

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧиКР)

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ
ИЗЛУЧЕНИЯ *He - Ne* ЛАЗЕРА В ОДНОМОДОВОМ РЕЖИМЕ**

Методические указания к лабораторной работе для студентов специальности
210401 - Физика и техника оптической связи по дисциплине
«Оптоэлектронные и квантовые приборы и устройства»

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧиКР)

УТВЕРЖДАЮ
Зав.каф. СВЧиКР

_____ С.Н.Шарангович
« _____ » _____ 2011г.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ
ИЗЛУЧЕНИЯ $He - Ne$ ЛАЗЕРА В ОДНОМОДОВОМ РЕЖИМЕ**

Методические указания к лабораторной работе для студентов специальности
210401 - Физика и техника оптической связи по дисциплине
«Оптоэлектронные и квантовые приборы и устройства»

к.ф.м. наук , доц.
каф. СВЧиКР _____ Г.Г. Куш

СОДЕРЖАНИЕ

Исследование пространственной когерентности излучения <i>He –Ne</i> _ _ _ _ _	4
1.Цель работы_ _ _ _ _	4
2.Теоретические предпосылки _ _ _ _ _	4
3.Экспериментальная установка _ _ _ _ _	8
4.Содержание отчета _ _ _ _ _	11
5.Вопросы для самопроверки _ _ _ _ _	11
6.Список литературы _ _ _ _ _	12

Исследование пространственной когерентности излучения *He - Ne* лазера в одномодовом режиме

Продолжительность лабораторного занятия - 4 часа,
домашняя подготовка - 4 часа

1. Цель работы

Ознакомление с конструкцией газового оптического квантового генератора (лазера), с основными понятиями теории когерентности оптических полей, ознакомление с методами измерения характеристик когерентности излучения лазеров, измерение зависимостей модуля степени пространственной когерентности от режима работы квантового генератора и координат.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

2.1. Устройство и принцип действия лазера

Гелий-неоновый лазер является одним из первых созданных квантовых приборов оптического диапазона. Устройство гелий-неонового лазер поясняется рисунком 2.1.

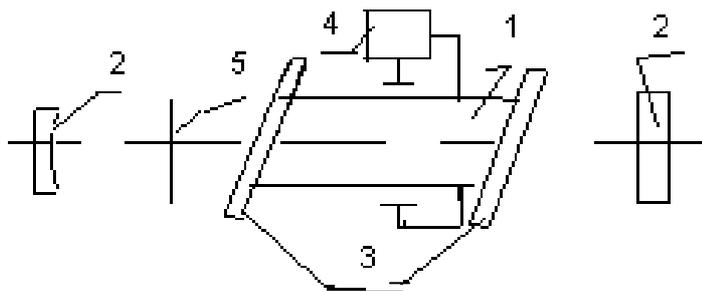
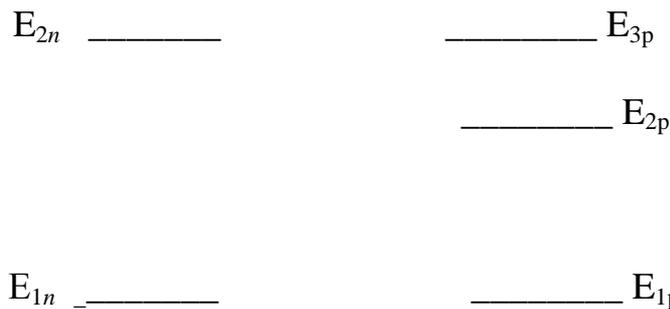


Рисунок 2.1. Устройство гелий-неонового лазера

Основным элементом генератора является газоразрядная трубка 1, заполненная смесью *He* и *Ne*. Ее торцы 3 скошены под углом Брюстера, так что отражение от них излучения с вертикальной поляризацией сведено к нулю. Трубка помещается в оптический резонатор Фабри-Перо, образованный зеркалами 2. Для того чтобы иметь возможность уменьшать диаметр генерируемого пучка и тем самым осуществлять селекцию мод резонатора, в последний (иногда) вводится регулируемая диафрагма 5. Питание трубки и поддержание в ней разряда осуществляется генератором накачки, представляющим источник постоянного напряжения до 3 кВ.

В лазере, для получения состояния с инверсией населенностей, используется метод неупругих соударений в двухкомпонентной газовой среде. Суть этого метода заключается в следующем. Пусть в разрядной трубке имеется смесь двух газов: примесный - He и рабочий - Ne, причем парциальное давление примесного газа в 5-10 раз больше, чем рабочего. Как правило, примесный газ имеет два энергетических уровня, а рабочий - три (рис.2.2). Необходимым условием получения инверсии населенностей является выполнение равенства (2.1)

$$E_{3p} - E_{1p} = E_{2n} - E_{1n} \quad (2.1)$$



Примесный газ 10:1- He

Рабочий газ -Ne

Рисунок 2.2 Энергетические уровни смеси двух газов.

Согласно закону Больцмана, в состоянии теплового равновесия для энергетических уровней, разделенных частотами оптического диапазона, все атомы рабочего и примесного газов находятся на нижних энергетических уровнях. При возбуждении в трубке электрического разряда, часть атомов обоих газов, за счет неупругих столкновений с электронами, переводится в возбужденные состояния (на верхние энергетические уровни). Уровень E_{2n} примесного газа является метастабильным (обладает большим временем жизни) и поэтому на нем происходит постепенное накопление возбужденных атомов He. Эти последние, сталкиваясь с невозбужденными атомами рабочего газа Ne, передают им свою энергию, совершая одновременно переход на основной уровень E_m . Невозбужденный атом рабочего газа, получив при столкновении с атомом He энергию

$\Delta E = E^{J^m} - E^{I^m}$, согласно условию (2.1), перейдет на третий уровень.

Таким образом, происходит резонансное заселение уровня E_{3p} , уровень E_{2p} остается практически пустым и на переходе $E_{3p} \rightarrow E_{2p}$ возникает инверсия населенностей. Для эффективного процесса резонансного заселения, число атомов примесного газа в смеси делают больше, чем рабочего.

Упрощенная энергетическая диаграмма атомов He и Ne приведена на рисунке 2.3. Атомы гелия являются примесными и имеют энергетическую диаграмму уровней, изображенную на рисунке 2.3 слева.

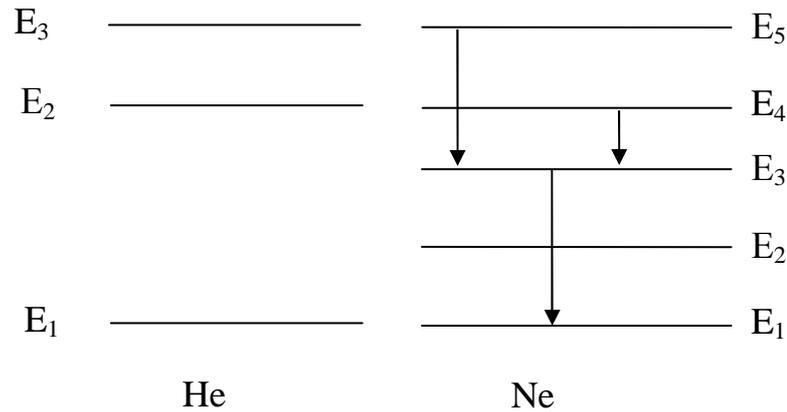


Рисунок 2.3. Энергетическая диаграмма атомов He и Ne.

На этой диаграмме энергии метастабильных E_2 и E_3 уровней He точно совпадают с энергиями уровней E_4 и E_5 Ne. Поэтому при столкновении возбужденных атомов He с невозбужденными атомами Ne одновременно происходит резонансное заселение уровней E_4 и E_5 .

В силу этого, при правильно подобранных давлениях He и Ne в смеси, можно получить инверсию населенностей либо на переходе $E_5 - E_3$, (красный свет $\lambda = 0,63$ мкм), либо на переходе $E_4 - E_3$ (инфракрасное излучение $\lambda = 1,15$ мкм), либо сразу на обоих переходах.

Чтобы цикл энергетических переходов был закончен, необходимо перевести атомы с уровней E_3 и E_2 Ne на основной уровень. Опустошение уровня E_3 с малым временем жизни происходит за счет соударения атомов Ne со стенками газоразрядной трубки. Эти соударения по-разному влияют на населенности различных уровней. Они практически не изменяют населенностей уровней E_4 , E_5 и, непосредственно E_3 , так как время жизни атома на этих уровнях недостаточно велико, чтобы атомы, находящиеся в этих состояниях могли достичь стенок трубки. Эти уровни разрушаются гораздо раньше. В то же время атомы на уровне E_2 обладают большим временем жизни и достигают стенок. Соударения со стенками переводят частицы с уровня E_2 на E_1 , и уровень E_2 разгружается. В результате этого атомы Ne переходят с уровня E_3 на уровень E_2 значительно быстрее. Для того, чтобы соударения атомов со стенками эффективно опустошали уровень E_3 , необходимо подобрать оптимальный диаметр трубки, в гелий-неоновом Лазаре он составляет 6-7 мм.

При наличии в Ne состояния с инверсией населенностей и создания с помощью зеркал резонатора положительной обратной связи, генератор самовозбуждается и излучает либо на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм или на $\lambda = 1,15$ мкм (в зависимости от того, на какой из них оптимален коэффициент отражения зеркал).

Процесс самовозбуждения лазера можно упрощенно описать следующим образом: шумовое спонтанное излучение частиц при переходе с E_5 на E_4 , по

мере распространения вдоль газоразрядной трубки, стимулирует индуцированные переходы между этими уровнями. Таким образом, проходя через трубку, световое поле усиливается, причем доля индуцированного излучения в нем возрастает. Зеркала, играющие роль резонатора, позволяют за счет многократных отражений светового поля увеличить время взаимодействия излучения и активных частиц. Если возникающее в результате таких многократных проходов индуцированное излучение способно компенсировать все потери резонатора, то выполняется одно из основных условий самовозбуждения – баланс амплитуд. Второе условие – баланс фаз – выполняется автоматически для всех резонансных частот резонатора.

2.2. Когерентность излучения

Одним из самых замечательных свойств лазеров является высокая когерентность их излучения. Когерентностью называют согласованное протекание во времени нескольких волновых процессов или свойство, отражающее стабильность фазы (или разности фаз) одной или нескольких электромагнитных волн. Если две электромагнитные волны, имеющие между собой определенную фазовую связь, направить на какой-нибудь экран, то в его плоскости мы будем наблюдать интерференционную картину. Контрастность этой картины будет определяться монохроматичностью и размерами источника излучения. Чем шире частотный спектр источника, тем больше флуктуации амплитуды и фазы сигнала и, следовательно, тем хуже контрастность. Это свойство называется временной когерентностью и характеризуется временем когерентности τ , в течение которого фаза электромагнитных колебаний не испытывает случайных скачков. Если Δf есть ширина спектра поля, то величина $\tau \approx 1/\Delta f$.

Вторая причина, ухудшающая контрастность интерференционной картины, состоит в следующем: амплитуда и фаза световых волн меняются не только в направлении распространения световых волн, но и в плоскости, перпендикулярной этому направлению. Для реальных источников эти изменения носят случайный характер. Случайные изменения разности фаз полей в двух точках на плоскости тем больше, чем дальше друг от друга отстоят эти две точки. Дополнительный случайный во времени фазовый сдвиг приведет к полному размыванию интерференционной картины, если его величина сравнима с π . Итак, контрастность интерференционной картины зависит от стабильности распределения фазы излучения в плоскости поперечного сечения светового пучка. Такое свойство излучения, в отличие от временной когерентности, называется пространственной когерентностью. Количественно пространственная когерентность характеризуется радиусом когерентности - r_k . За величину r_k принимают

расстояние между точками в плоскости поперечного сечения светового пучка, фазы колебания поля в которых еще можно полагать коррелированными. Величина r_k связана с расходимостью пучка $\Delta\alpha$ и чем меньше r_k , тем больше $\Delta\alpha$.

Явление пространственной когерентности излучения демонстрируется с помощью классического опыта с интерферометром Юнга (рис.2.4).

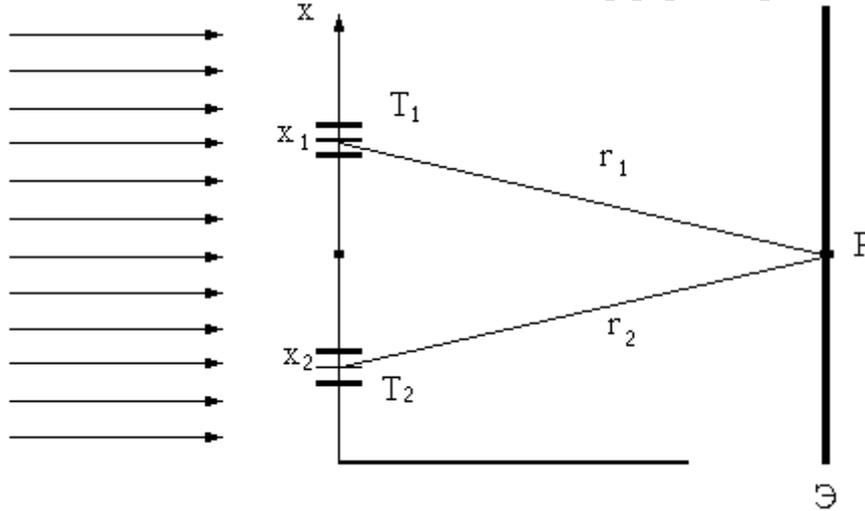


Рисунок 2.4. Интерферометр Юнга

Пучок света падает на непрозрачный экран с двумя отверстиями T_1 и T_2 . Свет, прошедший через отверстия складывается на экране \mathcal{E} . Рассмотрим распределение света на этом экране. Если поле на отверстиях можно записать в виде

$$\begin{aligned} E_1(x_1, t) &= E_1(x_1, t) e^{i[\omega t + \varphi_1(x_1, t)]} \\ E_2(x_2, t) &= E_2(x_2, t) e^{i[\omega t + \varphi_2(x_2, t)]} \end{aligned}, \quad (2.2)$$

то средняя за время T интенсивность света в точке P экрана будет пропорциональна

$$\begin{aligned} I(x_1, x_2, r_1 - r_2) &\approx \left| E_1[x_1, (t - r_1/c)] + E_2[x_2, (t - r_2/c)] \right|^2 = \\ &= I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re} \frac{1}{T} \int_0^T E_1(x_1, t) E_2^*[x_2, (t - \frac{r_2 - r_1}{c})] dt \end{aligned}, \quad (2.3)$$

где I_1 и I_2 интенсивности света в точке P , создаваемые только первым и только вторым отверстием, а третий член характеризует корреляцию полей от первого и второго отверстий. В (2.3) x_1 и x_2 координаты отверстий, а $r_2 - r_1$ - разность хода волн до точки P . Если амплитуда и фаза полей случайны во времени, то при усреднении третий член (2.3) обращается в нуль и интенсивность поля в точке P определяется, как сумма интенсивностей от обоих отверстий. Однако, если излучение из отверстий приходят

согласованно, то корреляционный член отличен от нуля и интенсивность поля зависит от фазовых соотношений между двумя сигналами. Корреляционную функцию

$$\Gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1) = \operatorname{Re} \frac{1}{T} \int_0^T E_1(x_1, t) E_2^*[x_2, (t - \frac{r_2 - r_1}{c})] dt$$

называют функцией частичной когерентности колебаний в точках x_1 и x_2 . Функцию Γ_{12} можно пронормировать, вводя степень когерентности

$$\gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1) = \frac{\Gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1)}{\sqrt{I_1 I_2}}$$

Теперь выражение (2.3) можно записать в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma_{12} \quad (2.4)$$

Из (2.2) и (2.3) видно, что степень когерентности представляет из себя коэффициент корреляции колебаний $E_1(x_1, t)$ и $E_2(x_2, t)$. Если колебания в точках x_1 и x_2 полностью коррелированы (когерентны), то

$$|\gamma_{12}| = I$$

Если колебания x_1 и x_2 полностью некоррелированы, то

$$|\gamma_{12}| = 0$$

Для полностью когерентного поля во всех точках $|\gamma_{12}| = I$ для полностью некогерентного $|\gamma_{12}| = 0$. В промежуточном случае, когда

$$0 < |\gamma_{12}| < I$$

поле называется частично когерентным. Вообще говоря, любые поля, с которыми мы встречаемся в природе частично когерентны.

Как следует из определения, величины Γ_{12} и γ_{12} зависят от трех аргументов: положения точек x_1 и x_2 и разности хода волн $r_2 - r_1$. Так как фазовый множитель при распределении поля равен e^{-ikr} , то зависимость Γ_{12} от $r_2 - r_1$ будет иметь вид

$$\Gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1) = \Gamma(x_1, x_2, r_2 - r_1) e^{ik(r_2 - r_1)}$$

Запишем $\Gamma_{12}(x_1, x_2, 0)$ в комплексной форме

$$\Gamma_{12}(x_1, x_2, 0) = |\Gamma_{12}(x_1, x_2, 0)| e^{i\alpha}$$

где α - фаза Γ_{12} .

Тогда будет

$$\Gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1) = |\Gamma_{12}(x_1, x_2)| e^{i[\alpha + k(r_2 - r_1)]}$$

Определив

$$|\gamma_{12}(x_1, x_2)| = \frac{|\Gamma_{12}(x_1, x_2)|}{\sqrt{I_1 I_2}}$$

из формулы (2.4), получим

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)| \cos[\alpha + k(r_2 - r_1)] , \quad (2.5)$$

Отсюда можно найти максимальное значение I_{\max}

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)|$$

и минимальное значение I_{\min}

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)|$$

Мерой контраста интерференционной картины является ее видность V .

Видность V по определению равна

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.6)$$

Подставляя в (2.6) I_{\max} и I_{\min} , получим

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)| \quad (2.7)$$

Как видно, видность интерференционной картины прямо пропорционально модулю степени когерентности $|\gamma_{12}|$. Если же $I_1 = I_2$, то

$$V = |\gamma_{12}| \quad (2.8)$$

Таким образом, для того, чтобы измерить модуль степени пространственной когерентности поля в точках x_1 и x_2 достаточно измерить видность интерференционной картины, созданной интерферометром Юнга в плоскости экрана Э (рис.2.4).

Рассмотрим частный случай, когда интерферометр Юнга образован парой щелей шириной a каждая. Пусть центры щелей отстоят друг от друга на расстоянии r . Тогда можно показать, что распределение поля в дальней зоне описывается формулой, получаемой из (2.5)

$$I = (I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)| \cos[\alpha + \frac{2\pi r}{\lambda} \sin \theta]) \times$$

$$\times \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta} \right]^2, \quad (2.9)$$

где I_1 и I_2 интенсивности излучения каждой из щелей;

θ - угол между нормалью к плоскости интерферометра и направлением на точку наблюдения;

λ - длина волны;

x_1 и x_2 - координаты центров щелей, так что $|x_1 - x_2| = r$

Последний множитель в формуле (2.9) описывает диаграмму направленности отдельной щели.

Отметим, что поскольку $a \gg \lambda$ и $r \gg \lambda$, величину $\sin \theta$ можно полагать равной θ без какой-либо ошибки в вычислениях.

Измеряя видимость интерференционной картины в дальней зоне и используя формулу (2.9), можно найти модуль степени когерентности $\gamma_{12}(x_1, x_2)$. В дальнейшем вместо переменных x_1 и x_2 мы будем рассматривать степень когерентности, как функцию двух новых переменных: $r = |x_1 - x_2|$ и координаты центра интерферометра

$$x = \frac{x_1 + x_2}{2},$$

так что

$$\gamma_{12}(x_1, x_2) \equiv \gamma_{12}(r, x) \quad (2.10)$$

Степень пространственной когерентности лазерных пучков зависит от модового состава пучка. Если пучок образован только одной модой, то степень его когерентности практически не отличается от 1. Если в пучке содержится большое число мод, то степень когерентности оказывается малой и тем меньшей, чем больше мод принимает участие в генерации лазера. Кроме того, степень когерентности, как видно из (2.10) зависит от расстояния r между щелями и от положения центра интерферометра x на сечении пучка. Зависимость $|\gamma_{12}(r)|$ очевидна. Зависимость $|\gamma_{12}(x)|$ связана с тем, что модовый состав меняется по сечению пучка. Например, если резонатор лазера сферический, то "объем" поля мод равного порядка существенно разный: чем выше номер моды, тем больше его поперечные размеры. Поэтому, при смещении интерферометра по сечению пучка, в центре его степень когерентности будет мала, поскольку в этой области суммируются поля всех мод. На периферии пучка присутствуют только поля высокого порядка и степень когерентности будет более высокой. В плоскопараллельном резонаторе все моды имеют один и тот же объем и этот эффект будет выражен гораздо слабее.

Пространственная и временная когерентность поля излучения очень важны в голографии.

3. Экспериментальная установка

Источником светового излучения в экспериментальной установке служит газовый лазер, работающий в одномодовом режиме. Луч лазера после прохождения через делительную пластину 8 падает на интерферометр Юнга 2, выполненный в виде двух щелей, шириной 100 мкм каждая. Расстояние между щелями меняется от 100 мкм до 1000 мкм. После прохождения через интерферометр лучи проходят через сферическую линзу 3 и

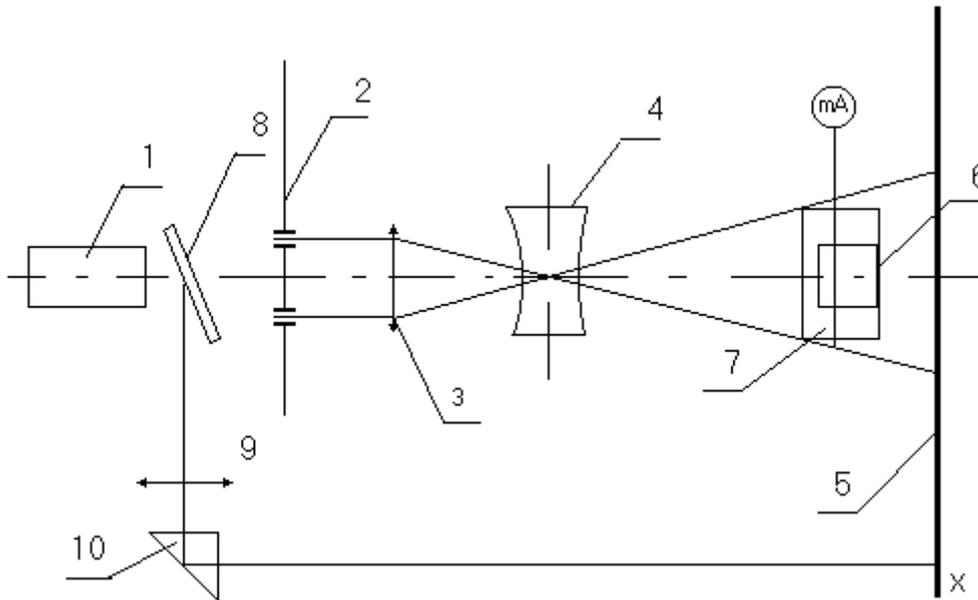


Рисунок.3.1 Экспериментальная установка

короткофокусную рассеивающую цилиндрическую линзу 4. Расстояние между линзами подбирается так, что в плоскости экрана 5 распределение поля на интерферометре Юнга соответствует распределению поля в дальней зоне. Одновременно через делительную пластину 8, линзу 9 и призму 10 пятно лазера попадает на экран. С помощью этого канала можно контролировать форму пятна излучения и модовый состав лазерного пучка.

Интерферометр Юнга, линзы 3 и 4, а также фотодиод 6 расположены на подвижных столиках, что позволяет осуществить настройку схемы и снять искомые зависимости. Столик 7 с фотодиодом 6 (рис.3.1), при необходимости, может быть приведен в движение автоматически с помощью электродвигателя с редуктором. Питание электродвигателя осуществляется непосредственно от сети.

Фототок с фотодиода измеряется цифровым вольтметром.

Зависимость интенсивности излучения от координаты x в плоскости 5 описывается выражением (2.9). Проведем анализ (2.9), пренебрегая смещением интерференционной картины, связанной с аргументом $\gamma_{12} - \alpha$

. Тогда из (2.9) следует, что в центре картины при $\theta = 0$ будет наблюдаться максимум

$$I_0 = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(r, x)| \quad (3.1)$$

В точке

$$\frac{2\pi r}{\lambda} \theta_m = \pi$$

будет минимум, равный

$$I_{\min 1} = (I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(r, x)|) \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{2r}\right)}{\frac{\pi a}{2r}} \right) \quad (3.2)$$

Далее вблизи точки $\theta = 2\theta_m$ будет расположен второй максимум интерференционной картины

$$I_{\max 1} = (I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(r, x)|) \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{r}\right)}{\frac{\pi a}{r}} \right)^2 \quad (3.3)$$

а в точке $\theta = 3\theta_m$, второй минимум и т.д. Отметим, что в принятой конструкции интерферометра при $a = 100 \text{ мкм}$ минимальная база интерферометра $r = 200 \text{ мкм}$ и $a/r = 1/2$. Поэтому третий максимум соответствует точке, где $I_{\max 2} = 0$ и в интерференционной картине должны наблюдаться лишь 3 максимума - центральный и 2 боковых. Сравнивая выражения для $I_{\max 1}$ и I_0 , получим

$$I_{\max 1} \approx 0,41 I_0 \quad (3.4)$$

Вследствие малого расстояния между щелями будем полагать $I_1 = I_2$. Тогда из (3.1), (3.2) получим

$$|\gamma_{12}(r, x)| = \frac{1 - \frac{I_{\min}}{\rho I_{\max}}}{1 + \frac{I_{\min}}{\rho I_{\max}}} \quad (3.5)$$

где

$$\rho = \left(\frac{\sin t}{t} \right)^2, \quad t = \frac{\pi a}{2r}$$

4. Порядок выполнения работы

4.1. Включить лазер. Для этого нажать на блоке питания кнопку ВКЛ . После 3-5 минутного прогрева появится генерация .

4.2. Проверить в каком режиме работает лазер. Для этого поставить сферическую линзу за лазером и в режиме генерации основной моды TEM_{00} на экране наблюдается одно пятно. С помощью микрометрического винта столика, на котором расположен интерферометр Юнга 2 (рис.3.1), совместить центр **интерферометра №1** с центром лазерного луча. Проверить справедливость формулы (3.4), смещая цилиндрическую линзу. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 4.1 . Измерения повторить не менее 3-х раз .

Таблица 4.1. База интерферометра №1 - 100 мкм

№ измер	1	2	3	4	средн.	$\frac{I_{\max 1,2}}{I_0} \approx \beta$
$I_{\max 1}$						
$I_{\min 1}$						
I_0						
$I_{\min 2}$						
$I_{\min 2}$						

де $I_{\max 1,2}$, I_0 , $I_{\min 1,2}$ - интенсивности излучения в максимумах и минимумах интерференционной картины .

По данным измерения таб. 4.1 определить $\beta_{1,2}$. Результаты измерения $I_{\max 1}$ и $I_{\min 1}$ или $I_{\max 2}$ и $I_{\min 2}$ занести в таблицу 4.2 и определить видность интерференционной картины интерферометра №1.

Таблица 4.2

№ изм	1	2	3	4	γ_{12}
I_{\max}					
I_{\min}					

4.3. Измерить зависимость степени когерентности от базы интерферометра не менее чем для 5 баз. . Для этого повторите измерения $I_{\max 1}$ и $I_{\min 1}$ или $I_{\max 2}$ и $I_{\min 2}$, для интерферометров № 2, 3, 4, 5 смещая их, с помощью микрометрического винта, относительно луча лазера . Результаты измерений занесите в таблицу 4.3.

При установки каждой базы центр интерферометра совмещать с центром луча.

Таблица 4.3

r	200мк	300мк	400мк	500мк	600мк	700мк
I_{\max}						
I_{\min}						
γ_{12}						

По результатам вычислений построить график $\gamma_{12} = f(r)$.

4.4. С помощью интерферометра № 1 измерить распределение степени когерентности по сечению пучка. Измерение провести не менее чем в 9-10 точках. Для этого необходимо вращением микрометрического винта смещать интерферометр № 1 относительно поперечного сечения луча лазера примерно на 0,25 делений. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 4.4. По результатам вычислений построить график $\gamma_{12} = f(l)$.

Таблица 4.4. Интерферометр №1.

l									
I_{\max}									
I_{\min}									
γ_{12}									

Обработка результатов

Обработку результатов по пп. 4.2 - 4.4 провести с помощью формулы (3.5). Результаты изобразить графически. Пологая, что радиус когерентности определяется по уравнению $|\gamma_{12}| = 1/l$ по данным пп. 4.2 - 4.4, определить радиус когерентности для одномодовой генерации.

Содержание отчета

1. Краткое изложение теории.
2. Схема эксперимента.
3. Результаты эксперимента в форме таблиц и графики по пунктам 4.2 - 4.5.
4. Обсуждение результатов и выводы.

Вопросы для самопроверки

1. Что характеризует временная когерентность лазера ?
2. Что характеризует пространственная когерентность излучения лазера ?
3. С помощью какого прибора можно измерить пространственную когерентность ?
4. Что такое видность интерференционной картины ?
5. Что такое степень пространственной когерентности ? Как ее измерить ?
6. Какие свойства лазерного излучения определяет степень пространственной когерентности ? От чего она зависит ?
7. Что такое мода оптического резонатора ? Чем она определяется ?
8. Нарисуйте структуру поля TEM_{00} , TEM_{10} , TEM_{11} , TEM_{30} .
9. Зачем на схеме рис. 3.1 используется цилиндрическая линза ?

10. Как будет изменяться степень когерентности, если увеличивать базу интерферометра Юнга ?
11. Как будет изменяться степень когерентности при перемещении интерферометра Юнга от одного края пучка через центр к другому краю ?
12. Почему максимумы интерференционной картины на экране б будут разными ?

Список литературы

- 1 Г.Г. Куц, Ж.М. Соколова, Л.И. Шангина. Приборы и устройства оптического и СВЧ-диапазонов. - Томск: Издательство научно-технической литературы, 2003. - 556 с. (10)
2. А.Н.Пихтин Оптическая и квантовая электроника. – М: ВШ. 2001, 572с. (159)
- 3 В.А. Малышев. Основы квантовой электроники и лазерной техники. - М.:
4. В.М. Шандаров. Основы физической и квантовой оптики. – Томск: Томск. гос. Ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2005. – 258 с. (20)
- .5. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. - М: Наука , 1971. Томск:Изд-во Томского университета, 2004.-460 с.