

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины»

Кафедра радиофизики и электроники

**Методы измерения и контроля параметров лазерного
излучения**

Лабораторный практикум

в 2-х частях

Часть 2

Гомель 2001

Авторы-составители: Мышковец В.Н., доцент, к.ф.-м.н
Максименко А.В., ст. преподаватель

Рецензенты Федосенко Н.Н.; доцент, к. т. н.
Шолох В.Ф.; доцент, к. ф. - м. н.

Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
Гомельского госуниверситета имени Ф. Скорины

Лабораторный практикум «Методы измерения и контроля параметров лазерного излучения» часть 2 включает в себя 4 лабораторные работы по разделам курса: «Измерение временных характеристик лазерного излучения», «Измерение длины волны и частоты лазерного излучения», «Исследование когерентности и анализ поляризации лазерного излучения».

Предназначен для студентов физического факультета специальности «Физика».

© Гомельский государственный университет
им. Ф. Скорины, 2001

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время создано много разнообразных типов лазеров работающих в импульсном и непрерывном режимах: твердотельные на кристаллах и стеклах, газовые (ионные, атомарные, молекулярные), жидкостные, полупроводниковые (с электронным и оптическим возбуждением, инжекционные), химические, газодинамические, лазеры с перестраиваемой частотой, лазеры на основе вынужденного комбинационного рассеяния и др.

Спектр излучения лазеров – от ультрафиолетового до дальнего инфракрасного, включая видимый диапазон. Свойства лазерного излучения обуславливают широкое применение лазеров в различных областях науки и техники: прецизионные технологические методы обработки материалов, медицина, устройства измерения, химия, исследование взаимодействия излучения с веществом и др.

При разработки лазерных систем, а также их эксплуатации необходимо оперативно и качественно производить контроль и измерение параметров лазерного излучения с учетом его особенностей: монохроматичность, высокая степень пространственно-временной когерентности, малая расходимость, широкий спектральный и динамический диапазон, высокая плотность мощности.

В лабораторном практикуме представлены лабораторные работы: «Измерение длины волны лазерного излучения», «Анализ поляризации излучения для ОКГ, работающих в непрерывном режиме», «Изучение пространственной и временной когерентности лазерного излучения», «Измерение формы и длительности импульса излучения твердотельного лазера». В разделах *теоретическое введение* изложены физические принципы методов измерения основных характеристик лазерного излучения.

Необходимость издания лабораторного практикума обоснованна отсутствием достаточного количества соответствующей литературы и важностью его при подготовке специалистов работающих в областях лазерной техники и лазерных технологий.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ ФРАНЦИСКА СКОРИНЫ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучить основные методы измерения длины волны лазерного излучения и провести измерение длины волны с помощью активного интерферометра.

ПРИБОРЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТИ: твердотельный лазер на АИГ, набор зеркал, He-Ne-лазер, фотоприемник, осциллограф.

Теоретическое введение

Для измерения длины волны λ электромагнитного излучения в оптическом диапазоне спектра применяют метод сравнения длины волны исследуемого излучения λ_x с длиной волны λ_0 эталонного источника. В качестве эталона длины в настоящее время принята длина волны в вакууме $\lambda = 605,7802105$ нм оранжевой линии изотопа криптона-86. Относительная погрешность воспроизведения длины волны криптонового эталона составляет около $1 \cdot 10^{-8}$. Заметим, что длину волны лазерного излучения измеряют в ангстремах ($\text{\AA}$, $1 \text{\AA} = 10^{-10}$ м); микрометрах (μ , $1 \mu = 1 \text{ мкм} = 10^{-6}$ м) и нанометрах ($1 \text{ нм} = 10^{-9}$ м). Часто приборы, измеряющие длину волны, градуируют не в единицах длин волн, а в волновых числах. Волновое число определяет число длин волн, укладываемых в одном сантиметре, т. е. $k = 10^4 / \lambda \text{ см}^{-1}$, где λ — длина волны в вакууме, выраженная в микрометрах. Определить длину волны в вакууме можно, пользуясь соотношением $\lambda_{\text{вак}} = \lambda_{\text{в}} n_{\text{в}}$ где $\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в воздухе, а $n_{\text{в}}$ — коэффициент преломления воздуха, который

достаточно точно можно рассчитать по формуле

$$(n_{\text{в}} - 1)10^6 = 272,599 + \frac{1,5358}{\lambda_{\text{в}}^2} + \frac{0,01318}{\lambda_{\text{в}}^4}, \quad (1)$$

где $\lambda_{\text{в}}$ выражена в мкм. Соотношение (1) справедливо для случая нормального атмосферного давления при температуре воздуха 15°C.

В качестве вторичных эталонов длины волны в повседневной практике используют и другие излучатели, например, зеленую линию ртути-198 или красную линию кадмия-114.

Так обстоит дело в видимом диапазоне спектра. В инфракрасной области спектра спектральную аппаратуру обычно градуируют по линиям поглощения спектров некоторых веществ, например, в спектральном диапазоне 5,0—7,9 мкм по линиям поглощения воды. В дальней инфракрасной области спектра для градуировки приборов по длинам волн используют эффект селективного отражения излучения от кристаллов некоторых солей. Например, при длине волны 26 мкм известна хорошо изученная полоса селективного отражения от кристалла фтористого лития, при длине волны 79 мкм — полоса селективного отражения от кристалла бромистого калия.

Длину волны оптического излучения измеряют спектральными приборами: спектрографами, интерферометрами, спектрометрами. В спектрографе измеряемое излучение, пройдя диспергирующий элемент, регистрируется на фотопластинке или фотопленке. При точных измерениях на ту же фотопластинку фотографируют эталонный спектр, имеющий вблизи измеряемой длины волны резкие и достаточно интенсивные линии с известными (протабулированными) значениями длин волн. В спектрометрах приемником излучения служат

фотоэлектрические приемники (фотоэлементы, ФЭУ) или тепловые измерительные преобразователи (болометры, радиационные термодпары).

Основным элементом любого прибора для измерения длины волны излучения является диспергирующий элемент, осуществляющий спектральное разложение исследуемого излучения. Диспергирующими элементами в спектральных приборах служат призмы, дифракционные решетки и интерференционные устройства. В призмных приборах используется явление частотной дисперсии показателя преломления или вращения плоскости поляризации в веществе. Точность дифракционных и многолучевых интерференционных устройств зависит от пространственной стабильности длины оптических путей в них. Важной характеристикой спектральных приборов является разрешающая способность, определяемая на основе критерия Рэлея. Отметим, что разрешающая способность призмных приборов обычно около 10^5 , у приборов с дифракционной решеткой — порядка 10^6 , а для пассивных интерферометров она достигает 10^7 .

Из сравнительно простых спектральных приборов наибольшей разрешающей способностью обладает интерферометр Фабри—Перо 1 (рис. 1).

Он состоит из двух стеклянных или кварцевых пластин с плоскими поверхностями. Внутренние поверхности пластин покрыты частично прозрачными пленками с высоким коэффициентом отражения, причем пластины строго параллельны между собой. Сами пластины делают слегка клиновидными, чтобы устранить вредное влияние излучения, отраженного внешними поверхностями пластин. Пластины разделены кольцом шириной D из инвара и плотно прижаты к его торцам.

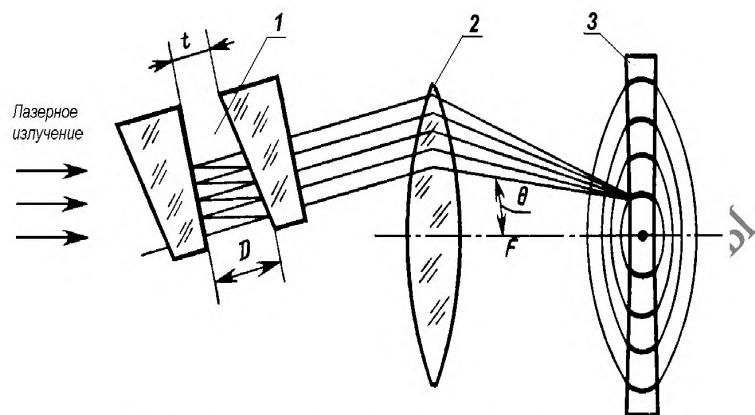


Рис. 1. Функциональная схема установки для измерения длины волны лазерного излучения

Обычно в комплект интерферометра Фабри-Перо входит несколько инваровых колец разной ширины, чтобы можно было менять расстояние между пластинами. Интерферометр такого типа с фиксированным расстоянием между пластинами иногда называют эталоном Фабри-Перо. Принцип измерения длины волны интерферометром Фабри—Перо основан на явлении многолучевой интерференции.

В интерферометре Фабри—Перо пучок излучения делится на несколько пучков частично отражающими и частично пропускающими поверхностями пластин, а затем собирается линзой на регистрирующий экран. В результате наложения пучков, имеющих некоторый сдвиг фаз друг относительно друга, на экране 3, расположенном в фокальной плоскости линзы 2 образуется интерференционная картина в виде колец разной интенсивности, как это показано на рис. 1. В случае синфазности слагаемых пучков возникает кольцо максимальной интенсивности: в том случае, когда фазы противоположны — кольцо нулевой

интенсивности (темная полоса). Кольца могут частично перекрываться друг другом. На рис. 2 показаны две спектральные монохроматические компоненты, которые считают разрешенными, согласно уже упомянутому выше критерию Рэлея.

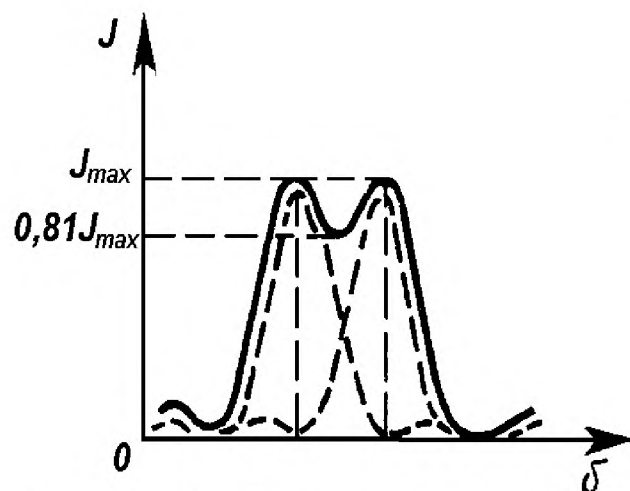


Рис. 2. К определению разрешающей способности спектральных приборов на основе критерия Рэлея

Допустим, что излучение состоит всего из двух монохроматических компонент. Будем считать, что различие в их длинах волн постепенно возрастает, и если они сильно не отличаются по интенсивности, то наличие этих двух компонент в контуре в конце концов будет замечено, так как в интерференционной картине появятся две смещенные друг относительно друга системы максимумов. В таком случае говорят, что компоненты разрешены интерферометром.

Для сравнения способностей различных приборов разрешать структуру спектров удобно рассмотреть линию,

состоящую из двух компонент равной интенсивности, и установить довольно условно, значение смещения максимумов, при котором компоненты, как говорят, начнут разрешаться. Пусть длина волны одной компоненты равна $\lambda_0 + (\frac{1}{2})\Delta\lambda_0$, а другой $\lambda_0 - (\frac{1}{2})\Delta\lambda_0$. Тогда величину $\lambda_0/\Delta\lambda_0$ называют разрешающей способностью спектрального прибора. Согласно критерию Рэлея считают, что две компоненты равной интенсивности разрешаются, когда главный максимум интенсивности одной компоненты совпадает с первым минимумом другой (см. рис. 2). При таком комбинированном распределении отношение интенсивности в средней точке к интенсивности в максимуме равно $8/\pi^2 = 0,811$. Критерий Рэлея применим к оценке разрешающей способности спектральных приборов любого типа.

Можно показать, что при использовании интерферометра Фабри-Перо измеряемая длина волны

$$\lambda_x = \frac{m_s + \varepsilon_s}{m_x + \varepsilon_x} \cdot \frac{n_x}{n_s} \lambda_s \quad (2)$$

где λ_s - эталонная длина волны; m_s и m_x - целые числа интерференционных порядков, определяемые расчетным путем; ε_s и ε_x - дробные числа интерференционных порядков, найденные из расшифровки интерференционных картин; n_s и n_x — показатели преломления среды в интерферометре, разные, как следует из формулы (1), для эталонной и измеряемой длин волн.

Поясним входящие в формулу (2) величины ; m_s , m_x , ε_s и ε_x . Это просто числа, определяемые из интерференционной картины. Как видно на рис. 1 излучение после интерферометра Фабри-Перо образует узкие интерференционные кольца равного наклона в фокальной плоскости линзы.

Под порядком интерференции понимают число

$$m = \frac{2n_e D \cos \Theta}{\lambda_0} + \frac{\varphi}{\pi}, \quad (3)$$

где n_e - показатель преломления воздуха между пластинами; D - расстояние между отражающими поверхностями; Θ - угол отражения; φ - сдвиг фазы. Ось линзы (см. рис. 1) выставляют перпендикулярно к пластинам, поэтому освещенные полосы, соответствующие целым значениям m для излучения, прошедшего в направлении нормали к пластинам, имеют вид окружностей с общим центром в фокусе линзы. В этой центральной точке порядок интерференции m имеет максимальное значение m_0 , причем

$$m_0 = \frac{2n_e D}{\lambda}. \quad (4)$$

В общем случае m_0 отлично от целого числа, поэтому

$$m_0 = m_1 + \varepsilon, \quad (5)$$

где m_1 - целый порядок интерференции внутреннего, наиболее освещенного кольца, а $\varepsilon < 1$ - дробный порядок интерференции в центре. Из формул (3)-(5) можно получить выражение для углового радиуса Θ_p освещенного кольца с номером p от центра, пригодное для сравнительно малых Θ_p .

$$\Theta_p = \frac{1}{n'_e} \sqrt{\frac{n_e \lambda_0}{D}} \sqrt{p - 1 + \varepsilon},$$

где n'_e - показатель преломления воздуха вне пластин. Для каждой линии дробные части интерференционных порядков

находят путем измерения диаметров колец с номерами p и q , D_p и D_q по формуле

$$\varepsilon = \frac{(q-1)D_p^2 - (p-1)D_q^2}{D_q^2 - D_p^2}.$$

Если измерения сделаны не с двумя, а с большим числом колец, то среднюю величину ε находят методом наименьших квадратов. Отметим, что до настоящего времени самым распространенным способом измерения длины волны излучения остается косвенное измерение ε по фотографиям колец равного наклона с использованием интерферометра Фабри—Перо.

На рис.3 изображена схема измерения длины волны лазерного излучения интерферометром Фабри—Перо, установленным внутри спектрографа.

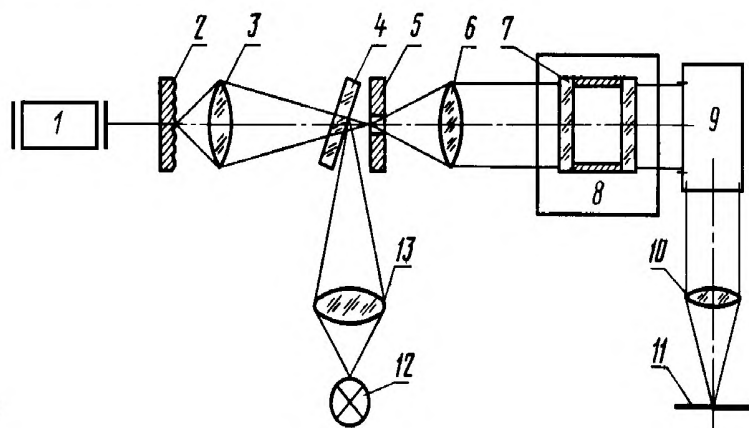


Рис. 3. Функциональная схема установки для измерения длины волны лазерного излучения с интерферометром Фабри-Перо, установленным внутри спектрографа

Излучение криптоновой лампы 12 падает на полупрозрачную пластину 4, на которую поступает после прохождения диффузного рассеивателя 2 и конденсорной линзы 3 излучение исследуемого лазера 1. Пройдя входную щель спектрографа 5 и коллиматор 6, оба излучения попадают в интерферометр Фабри-Перо 7, размещенный в вакуумной камере 8. Интерференционную картину наблюдают на регистрирующем экране II, расположенном в фокальной плоскости объектива 10, установленного на выходе спектрографа 9.

Случайная погрешность определения ε , связанная с разрешением профиля колец, вообще говоря, растет с увеличением длины интерферометра D , причем в большей мере для излучения ламповых источников, если они участвуют в измерениях. Последнее обстоятельство имеет решающее значение при измерениях, производимых относительно эталонных длин волн ламповых источников. В самом деле, при малых D , когда для эталонной линии спектральная полуширина $\Delta\nu_{\text{сп}} \ll c/2D$, т. е. уменьшение D практически не дает приращения погрешности δm_λ , так как отношение $c/2D$ к аппаратурной полуширине $\Delta\nu_a$ остается неизменным, равным N . Поэтому оптимальное значение D , обеспечивающее наименьшую погрешность для одной интерферограммы, можно определить из условия

$$\Delta\nu_{\text{сп}} \approx \Delta\nu_a = c/(2DN),$$

откуда

$$D \approx c(2N\Delta\nu_{\text{сп}})^{-1} \approx L_{\text{ког}}/2N, \quad (6)$$

где $L_{\text{ког}}$ - максимальная разность хода для данной линии, допускающая интерференцию.

Предположим, что для эталонной длины волны линии

0,605 мкм криптона-86 $L_{\text{ког}} \approx 80-90$ см, а N при фотографической регистрации приблизительно равно 10-20 (при одинаковом влиянии потерь и неплоскопараллельности это значение соответствует значениям коэффициента отражения зеркал, равным 0,8-0,9). Подставляя значение $L_{\text{ког}}$ и N в выражение (6), найдем $D \approx 4-2$ см, что при $\delta m_3 = 0,003$ приводит к относительной случайной погрешности одного наблюдения, равной $(2-4) \cdot 10^{-8}$. Поскольку систематическая погрешность метода не больше $(1-2) \cdot 10^{-8}$, то случайную погрешность серии измерений стараются приблизить к этому значению, используя интерферометры с расстоянием между пластинами 5-10 см.

Достоинство метода фотографической регистрации - довольно высокая точность результата, которую можно получить, используя относительно простые технические средства. В совокупности с высоким быстродействием, под которым в данном случае понимают время запоминания измерительной информации, рассматриваемый метод перспективен для исследований излучений импульсных и перестраиваемых по частоте лазеров. Для таких лазеров фотографическая регистрация является наиболее подходящим или даже единственно возможным способом регистрации интерференционной картины.

Скорость получения результата измерений при фотографической регистрации зависит от применяемых технических средств для снятия с фотоматериала необходимой информации об интерференционной картине и от ее дальнейшей обработки.

В последнее время для более точного измерения длин волн стали использовать прецизионные схемы с динамическим сканированием интерференционной картины, схемы с автоподстройкой интерферометра.

Известен также метод измерения длины волны лазеров с помощью активного интерферометра, представляющего

собой лазер с трехзеркальным резонатором. Сущность этого метода состоит в следующем: нормально к оси излучения лазера непрерывного действия (Рис.4) располагают неподвижное и подвижное зеркала.

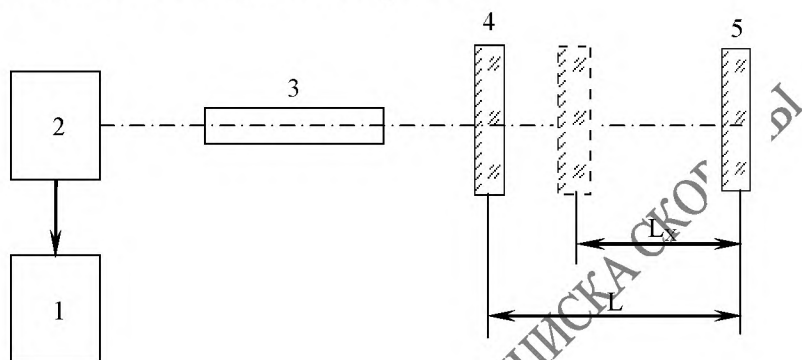


Рис.4 Принципиальная схема измерения длины волны лазера с активным интерферометром:

1– излучатель; 2–приемник излучения; 3–активный элемент (лазер); 4–неподвижное зеркало интерферометра; 5–подвижное зеркало.

При перемещении подвижного зеркала характер нагрузки лазера меняется и его излучение оказывается промодулированным по амплитуде с периодом модуляции, соответствующим скорости перемещения подвижного

зеркала на величину $\frac{L_x}{2}$

Обозначая через N число циклов модуляции интенсивности излучения лазера, проходящего через полупрозрачное зеркало, n–показатель преломления воздуха и L_x – расстояние, на которое переместилось подвижное зеркало, получаем:

$$L_X = \frac{2L_X n}{N}$$

Измерение длины волны L_X сводится к перемещению подвижного зеркала и к подсчету циклов модуляции, осуществляемого приемником излучения с измерителем. Подвижное зеркало устанавливают на каретке и перемещают с помощью синхронного двигателя на расстояние около 200 мм. Скорость перемещения от 5 до 100 мм/мин.

Порядок выполнения работы

1. Изучить метод определения длины волны лазерного излучения с помощью интерферометра Фабри-Перо.
2. Провести исследование по измерению длины волны излучения He-Ne лазера непрерывного действия методом активного интерферометра.
3. Составить отчет о проделанной работе.

Контрольные вопросы

1. Основные методы определения длины волны лазерного излучения.
2. Особенности определения длины волны излучения непрерывных лазеров.
3. Интерференционные методы определения длины волны.

Литература

1. Валитов Р.А. Измерение характеристик оптических квантовых генераторов. -М.: Изд-во стандартов, 1969.

2. Иващенко П.А. Измерение параметров лазеров. – М.: Издательство стандартов, 1982.
3. Хирд г. Измерение лазерных параметров.: Пер. с англ.//Под ред. Ф.С. Файзуллова. –М.: Мир, 1970.
4. Зубов ВА. Методы измерения характеристик лазерного излучения. – М.: Изд. “Наука” , 1973.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОКГ, РАБОТАЮЩИХ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучение состояния поляризации лазерного пучка и проведение исследований поляризации излучения для ОКГ, работающих в непрерывном режиме.

ПРИБОРЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТИ: газовый He-Ne лазер, твердотельный лазер на АИГ, поляризационные устройства, пластинки $\lambda/4$, $\lambda/2$ и измеритель мощности ИМО-2Н.

Теоретическое введение

Для анализа поляризации света используются поляризационные устройства - анализаторы. В качестве таковых находят применение поляризационные призмы. Призмы изготавливаются из кальцита, поэтому рабочая область их простирается приблизительно до 2 мкм. В качестве анализаторов используются также поляроидные пленки, предназначенные для работы в видимой области спектра. Эти пленки имеют следующие характеристики: в

зеленой области интенсивность прошедшего света с поляризацией, пропускаемой пленкой, $\sim 80\%$, с поляризацией, непропускаемой пленкой, меньше 1% , две пленки с параллельной ориентацией пропускают $\sim 40\%$ естественного света, две скрещенные пленки пропускают меньше $0,01\%$ естественного света; в синей области характеристики несколько хуже: две скрещенные пленки пропускают $\sim 0,1\%$ естественного света. В инфракрасной области спектра поляризационные устройства, работающие на основе двойного лучепреломления, используются редко. Обычно применяются поляризационные устройства, работающие на основе явления поляризации света при отражении от диэлектрика при падении света под углом Брюстера $\text{tg } i_B = n$, где n - коэффициент преломления. При необходимости работы в проходящем свете используется стопа таких диэлектрических пленок, прозрачных в рабочей области.

Общая схема исследования характера поляризации света. В пучок исследуемого света помещают анализатор (призму Николя, призму Глана и т. п.) и вращают его. Возможны три варианта результатов.

1. При определенной ориентации анализатора интенсивность прошедшего света становится равной нулю. В этом случае имеем линейно поляризованный свет. По положению анализатора можем определить направление колебаний вектора электрической напряженности.
2. Интенсивность света, прошедшего через анализатор, не меняется в зависимости от ориентации последнего. Это может иметь место в одном и трех вариантов: а) исследуемое излучение - естественный неполяризованный свет, б) исследуемое излучение поляризовано по кругу, в) исследуемое излучение является смесью естественного света и света, поляризованного по кругу.

В этом случае следует провести дополнительный этап исследования света (см. далее), с тем, чтобы определить составляющую излучения, поляризованную по кругу.

3. Интенсивность света, прошедшего через анализатор, ни при какой ориентации последнего в нуль не обращается, хотя имеет место изменение интенсивности. В этом случае имеет место один из следующих вариантов: а) исследуемое излучение поляризовано по эллипсу, б) исследуемое излучение является смесью естественного света и света, линейно поляризованного, в) исследуемое излучение является смесью естественного света и света, поляризованного по эллипсу.

В этом случае также следует выполнить дополнительный этап исследования (см. далее), с тем, чтобы определить составляющую излучения с эллиптической поляризацией.

Для выполнения этих дополнительных этапов исследования используется эффект двойного лучепреломления. Рассмотрим прохождение света через двоякопреломляющую кристаллическую пластинку, вырезанную параллельно оптической оси. Пусть ось z совпадает с направлением оптической оси. Если на пластинку падает световая волна $E_x(t) = \cos E_x(\omega t - kz + \alpha_x)$, то после прохождения в пластинке пути l она будет иметь вид

$$E_x(t) = E_x \cos[\omega t - k(z + l n_x) + \alpha_x],$$

где n_x - коэффициент преломления света с вектором электрической напряженности, параллельным оси x .

Аналогично имеем

$$E_y(t) = E_y \cos(\omega t - kz + \alpha_y)$$

$$E_y(t) = E_y \cos[\omega t - k(z + l n_y) + \alpha_y] \text{ и } \alpha = \alpha_y - \alpha_x,$$

где n_y - коэффициент преломления света с вектором электрической напряженности, параллельным оси y . Если толщина пластинки l , то на выходе между этими двумя волнами будет существовать разность фаз

$$\gamma_{xy} = \omega l \left(\frac{1}{v_x} - \frac{1}{v_y} \right) = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_x - n_y),$$

где предполагается $n_x > n_y$.

Исследование света, поляризованного по кругу. Поскольку требуется провести исследования со светом, в котором возможно наличие света, поляризованного по кругу, следует использовать кристаллическую пластинку такой толщины, чтобы скомпенсировать разность фаз, которая существует между компонентами в свете с круговой поляризацией ($\alpha = \alpha_y - \alpha_x = \pm\pi/2$), т. е. $\gamma_{xy} = \pi/2 + 2m\pi$, $m=0, 1, 2, \dots$. Толщина легко определяется:

$$l = \frac{\lambda}{4} \frac{1}{(n_x - n_y)} + \frac{m\lambda}{(n_x - n_y)}.$$

Пластинка, выбранная таким образом, носит название пластинки в четверть длины волны, пластинки $\lambda/4$.

В пучок исследуемого света помещают пластинку $\lambda/4$ и после нее анализатор. Пластинка $\lambda/4$ превращает свет, поляризованный по кругу, в линейно поляризованный свет. Для света, поляризованного по правому кругу, имеем на входе

$$E_x(t) = E_x \cos(\omega t - kz + \alpha_x), \quad E_y(t) = E_y \cos(\omega t - kz + \alpha_y),$$

$$E_x = E_y = E, \quad \alpha_y - \alpha_x = \pi/2,$$

а на выходе

$$E_x(t) = E \cos(\omega t - kz + \alpha_x - \frac{2\pi l}{\lambda} n_x),$$

$$\begin{aligned} E_y(t) &= E \cos(\omega t - kz + \alpha_x + \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi l}{\lambda} n_x - \frac{\pi}{2} - 2m\pi) = \\ &= E \cos(\omega t - kz + \alpha_x - \frac{2\pi l}{\lambda} n_x). \end{aligned}$$

Направление колебаний, определяемое с помощью анализатора, будет

$$\phi = \arctg \frac{E_y(t)}{E_x(t)} = \arctg 1 = \frac{\pi}{4}.$$

Для света, поляризованного по левому кругу, имеем

$$\alpha_y - \alpha_x = -\pi/2, \gamma_{xy} = \pi/2 + 2m\pi,$$

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E \cos(\omega t - kz + \alpha_x - \frac{2\pi l}{\lambda} n_x), E_y(t) = -E \cos(\omega t - kz \\ &\quad + \alpha_x - \frac{2\pi l}{\lambda} n_x). \end{aligned}$$

Направление колебаний, определяемое с помощью анализатора, будет

$$\phi = \arctg \frac{E_y(t)}{E_x(t)} = -\frac{\pi}{4}.$$

С учетом этого при вращении анализатора в рассматриваемом случае возможны три варианта.

1. При определенной ориентации анализатора интенсивность прошедшего света становится равной нулю. Имеем свет, поляризованный по кругу. Направление вращения определяют по положению анализатора.

2. Интенсивность света, прошедшего через анализатор, не зависит от его ориентации. Имеем естественный неполяризованный свет.

3. Интенсивность света, прошедшего через анализатор, ни при какой его ориентации в нуль не обращается, хотя имеет место изменение интенсивности. Имеем смесь естественного света и света, поляризованного по кругу. Доля естественного света определяется по минимальной интенсивности $I_{\text{ест}} = 2I_{\text{мин}}$, доля поляризованного света равна $I_{\text{пол}} = I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}$, положение анализатора определяет направление вращения.

Исследование света, поляризованного по эллипсу, также может быть выполнено с помощью пластинки $\lambda/4$ и анализатора, правда, в этом случае их следует независимо вращать. Когда оптическая ось пластинки совпадает с одной из осей эллипса, свет из поляризованного по эллипсу превратится в линейно поляризованный, т. е. пластинка добавляет сдвиг фазы $+\pi/2$. Полученный свет можно анализировать, как это указывалось в случае света с круговой поляризацией.

Положение пластинки $\lambda/4$ определяет положение эллипса (угол ϕ). Пусть оси координат совпадают с осями эллипса, тогда

$$E_x(t) = E_x \cos(\omega t - kz + \alpha_x),$$

$$E_y(t) = E_y \cos(\omega t - kz + \alpha_y), \quad E_x \neq E_y.$$

Для случая правого вращения $\alpha_y - \alpha_x = \pi/2$, и после пластинки $\lambda/4$ будем иметь

$$E_x(t) = E_x \cos(\omega t - kz + \alpha_x - \frac{2\pi l}{\lambda} n_x),$$

$$E_y(t) = E_y \cos(\omega t - kz + \alpha_x - \frac{\pi}{2} n_x).$$

$$\phi = \arctg \frac{E_y(t)}{E_x(t)} = \arctg \frac{E_y}{E_x} > 0$$

Для случая левого вращения $\alpha = -\pi/2$ и $\phi = \arctg\left(-\frac{E_y}{E_x}\right) < 0$. Таким образом, величина ϕ определяет отношение осей эллипса, а знак ϕ — направление вращения.

В общем случае в результате исследования могут встретиться три случая.

1. Интенсивность света при определенном положении пластинки $\lambda/4$ и анализатора обращается в нуль. Имеем свет, поляризованный по эллипсу. Положение пластинки $\lambda/4$ определяет положение осей эллипса (ϕ), положение анализатора (ϕ) определяет отношение осей эллипса (E_y/E_x) и направление вращения.
2. Интенсивность меняется, но не обращается в нуль. Имеем смесь естественного света и света с эллиптической поляризацией.
3. Частный случай - ось анализатора совпадает или перпендикулярна оси пластинки $\lambda/4$. В этом случае $E_y/E_x = 0$ или $E_y/E_x \rightarrow \infty$, то есть либо $E_y = 0$, либо $E_x = 0$. Имеем смесь естественного света с линейно поляризованным. Таким образом, можно выполнить полный анализ состояния поляризации света. Следует указать, что такое исследование чрезвычайно трудоемко из-за необходимости независимо вращать пластинку $\lambda/4$ и анализатор.

Упрощение методики измерения заключается в использовании компенсаторов. Наиболее часто используется компенсатор Бабиня, состоящий из двух клиньев, изготовленных из двоякопреломляющего кристалла. Оптические оси в этих клиньях расположены перпендикулярно друг другу и направлению распространения света.

Свет в компенсаторе проходит толщину в одном клине l_1 , в другом l_2 в некотором сечении. Это дает разность хода двух лучей $E_x(t)$ и $E_y(t)$:

$$\Delta_{xy} = (n_x - n_y)(l_1 - l_2),$$

Или соответствующую разность фаз

$$\gamma_{xy} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_{xy} = \gamma_x - \gamma_y.$$

Эллиптически поляризованный свет

$$E_x(t) = E_x \cos(\omega t - kz + \alpha_x), E_y(t) = E_y \cos(\omega t - kz + \alpha_y),$$

Проходит через компенсатор. В определенных местах компенсатора добавочная разность фаз такова, что $\alpha = \alpha_y - \alpha_x$ доводится до $0, \pm 2\pi, \pm 4\pi$ и т. д. На выходе из компенсатора в этих местах имеем

$$E_x(t) = E_x \cos(\omega t - kz + \alpha_x - \gamma_x),$$

$$E_y(t) = E_y \cos(\omega t - kz + \alpha_x - \gamma_x \pm 2m\pi) = E_y \cos(\omega t - kz + \alpha_x - \gamma_x),$$

$m = 0, 1, 2, \dots$

Таким образом, после компенсатора свет становится линейно поляризованным, и при соответствующем размещении анализатора на экране получают темные полосы. При соответствующей градуировке компенсатора можно по положению полос определить добавочную разность фаз и рассчитать сдвиг фаз в исходном эллиптически поляризованном свете.

Другой вариант компенсатора — компенсатор Солейля, который содержит движущиеся клинья и работает на основе подбора толщины:

$$\Delta_{xy} = (n_x - n_y)(l_1 - l_2),$$

Проведение такого анализа поляризации света легко выполняется с ОКГ непрерывного действия, когда имеется возможность проводить длительные измерения, обусловленные необходимостью вращать поляризатор, осуществлять различные этапы анализа поляризации света. Несколько облегчается ситуация тем, что световой пучок можно разделить на несколько каналов и различные этапы обработки выполнять в каждом канале параллельно. Используются также фотоэлектрические системы регистрации получающейся картины.

Порядок выполнения работы

1. Провести исследования состояния поляризации лазерного излучения гелий-неонового лазера по выше указанной методике.
2. Провести исследования состояния поляризации лазерного излучения твердотельного лазера на АИГ, работающего в непрерывном режиме.
3. Составить отчет о проделанной работе.

Контрольные вопросы

1. Состояния поляризации светового пучка.
2. Способы получения поляризованного света.
3. Особенности анализа поляризации излучения для ОКГ.

Литература

1. Иващенко П.А. Измерение параметров лазеров. – М.: Издательство стандартов, 1982.
2. Хирд г. Измерение лазерных параметров.: Пер. с англ./Под ред. Ф.С. Файзуллова. –М.: Мир, 1970.

3. Зубов ВА. Методы измерения характеристик лазерного излучения. – М.: Изд. “Наука”, 1973.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

ИЗУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ И ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучение пространственной и временной когерентности лазерного излучения интерференционным методом.

ПРИБОРЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТИ: He-Ne-лазер, положительная линза, экран в виде матового стекла, пластина с двумя узкими параллельными щелями, матовое стекло (крупнозернистое), оптическая скамья.

Теоретическое введение

Понятие когерентности света (согласованности по фазе световых колебаний в пучках света или в отдельных частях пучка) появилось в физике в связи с изучением условий наблюдения интерференционных картин и созданием интерференционных схем. При этом пользуются понятиями временной и пространственной когерентности. Временную когерентность обычно связывают со степенью монохроматичности волн или колебаний, пространственную когерентность связывают с размерами источника света и геометрией интерференционной схемы.

Для световых волн, как и для волн любой другой

природы, выполняется принцип суперпозиции. Это значит, что световые волны, накладываясь друг на друга, усиливаются или ослабляются согласно известным положениям сложения гармонических колебаний. Если, например, говорят, что результатом сложения двух световых монохроматических колебаний, пришедших в точку **Р** от источников **3** и **4** (рис. 1), является усиление света, то при этом обычно предполагают, что этот результат остается неизменным во времени, а следовательно, и свободно наблюдаемым.

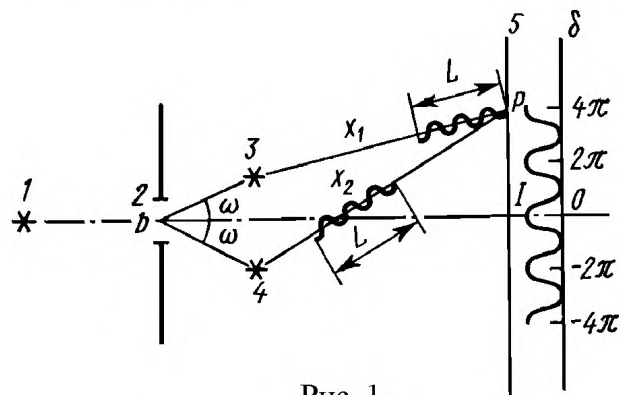


Рис. 1.

Однако это имеет место только при условии, если складываемые колебания когерентны, т. е. если разность фаз δ между ними постоянна в течение времени наблюдения, длины соответствующих волн равны друг другу ($\lambda_1 = \lambda_2$) и направления складываемых колебаний одинаковы. Из простых соображений вытекает понятие когерентности: две волны (два колебания, два элементарных излучателя) называются когерентными, если разность фаз между ними постоянна в течение времени, достаточного для наблюдения: $\delta = \text{const}$. Равенство длин волн вытекает как следствие из этого положения.

Реальные светящиеся тела испускают некогерентные

волны, и лишь с помощью специальных устройств удастся получить частично когерентные пучки лучей. Так происходит потому, что поверхность любого светящегося тела состоит из множества точек (атомов), автономно и непрерывно излучающих световые волны. Акт испускания света атомом очень краток, его продолжительность $\Delta\tau \leq 10^{-8} \text{ с}$.

За это время успевает образоваться пучок волн протяженностью $L \leq 3\lambda$. Через время порядка $10^{-8} \rightarrow 10^{-9} \text{ с}$ атом может возбудить новый пучок волн, который никак не связан фазой и направлением колебаний с предыдущим пучком. Поэтому, если в данную точку P от двух атомов приходят световые колебания, между которыми в данный момент разность фаз была δ , то в следующее мгновение величина δ меняется и может принять любое другое значение. Эти изменения происходят хаотически и с огромной быстротой, представляя собой статистический процесс. Поэтому глаз (как и любой другой приемник, наблюдающий точку P) не в состоянии их воспринять отдельно, а ощущает эти вспышки как свечение некоторой усредненной интенсивности. Эту интенсивность I_p можно представить в виде суммы интенсивностей двух пришедших в точку P волн:

$$I_p = I_1 + I_2.$$

Однако если ограничить размеры светящейся поверхности, а испускаемый ею узкий пучок лучей разделить на два и затем заставить их пересекаться, то наблюдается стационарная картина интерференции. На рис. 1 дана простейшая схема наблюдения интерференционной картины. Свет от источника 1 проходит через щель 2, все точки которой можно рассматривать как вторичные источники, испускающие сферические когерентные волны (во все стороны).

Полученный пучок когерентных лучей будет состоять из

цугов волн (L), согласованных по фазе в каждый момент времени. Разделив этот пучок на два каким-либо устройством (например, при помощи бипризмы Френеля), позволяющим получить пересечение этих пучков, мы получим интерференционную схему, где происходит наложение (интерференция) двух когерентных пучков, или цугов, имеющих одинаковую начальную фазу в каждый момент времени. При этом получим два новых вторичных когерентных между собой источника 3 и 4. Для удобства рассуждения на рис. 1 эти источники расположены справа от щели 2. В точках экрана 5 может возникнуть интерференционная картина, распределение интенсивности в которой выражается соотношением

$$I_p = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad (1)$$

где I_1 и I_2 — интенсивности, обусловленные колебаниями, пришедшими в некоторую точку P экрана от источников 3 и 4, δ — разность фаз колебаний в этой точке. Разность фаз δ связана с оптической разностью хода волн $\Delta = x_2 - x_1$ формулой

$$\delta = (2\pi/\lambda)\Delta \quad (2)$$

Согласно (1), в зависимости от значений δ , а следовательно, и Δ в разных точках экрана возникнут периодически расположенные максимумы и минимумы, которые можно охарактеризовать выражением

$$I_p = 4I_0 \cos^2(\delta/2), \quad (3)$$

где принято $I_1 = I_2 = I_0$. На рис. 1 эта зависимость представлена в виде графика справа от экрана 5.

Если бы схема была идеальной, т. е. если бы длина цугов L была бесконечно большой, а источник света 1 — точечным, то интерференционная картина была бы стационарной и контрастной в пространстве и времени. Практически в точку P приходят цуги волн ограниченной длины L , и если разность хода $\Delta \leq L$, то интерференционный

эффект не наблюдается, так как при этом соответственные пучки не наложатся друг на друга вследствие отставания одного из них на расстояние, большее L . Однако можно предположить, что опоздавший пучок мог бы интерферировать с последующим пучком. Но, как уже сказано, предыдущие и последующие пучки не согласованы по фазе и не могут дать стационарной интерференционной картины. Такая картина может длиться лишь в течение Δt , т. е. практически ненаблюдаема. Контрастная стационарная интерференционная картина получается только при соблюдении условия

$$\Delta \leq L, \quad (4)$$

называемого условием временной когерентности, L будет длиной когерентности.

Ограниченность длины пучка L показывает, что волна не является монохроматической и ей соответствует некоторый спектральный интервал длин волн $\lambda + \Delta\lambda$, где λ — средняя (преимущественная) длина волны, а $\Delta\lambda$ — ширина спектрального интервала.

Соответственно интерференционную картину на экране 5 можно представить как последовательный ряд максимумов, соответствующих каждому значению длины волны от λ до $\lambda + \Delta\lambda$. Максимум интенсивности 0-го порядка является общим для всех длин волн. По мере возрастания λ максимумы будут раздвигаться, и с увеличением порядка интерференции налагаться друг на друга. Интерференционная картина будет размываться и при наложении максимума $(m + 1)$ -го порядка для длины волны λ на максимум m -го порядка для длины волны $\lambda + \Delta\lambda$ исчезнет (рис. 2). При этом

$$(m + 1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda), \quad (5)$$

т. е. между максимумами m -го порядка и $(m + 1)$ -го порядка

для λ уложатся последовательно максимумы m -го порядка для всего интервала длин волн.

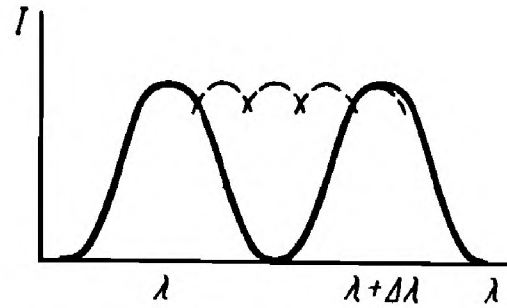


Рис. 2.

Из (5) следует

$$m = \lambda / \Delta\lambda, \quad (6)$$

Условие (6) показывает возможное наибольшее видимое количество интерференционных полос m , обусловленное временной когерентностью схемы, т.е. немонохроматичностью вследствие ограниченной длины цуга волн L . В этом случае разность хода Δ будет иметь предельное значение: $\Delta = m\lambda = L = \lambda^2 / \Delta\lambda = c\Delta\tau$. С другой стороны, $\Delta\lambda$ можно выразить через интервал частот $\Delta\nu$ в виде

$$\Delta\nu = (c/\lambda^2)\Delta\lambda = c/L = 1/\Delta\tau.$$

Отсюда следует $\Delta\nu\Delta\tau = 1$. Учитывая (4), получим условие временной когерентности, налагающее ограничение на $\Delta\tau$, в виде

$$\Delta\nu\Delta\tau \leq 1, \quad (7)$$

$\Delta\tau$ будет выражать время когерентности, т. е. время длительности цуга L .

Рассмотрим пространственную когерентность. Принятое нами допущение о точечности исходного источника света невыполнимо в реальных схемах. Используемые источники света всегда имеют протяженность, что существенно влияет на контраст интерференционной картины и может привести к ее полному исчезновению. Это объясняется тем, что каждая точка источника дает в интерференционном поле (на экране 5) свою интерференционную картину, которая может не совпадать с картинами от других точек.

Если даже исходный источник представляет собой волновую поверхность, т. е. поверхность равных фаз, то в реальных источниках фаза «волновой поверхности» изменяется при переходе от одной точки к другой. Этот переход происходит беспорядочным образом, и чем больше «волновая поверхность», тем больше для нее рассогласованность фаз. Если случайное изменение фаз не превышает π , то точки поверхности источника можно рассматривать как согласованные по фазе, а интерференционная картина сохранит достаточный для наблюдения контраст (видимость). В случае, когда разность фаз колебаний, происходящих в разных точках «волновой поверхности» источника света, остается постоянной, говорят о пространственной когерентности.

Пусть на рис. 3 линейные размеры источника равны b . Волны по-прежнему каким-либо устройством разделяются на два пучка, которые, перекрываясь, интерферируют друг с другом в точке P экрана Э. От точки A источника к экрану приходят лучи 1 и 2, которые образуют угол 2θ , называемый апертурой интерференции, l_1 и l_2 — отрезки, проходимые лучами 1 и 2 на пути к экрану.

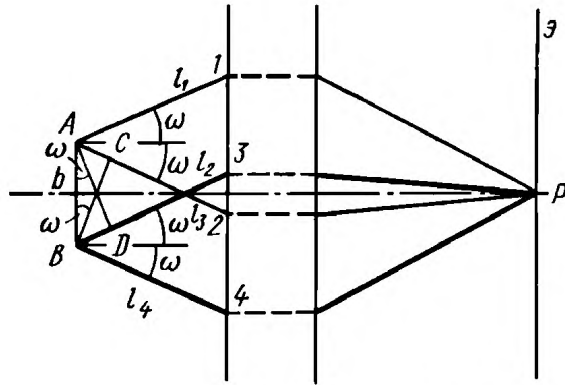


Рис. 3.

Разность хода этих лучей составит

$$\Delta_A = l_2 - l_1$$

Аналогично, разность хода для лучей 3 и 4, исходящих из точки В, будет равна

$$\Delta_B = l_4 - l_3,$$

где l_3 и l_4 — отрезки, проходимые лучами 3 и 4 на пути к экрану.

Как мы уже говорили, если рассогласованность фаз на поверхности источника не превышает π , то размеры источника света обеспечивают пространственную когерентность схемы. Это условие может быть записано так:

$$\Delta_A - \Delta_B \leq \lambda / 2 \quad (8)$$

Согласно рис. 3,

$$\Delta_A - \Delta_B = (l_2 - l_1) - (l_4 - l_3) = (l_2 - l_4) + (l_3 - l_1),$$

но

$$l_2 - l_4 = b \sin \omega; \quad l_3 - l_1 = b \sin \omega,$$

следовательно,

$$\Delta_A - \Delta_B = 2b \sin \omega.$$

Учитывая (8), получим условие пространственной когерентности

$$2b \sin \omega \leq \lambda / 2, \quad (9)$$

Угол ω будет апертурным углом интерференционной схемы, или углом когерентности.

Условие (9) показывает, что при ограничении размеров источника света схема будет пространственно когерентна и даст наблюдаемую интерференционную картину в пределах временной когерентности (Если лучи 1 и 3, а также 2 и 4 непараллельны, то полученное условие (9) остается в силе).

Впервые интерференционная картина такого типа была получена Томасом Юнгом в 1802 г., который практически показал, что если в схеме рис. 1 источник света 1 не ограничить щелью 2, то интерференционная картина наблюдаться не будет.

Схема для измерения когерентности представлена на рис. 4. Источником света является излучение He-Ne-лазера 2, получаемое при фокусировке луча с помощью линзы 3 на матовом стекле.

Световые волны, исходящие из разных точек светящегося пятна на матовом стекле, в силу различной толщины матового стекла в разных местах имеют

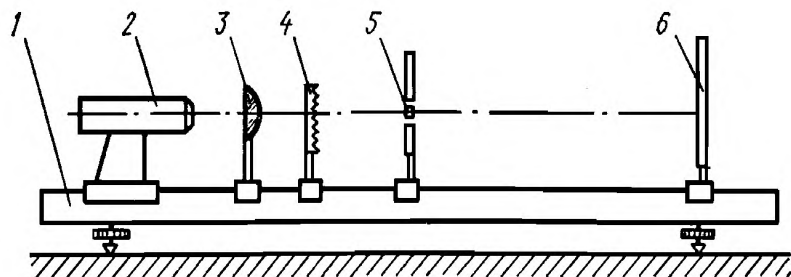


Рис. 4.

различную начальную фазу. Если матовое стекло неподвижно, то разность начальных фаз сохраняется со временем, а если перемещать (вращать) его в своей плоскости, то обеспечивается смена начальных фаз со временем и такое светящееся пятно будет имитировать обычный тепловой источник света. Между матовым стеклом и экраном 6 помещается двойная щель 5 для наблюдения интерференционной картины. Диаметр светящегося пятна можно варьировать, изменяя положение линзы 3 вдоль оси.

В работе сначала наблюдается интерференционная картина в лазерном свете от неподвижного светящегося пятна. При этом на экране наблюдается зернистая структура распределения интенсивности света, получаемая в результате интерференции пучков света пространственно некогерентных, но когерентных по времени (свет исходит из разных точек светящегося пятна, хотя и с разными начальными фазами, но с неизменным во времени сдвигом фаз). Затем на экране наблюдается картина, даваемая полностью некогерентным источником света, испускаемого различными участками светящегося пятна, не согласованными по начальным фазам. Имитация такого обычного источника света достигается при вращении матового стекла настолько быстро, что зернистая картина на экране сменяется равномерной освещенностью — это указывает на хаотическое изменение начальной фазы света, испускаемого из любой точки светящегося пятна. Затем наблюдается интерференционная картина от двух щелей, где в качестве источника света используется одно световое зерно среднего размера. Если теперь матовое стекло привести во вращение и перемещать двойную щель, то в какой-то момент картина полос исчезнет — это будет означать, что двойная щель вышла за пределы угла когерентности. Во всех этих опытах временная когерент-

ность была обеспечена узким интервалом частот лазерного излучения.

Схема для измерения когерентности представляет собой обычную интерференционную схему Майкельсона (рис. 5). 1- оптическая скамья. Лазер 2— дает после расширения с помощью линз 3 и 4 почти параллельный пучок света. Этот пучок раздваивается на полупрозрачном зеркале 5, наклоненном под углом 45° к оси пучка. Полученные пучки отражаются: один — от неподвижного 6, а другой — от подвижного 7 зеркал, возвращаются к полупрозрачному зеркалу 5 и вновь, отчасти отражаясь, отчасти проходя полупрозрачное зеркало 5, дают на экране 8 распределение освещенности в виде интерференционных полос.

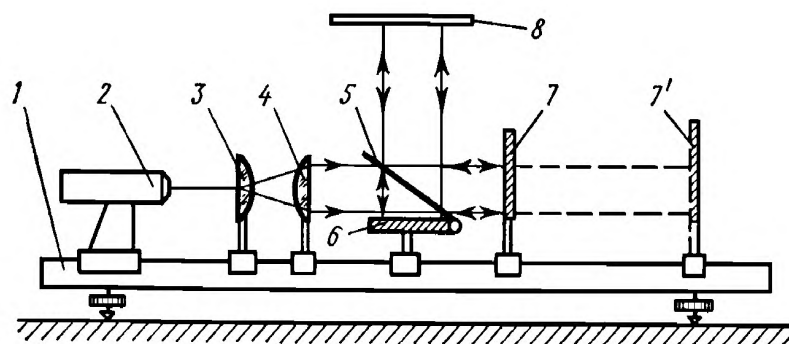


Рис. 5.

Отодвигая подвижное зеркало, можно увеличить разность хода между интерферирующими пучками. При разности хода, превышающей длину когерентности, вместо системы полос на экране глаз видит равномерную освещенность.

Порядок выполнения работы

Определение размеров источника света и угла когерентности.

1. Установить на оптическую скамью 1 приборы согласно рис. 4 (кроме двойной щели 5) и наблюдать зернистое распределение интенсивности света на экране 6. Привести матовое стекло 4 во вращение и наблюдать картину на экране. Сделать заключение о результатах наблюдения.
2. Перемещая матовое стекло 4 относительно линзы 3, добиться, чтобы зерна на экране стали как можно больше. Измерить расстояние от линзы до матового стекла (оно равно фокусному расстоянию линзы f если луч лазера считать параллельным).
3. Поместив на место линзы лист бумаги, измерить диаметр лазерного пучка D . Вернуть линзу на место.
4. Перемещая матовое стекло вдоль скамьи, получить на экране зерна такого размера, чтобы двойная щель, поставленная между экраном и матовым стеклом, оказалась внутри светового конуса одного зерна среднего размера. Измерить расстояние l от линзы до матового стекла.
5. Привести матовое стекло в быстрое вращение.
6. При вращающемся матовом стекле перемещать двойную щель ближе к матовому стеклу до тех пор, пока не исчезнут интерференционные полосы на экране. Зафиксировать расстояние a от матового стекла до двойной щели в этот момент.
7. По измеренным фокусному расстоянию линзы f , диаметру лазерного пучка D и расстоянию l от матового стекла до линзы вычислить диаметр светящегося пятна.
8. По измеренному расстоянию от матового стекла до двойной щели a и заданному расстоянию h между щелями двойной щели вычислить угол когерентности: $2\omega \approx h/a$.

9. Убедиться в выполнении теоретического условия пространственной когерентности для $\lambda = 633 \text{ нм}$.

**Определение времени когерентности и ширины
спектрального интервала.**

1. Установить подвижное и неподвижное зеркала симметрично относительно полупрозрачного, для того чтобы разность хода интерферирующих пучков была приблизительно равна нулю. Получить интерференционную картину. Зафиксировать I_1 — положение зеркала 7 (рис. 5).
2. Отодвигать зеркало 7 до тех пор, пока на экране вместо полос не появится равномерная освещенность. Зафиксировать I_2 .
3. Вычислить длину когерентности как удвоенное расстояние между зафиксированными в п. 1 и 2 положениями: $L = 2(I_2 - I_1)$.
4. Вычислить время когерентности Δt (из соотношения $L = c\Delta t$).
5. Вычислить ширину спектрального интервала. Определить согласованность полученных результатов с формулой (7).
6. Вычислить наибольшее число m возможных интерференционных полос.
7. Составить отчет о проделанной работе.

Контрольные вопросы

1. Свойства лазерного излучения.
2. Пространственная и временная когерентность излучения лазера.
3. Методы определения пространственной и временной когерентности лазерного излучения.

Литература

1. Калитеевский Н. И. Волновая оптика. Л., 1971.
2. Ландсберг Г. С. Оптика. М., 1976.
3. Савельев И. В. Курс общей физики, т. 3. М., 1973.
4. Фриш С. Э., Тиморева А. В. Курс общей физики, т. 3. М., 1962.
5. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1983.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМЫ И ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучение методов измерения формы и длительности импульсов излучения лазера, измерение длительности и формы лазерного излучения твердотельных лазеров осциллографическим методом.

ПРИБОРЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТИ: твердотельный лазер на АИП, акустооптический переключатель добротности резонатора лазера, фотоэлектрический приемник лазерного излучения, осциллограф, запоминающий осциллограф.

Теоретическое введение

Наиболее распространенными режимами работы импульсных лазеров являются: режимы свободной генераций, модуляции добротности и синхронизации мод.

Длительность импульсов лазерного излучения — это время, в течение которого мгновенная мощность лазерного излучения превышает значение, соответствующее уровню

0,5. Стандарт допускает задание и другого уровня отсчета длительности, например, по уровню 0,9. Измерению подлежит форма $\varphi(t)$ импульса лазерного излучения, определяемая из соотношения:

$$\varphi(t) = p(t) / P_{\max}$$

где $p(t)$ – мгновенное значение мощности импульса, $P_{\max}$ – ее максимальное значение, выраженные в абсолютных единицах.

Таким образом, определение формы оптического импульса заключается в регистрации процесса изменения мощности импульса, выраженной в относительных единицах во времени.

Основными параметрами, характеризующими форму лазерных импульсов, максимальная мощность ($P_{\max}$), длительность импульса ($\tau_{\text{И}}$), длительность фронта импульса ($\tau_{\text{ф}}$), длительность среза импульса ($\tau_{\text{ср}}$).

Параметры оптического импульса и определяющие их амплитудно-временные характеристики представлены на рис. 1

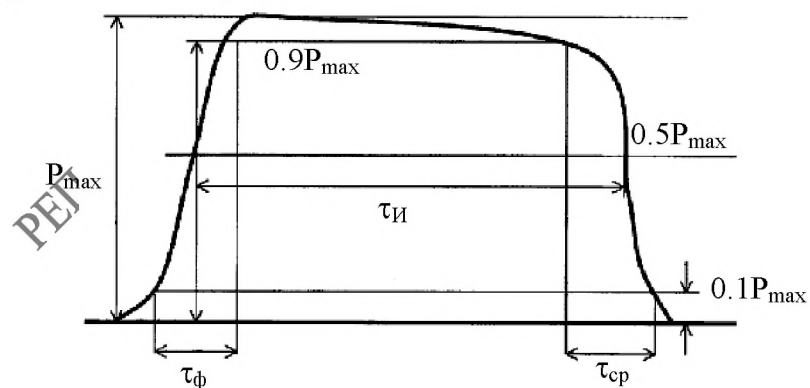


Рис 1. Параметры оптического импульса и определяющие их амплитудно-временные характеристики

В большинстве случаев для исследования временных характеристик лазерного излучения используют средства измерений, в которых осуществляется преобразование оптического сигнала в электрический с последующим исследованием его структуры. При этом структурная схема измерения временных характеристик излучения лазеров (рис. 2) включает фотоэлектрический преобразователь 1, усилитель электрического сигнала 2, осциллографическое устройство 3, устройство документирования 4.

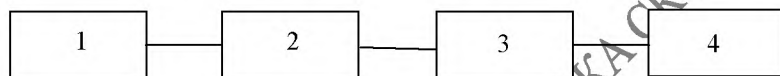


Рис. 2. Структурная схема измерения временных характеристик лазерного излучения.

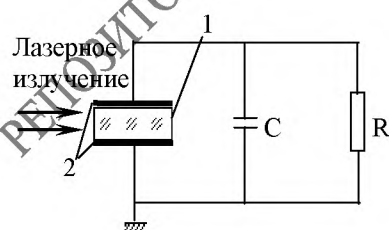
Для правильной регистрации формы импульса и измерения его длительности необходимо знать временное разрешение всех элементов схемы. Для измерения формы и длительности импульсов чаще всего применяют фотопреобразователи с внешним фотоэффектом; фотоэлементы и фотосопротивления, временное разрешение которых может составлять 10^{-9} - 10^{-11} с. Временное разрешение систем развертки электронных пучков в электронно-лучевых трубках зависит от типа и скорости развертки. Для линейных разверток оно порядка 10^{-12} с, круговых-порядка 10^{-13} с. Дальнейшее увеличение быстродействия электронно-лучевых преобразователей связано с использованием осциллографических трубок типа бегущей волны. Полоса пропускания усилителя без увеличения уровня шумов в лучшем случае может составлять 10^{10} Гц, что соответствует временному разрешению 10^{-10} с. Следовательно, наиболее узким местом при регистра-

ции формы лазерного импульса являются усилитель и фотопреобразователь, не позволяющие получить временное разрешение менее 10^{-10} с. Применение коаксиальных фотоэлементов типа ФЭК с большими выходными токами позволяет исключить из схемы измерения усилитель и довести временное разрешение до 10^{-11} с.

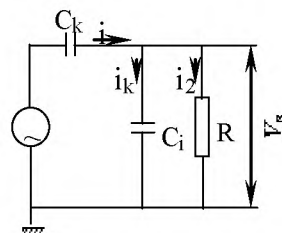
Один из методов, с помощью которого возможна регистрация формы лазерных импульсов ИК диапазона, основан на использовании эффекта оптического выпрямления, заключающегося в следующем. Если через нелинейный кристалл 1 (рис. 3, а), расположенный между обкладками конденсатора 2, пропускать импульс излучения, то при достаточно большой мощности на конденсаторе наводится напряжение V , воспроизводящее по форме огибающую лазерного импульса.

Для тока (рис. 3, б) можно записать:

$$\left. \begin{aligned} i &= i_1 + i_2 \\ \frac{1}{C_k} \int i dt + \frac{1}{C_i} \int i_1 dt &= V \\ \frac{1}{C_k} \int i_1 dt &= Ri_2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$



а)



б)

Рис. 3 Схемы регистрации формы импульсов лазерного излучения с использованием эффекта оптического

выпрямления

a – реальная; b – эквивалентная; C_k – емкость кристаллического конденсатора; C_i – входная емкость измерительного прибора; R – входное сопротивление

Запишем вместо выражения для тока выражение для заряда

$$\left. \begin{aligned} q &= q_1 + q_2 \\ (q / C_k) + (q_1 / C_i) &= V \\ q_1 / C_i &= R dq_1 / dt \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Исключая заряды q и q_1 , получим

$$(dq_2 / dt) + q_2 / R(C_k + C_i) = \frac{VC_k}{R(C_k + C_i)} \quad (3)$$

при $i = 0$; $q_2 = 0$ из формул (1) определим V . Выходное напряжение V_0 рассчитываем по формуле:

$$\begin{aligned} V_0 &= R dq_2 / dt = \\ &= \frac{VC_k}{C_k + C_i} \left[\exp \left\{ -\frac{t}{R(C_k + C_i)} \right\} - \exp \left\{ -\frac{\langle t - \tau \rangle}{R(C_k + C_i)} \right\} \right] \quad (4) \end{aligned}$$

В этой формуле $\langle t - \tau \rangle$ имеет смысл при $t \geq \tau$. В методе оптического выпрямления постоянная времени $\tau = RC$ электрической схемы должна быть больше длительности импульса. Для реальной измерительной схемы $\tau = R(C_k + C_i) = 10^{-4}$ с; ширина импульса (у лазера с модулированной добротностью) $\tau = 10^{-8}$ с, поэтому

$$V_0 \approx \frac{VC_k}{C_k + C_i} \quad (5)$$

Из последнего выражения следует, что выходное напряжение повторяет без запаздывания форму сигнала лазерного импульса.

Наиболее широко распространенными измерителями формы и длительности импульсов лазерного излучения в лабораторных условиях являются схемы (см. рис.4), использующие фотоэлектрические преобразователи с последующей регистрацией сигнала различными осциллографическими способами.

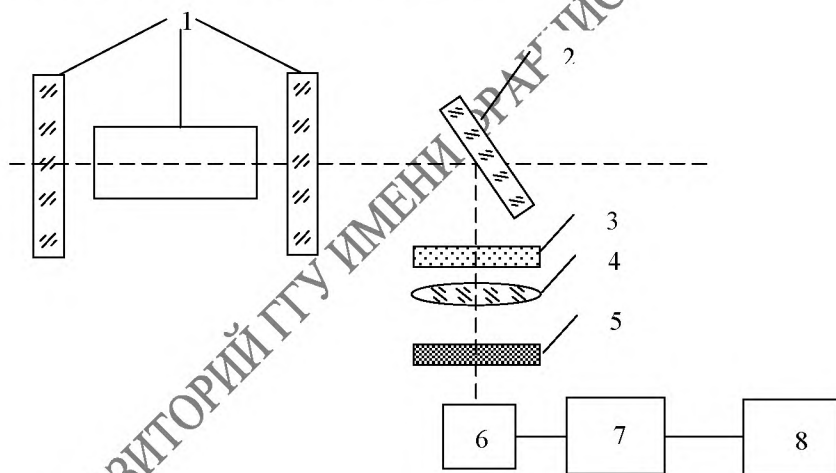


Рис.4 Схема для регистрации формы импульсов лазерного излучения и измерения их параметров.

1-лазер; 2-плоскопараллельная пластина (амплитудный делитель); 3-светофильтр; 4-положительная линза; 5-матовое стекло; 6- фотоприемник (ФД-24К); 7-усилитель; 8-осциллограф.

Обычно такая схема состоит из фотоэлектрического измерительного преобразователя (фотоприемника), перед которым при необходимости устанавливаются соответствующие оптические элементы (светоделительные пластины, ослабители, линзы или объективы), усилителя или согласующего устройства (при достаточных уровнях сигнала с выхода фотоприемника и согласованном электрическом тракте может отсутствовать) и осциллографического регистратора. При необходимости документирования формы исследуемого сигнала могут использоваться фотоприставки к осциллографу, самописцы и т.д.

Порядок выполнения работы

1. Собрать схему представленную на рис.4.
2. Провести измерения формы и длительности импульсов излучения лазера на АИГ работающего в режиме свободной генерации.
3. Провести измерения временных характеристик лазера, работающего в режиме модулированной добротности.
4. Представить форму лазерных импульсов в графическом виде.
5. Составить отчет о проделанной работе.

Контрольные вопросы

1. Методы измерения формы и длительности импульсов лазерного излучения.
2. Фотоэлектрические приемники для измерения временных характеристик лазерного излучения.

3. Структурная схема временных характеристик лазерного излучения.
4. Особенности измерения длительности лазерных импульсов субнаносекундного диапазона.

Литература

1. Иващенко П.А. Измерение параметров лазеров. – М.: Издательство стандартов, 1982.
2. Котюк А.Ф. Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения. – М.: Радио и связь, 1981.
3. Хирд г. Измерение лазерных параметров.: Пер. с англ./Под ред. Ф.С. Файзуллова. – М.: Мир, 1970.
Андрушко Л.М., Байбородин Ю.В., Блохин С.В. и др. Справочник по лазерной технике. – Киев.: Техніка, 1978.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
Лабораторная работа №1 <i>Измерение длины волны лазерного излучения</i>	5
Лабораторная работа №2 <i>Анализ поляризации излучения для ОКГ, работающих в непрерывном режиме</i>	17
Лабораторная работа №3 <i>Изучение пространственной и временной когерентности лазерного излучения</i>	26
Лабораторная работа №4 <i>Измерение формы и длительности импульса излучения твердотельного лазера</i>	39

Учебное издание

МЫШКОВЕЦ Виктор Николаевич

МАКСИМЕНКО Александр Васильевич

**Методы измерения и контроля параметров
лазерного излучения**

Лабораторный практикум

(часть 2)

Подписано в печать Формат 60x84 1/16. Бумага писчая №1.

Печать офсетная Усл. п. л. Уч. – изд. л. Тираж 50 экз.

Заказ Лицензия ЛВ №357 от 12.02.1999

Отпечатано на ротапринте ГГУ г. Гомель, ул. Советская 104