного раствора, затем на разных кюветах с одинаковым раствором сахара показывают, что угол поворота плоскости поляризации пропорционален длине кюветы.

Очень наглядным является опыт Н. А. Умова [1]. Первоначально на высокой (1 ÷ 1,5 м) прозрачной кювете с плоским стеклянным дном, заполненной концентрированным раствором сахара, проводят опыт с гелий-неоновым или с аргоновым (с

поляроидом) лазером. Кювету устанавливают вертикально и направляют вдоль ее оси луч лазера. Луч лазера наблюдается зрителем за счет тиндалевского рассеяния света в растворе (гл. 6, § 9). Так как рассеянный свет линейно-поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости рассеяния, то наблюдатель видит рассеянный от луча лазера свет только в том случае, если вектор \mathbf{E} перпендикулярен (или составляет большой угол) лучу лазера и лежит в плоскости наблюдения. В результате вращения вектора \mathbf{E} в кювете наблюдателю кажется, что видимый луч лазера промодулирован по интенсивности, т. е. вместо сплошного луча он видит прерывистую линию. В тех местах, где \mathbf{E} направлено в сторону наблюдателя, — темнота, а где вектор \mathbf{E} перпендикулярен направлению на наблюдателя, — свет.

В заключение уместно осветить кювету сфокусированным белым светом от проекционного фонаря, пропустив его через поляроид. В результате дисперсии удельного вращения плоскости поляризации наблюдатель видит в кювете систему цветных спиралей.

§ 8. МАГНИТНОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ (ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ)

I. Магнитооптика — важный раздел курса. Обычно в лекциях рассматриваются два основных магнитооптических эффекта — эффект Зеемана и эффект Фарадея.

Объяснение нормального эффекта Зеемана на базе простой осцилляторной модели, как правило, не вызывает особых затруднений. Методически в этом случае очень важно подчеркнуть, что внешнее магнитное поле действует на излучающий диполь, изменяя его электрические характеристики в соответствии с правилами, хорошо известными из электродинамики, а не на электромагнитную волну, распространяющуюся во внешнем поле. Именно это обстоятельство, как показывает педагогический опыт, не всегда усваивается частью студентов, порождая характерную ошибку в объяснении проведения опытов по наблюдению прямого и в особенности обратного эффекта Зеемана. В связи с этим следует особое внимание уделить именно обратному эффекту Зеемана и, как его следствие, рассмотреть возникновение эффекта Фарадея.

По существу, обратный эффект Зеемана и эффект Фарадея связаны с искусственной анизотропией среды и отличаются от рассмотренных выше (гл. 6, § 5) эффектов искусственного двойного лучепреломления только симметрией внешнего воздействия, в качестве которого выступает внешнее магнитное поле.

Внешнее магнитное поле, воздействуя на движение электрических зарядов среды, изменяет тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} и соответственно тензор диэлектрической непрозрачности η_{ij} , причем в первом приближении эти изменения

линейны по полю. В результате выражение для E приобретает следующий вид (сравнить с (6.17)):

$$E_i = (\eta_{ik} + i\delta_{ikl}F_{lm}H_m)D_k. \quad (6.18)$$

Отождествляя аксиальные векторы $\mathbf{F} \cdot \mathbf{H}$ и \mathbf{Gm} , можно получить материальное уравнение (6.17), которое, как было показано в предыдущем параграфе, приводит к повороту плоскости поляризации. Следовательно, прозрачная среда — изотропная или анизотропная — под действием внешнего магнитного поля становится оптически активной. Распространяющиеся в ней волны оказываются циркулярно или эллиптически поляризованными и распространяются с разными скоростями. В этом и заключается эффект Фарадея — возникновение поворота плоскости поляризации под воздействием магнитного поля.

С микрооптической точки зрения эффект Фарадея объясняется следующим образом. Электрические диполи среды, в которой распространяется свет, под действием внешнего магнитного поля за счет эффекта Зеемана изменяют свои частоты, в результате чего линия поглощения света раздваивается и приобретает круговую поляризацию. В соответствии с принципом Крамера — Кронига изменяются кривые дисперсии вещества, т. е. возникает разность Δn , которая приводит к повороту плоскости поляризации света.

Обычно эффект Фарадея демонстрируют на лекциях, применяя в качестве среды тяжелые стекла (типа флинта) со сравнительно большой величиной постоянной Верде. Еще более наглядной демонстрация становится при использовании прозрачных ферромагнетиков, которые, обладая значительно большим значением постоянной Верде, нашли многочисленные практические применения в магнитооптических модуляторах, системах записи, хранения и считывания информации, управляемых оптических транспарантах и др. В этом случае величина вращения плоскости поляризации достигает насыщения в сравнительно слабых магнитных полях. Это объясняется тем, что внешнее магнитное поле гораздо меньше внутренних магнитных полей, вызывающих эффект Фарадея, и его роль сводится к переориентации магнитных доменов, обеспечивая сложение углов поворота отдельных доменов. Полная теория эффекта Фарадея в ферромагнитных прозрачных диэлектриках более сложна и выходит за рамки курса «Общей физики».

II. Демонстрация эффекта Фарадея проводится с помощью гелий-неонового лазера типа ОКГ-12, ЛГ-75, ЛГ-56, установленного во вращающемся держателе. На торце лазера устанавливается стрелка, указывающая направление плоскости поляризации лазерного луча. Схема установки приведена на рис. 6.8. Луч лазера направляют в канал, просверленный в полюсных наконечниках большого демонстрационного магнита, на пути луча лазера устанавливают поляроид и затем экран, на котором наблюдают световое пятно от луча лазера. Магнит питается посто-

янным током через коммутационный переключатель, систему реостатов и демонстрационный амперметр, показывающий направление и величину протекающего через электромагнит тока.

В качестве первого образца обычно берется прямоугольный параллелепипед из тяжелого флинта. Демонстрацию проводят следующим образом. При выключенном магнитном поле устанавливают анализатор в скрещенное положение по отношению к направлению поляризации лазерного луча. Наблюдают на экране полное погашение светового пятна от лазерного луча. Затем включают ток через электромагнит и наблюдают просветле-

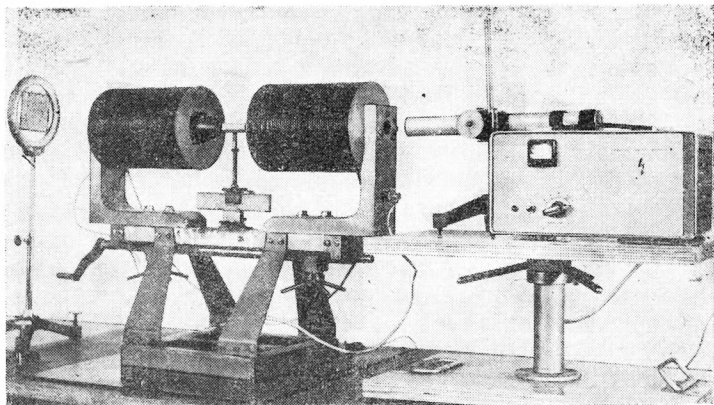


Рис. 6.8. Общий вид демонстрационной установки для наблюдения эффекта Фарадея

ние светового пятна. Путем поворота анализатора вновь добиваются погашения пятна, отмечая при этом направление и угол поворота анализатора и направление магнитного поля. Коммутируя направление тока в электромагните, повторяют опыт.

Затем устанавливают второй образец с большим значением постоянной Верде. В качестве парамагнитного образца можно использовать оптически изотропный монокристалл кубической симметрии редкоземельного (диспрозиевого) алюмината — граната. Повторяя описанный выше опыт с этим образцом, отмечают значительно больший угол поворота плоскости поляризации. Уменьшая при помощи реостата ток через электромагнит, демонстрируют зависимость эффекта от величины магнитного поля.

В заключение показывают опыты с прозрачным ферромагнетиком типа феррита — граната иттрия $Y_3Fe_5O_{12}$, имеющего структуру, аналогичную предыдущему образцу. Постепенно от нуля увеличивая силу тока через электромагнит, демонстрируют нелинейный характер зависимости угла поворота плоскости поляризации от величины магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грабовский М. А., Млодзеевский А. Б., Телеснин Р. В., Шаскольская М. П., Яковлев И. А. Лекционные демонстрации по физике / Под ред. В. И. Ивероновой. Изд. 1-е. — М.: Наука, 1965; Изд. 2-е. М.: Наука, 1972.
2. Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976.
3. Звелто О. Физика лазеров. — М.: Мир, 1979.
4. Годжаев Н. М. Оптика. — М.: Высшая школа, 1977.
5. Лазеры в общем физическом практикуме / Под ред. А. Н. Матвеева. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1981.
6. Иванов С. А., Киселев Д. Ф., Корчажкин В. В., Матушкин Ю. И., Мусаев Т. Ш. Демонстрационный квантовый усилитель и генератор света. — Сборник научно-методических статей по физике. Вып. 7. — М.: Высшая школа, 1979, с. 69.
7. Алферов Г. Н., Донин В. И., Юршин Б. Я. Аргоновый ОКГ непрерывного действия с выходной мощностью 0,5 кВт. — Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 629.
8. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. — М.: Физматгиз, 1962.
9. Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. — М.: Наука, 1981.
10. Шустин О. А., Величкина Т. С., Михеева Л. Ф., Яковлев И. А. Демонстрация явлений интерференции света при его отражении от границ плоскопараллельного стеклянного слоя. — УФН, 1971, т. 105, № 2, с. 359.
11. Шустин О. А., Корчажкин В. В., Черневич Т. Г., Яковлев И. А. Лекционные демонстрации с аргоновым лазером. — УФН, 1974, т. 113, № 1, с. 184.
12. Баранский К. Н., Север Г. А. Демонстрация дифракции света на двумерной ультразвуковой структуре. — УФН, 1973, т. 109, № 2, с. 406.
13. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. — М.: Наука, 1970.
14. Специальный физический практикум / Под ред. А. А. Харламова, Ч. 3. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1977.
15. Шустин О. А. Лекционная демонстрация по голографии. — УФН, 1971, т. 105, № 2, с. 361.
16. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. — М.: Изд. ВИНТИ, 1964.
17. Анисимов С. А., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970.
18. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970.
19. Харик Н. Спектроскопия внутреннего отражения. — М.: Мир, 1970.
20. Физический практикум. Электричество и оптика / Под ред. В. И. Ивероновой. — М.: Наука, 1968.
21. Загороднюк В. Т., Паршин Д. Я. Лазерная оперативная связь с промышленными объектами. — М.: Связь, 1979.

*Виктор Александрович Алешкевич,
Дмитрий Федорович Киселев,
Владимир Васильевич Корчажкин*

ЛАЗЕРЫ В ЛЕКЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Зав. редакцией *С. И. Зеленский*
Редактор *Р. Д. Солод*
Художественный редактор *Ю. М. Добрянская*
Технический редактор *К. С. Чистякова*
Корректоры *В. П. Кададинская, С. Ф. Будаева*

ИБ № 1949

Сдано в набор 19.11.84 Подписано к печати
10.04.85 Л-63052 Формат 60×90/16 Бумага
тип. № 1 Гарнитура литературная Высокая
печать Усл. печ. л. 8,5 Уч.-изд. л. 8,02 Тираж
3300 экз. Заказ 547. Цена 45 коп.
Изд. № 3442

Ордена «Знак Почета»
издательство Московского университета.
103009, Москва, ул. Герцена, 5/7.
Типография ордена «Знак Почета»
издательства МГУ.
119899, Москва, Ленинские горы

Цена 45 коп.