

Отчёт по лабораторной работе 4.5.2.

Интерференция лазерного излучения.

Работу выполнил Громов Артём
ЛФИ Б02-006

Долгопрудный, 2022 г.

1. Аннотация

Цель работы: исследование видности интерференционной картины излучения гелий-неонового лазера и определение длины когерентности излучения.

В работе используется: Не–Не-лазер, интерферометр Майкельсона с подвижным зеркалом, фотодиод с усилителем, осциллограф, поляроид, линейка.

Лазер состоит из двух зеркал, составляющих лазерный резонатор, и расположенной между ними газообразной усиливающей среды, состоящей из смеси гелия и неона. Типичное расстояние между зеркалами — $0,2 \div 1\text{м}$. Смесь гелия и неона может находиться в отдельной трубке, закрытой с торцов стеклянными окошками, приклеенными под углом Брюстера с целью устранения потерь на отражение для одной из поляризаций. Лазер такой конструкции излучает свет с линейной поляризацией. Зеркала резонатора должны быть с высокой точностью настроены параллельно друг другу. В современных моделях лазеров, как правило, зеркала приклеиваются непосредственно на торцы трубы, одновременно играя роль окошек и образуя резонатор. Этим достигается жёсткость резонатора и отпадает необходимость периодической подстройки зеркал. Такой лазер излучает неполяризованный свет (точнее, свет с хаотической поляризацией).

В лазере излучение распространяется по резонатору «туда и обратно». При этом максимальным усилением обладают волны, для которых набег фазы при полном обходе резонатора кратен 2π . Это приводит к условию на разрешённые частоты и длины волн:

$$2\pi 2L = 2\pi m, \quad L = m\lambda, \quad \nu_m = \frac{mc}{2L}, \quad \Delta\nu_m = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L}, \quad (1)$$

где L — длина резонатора, m — целое число. Поэтому лазер генерирует отдельные типы колебаний, называемые модами, которые удовлетворяют условию (1). Отметим, что условие (1) в точности совпадает с условием максимума пропускания интерферометра Фабри–Перо, что не является удивительным, поскольку лазерный резонатор действительно представляет собой интерферометр Фабри–Перо.

Спектральная ширина отдельной моды определяется добротностью резонатора лазера и мощностью излучения. В гелий-неоновом лазере из-за малого усиления активной среды используются зеркала с высоким отражением, добротность резонатора большая и спектральная ширина моды может быть очень узкой, вплоть до единиц Гц. Реально из-за тепловых нестабильностей длины резонатора типичная ширина моды составляет 105 Гц, что всё равно много меньше расстояния между модами (108 Гц). Количество генерируемых мод определяется шириной спектра усиления активной среды. Эта ширина складывается из естественной ширины линии излучения атомов неона и доплеровского уширения, вызванного тепловым движением атомов. Время когерентности и ширина спектра связаны соотношением неопределенности $\tau \cdot \Delta\nu \sim 1$. Для лазерного перехода атома неона с длиной волны 632,8 нм время затухания $\tau \approx 10^{-8}$ с, длина цуга в пространстве $L_{\text{цуга}} \approx 3\text{ м}$, ширина спектра $\Delta\nu \approx 108\text{ Гц}$. Доплеровское уширение на порядок больше, поэтому общая ширина спектра определяется именно доплеровским уширением. При температуре 400 К ширина по полувысоте спектра излучения газообразного неона равна $1,5 \cdot 10^9\text{ Гц}$. На такой ширине укладывается несколько мод при типичном расстоянии между модами $200 \div 300\text{ МГц}$, поэтому гелий-неоновый лазер с длиной резонатора 0,5–0,7 м обычно одновременно излучает 3–7 мод. Амплитуды и фазы этих мод флуктуируют во времени, но в среднем амплитуда мод вблизи максимума кривой усиления больше, чем на краях.

Вследствие тепловых нестабильностей длина резонатора все время меняется, в результате чего моды «переползают» с одного края контура усиления на другой, там исчезают, а на другом краю рождаются новые. Поэтому количество одновременно генерируемых

мод и их положение нестабильно. При типичном коэффициенте теплового расширения твёрдых тел 10^{-5} достаточно изменения температуры на $0,05^\circ$, чтобы длина резонатора изменилась на $\lambda/2$ и моды переместились на величину межмодового расстояния. Таким образом, температурная нестабильность резонатора приводит к медленным изменениям амплитуд колебаний в лазерных модах и числа самих мод. После примерно часа работы лазера характерное время перестройки резонатора составляет около 1 мин.

Видность интерференционной картины. При сложении двух когерентных световых волн возникает интерференционная картина. Если в плоскости наблюдения сходятся под малым углом α две плоских волны с длиной волны λ_0 , то наблюдается интерференционная картина в виде последовательности тёмных и светлых полос с расстоянием между полосами:

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{\alpha}. \quad (2)$$

Для оценки чёткости интерференционной картины в окрестности некоторой точки используют параметр видности:

$$v = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3)$$

где I_{max} и I_{min} — максимальная и минимальная интенсивности света интерференционной картины вблизи выбранной точки. Параметр v меняется в пределах от 0 (полное исчезновение интерференционной картины) до 1 (наиболее чёткая картина). Человеческий глаз может уверенно различать чередование светлых и тёмных интерференционных полос, если $v > 0,1$.

Видность зависит от спектрального состава света, отношения амплитуд интерферирующих волн, разности хода между ними, поляризации интерферирующих пучков. Рассмотрим эту зависимость. Найдём выражение для интенсивности света в интерференционной картине. При этом можно не учитывать так называемые межмодовые биения, приводящие к быстрым (с частотой $\Delta\nu \approx 200$ МГц) пульсациям интенсивности света в точке наблюдения. При визуальном наблюдении интерференционной картины или при использовании достаточно инерционного фотоприёмника эти пульсации усредняются.

Найдём видность интерференционной картины для одной моды лазерного излучения с частотой ν_m . Пусть в плоскости наблюдения интерферируют под небольшим углом две волны с амплитудами A_m и B_m . Если в точке наблюдения разность фаз между волнами равна k_ml , где $k_m = 2\pi/\lambda m = 2\pi\lambda m/c$ — волновое число, l — разность хода, то интенсивность света в этой точке

$$I_m = A_m^2 + B_m^2 + 2A_m B_m \cos(k_m l). \quad (4)$$

При перемещении поперёк интерференционной картины разность фаз изменяется, и мы переходим от одного максимума к другому. При этом интенсивность света в максимуме интерференционной картины $I_{max} = (A_m + B_m)^2$, а в минимуме $I_{min} = (A_m - B_m)^2$. Поэтому видность

$$v_1 = \frac{2\sqrt{\delta}}{1 + \delta}, \quad (5)$$

где введён параметр $\delta = B_m^2/A_m^2$. Видность $v_1 = 1$ только тогда, когда интерферирующие волны имеют равную интенсивность. В установке разделение пучка на два производится специальным делительным кубиком, при этом $\delta \approx 1$.

Найдём видность в случае, когда лазер генерирует одновременно несколько мод, но амплитуды разделяемых пучков одинаковы, т.е. $\delta = 1$ для всех мод. Для этого следует сложить мгновенные амплитуды всех интерферирующих волн, возвести в квадрат и усреднить по времени в течение 10^{-5} с (время отклика используемого в данной работе фотодиода), так как более быстрые изменения интенсивности фотодиод не воспринимает.

Пусть генерируется одновременно n мод с индексом m от m_0 до $m_0 + n - 1$ и один из пучков проходит путь на величину l больший, чем второй пучок, до места, где наблюдается интерференция. Интенсивность находится по формуле

$$I(l) = \overline{\left(\sum_{m=m_0}^{m_0+n-1} A_m \cos(\omega_m t + \phi_m + k_m l) + A_m \cos(\omega_m t + \phi_m) \right)^2}, \quad (6)$$

где A_m — амплитуда m -й моды, $\omega_m = 2\pi\lambda_m = \pi c m / L$ — круговая частота, а ϕ_m — фаза этой моды, черта означает усреднение по времени.

После возвведения в квадрат этой суммы выражение будет содержать члены двух сортов: квадраты каждого члена суммы вида

$$A_m \cos(\omega_m t + \dots)$$

и перекрёстные члены вида

$$2A_m A_i \cos(\omega_m t + \dots) \cos(\omega_i t + \dots).$$

Среднее значение $\overline{\cos(\omega_m t + \phi)}$ равно $1/2$, перекрёстные члены, содержащие частоты разных мод с $m \neq i$, осцилируют с частотой межмодовых биений порядка сотен МГц и поэтому при усреднении по времени занулятся. Останутся только квадраты и перекрёстные члены с одинаковой частотой. Получим

$$I = \sum_{m=m_0}^{m_0+n-1} \left(A_m^2 + \overline{A_m^2} \cos(\omega_m t + \phi_m + k_m l) \cos(\omega_m t + \phi_m) \right) \quad (7)$$

После преобразования произведения косинусов в сумму и усреднения по времени один из членов суммы также занулятся и окончательно получим

$$I = \sum_{m=m_0}^{m_0+n-1} A_m^2 (1 + \cos(k_m l)) = \sum_{m=m_0}^{m_0+n-1} A_m^2 \left(1 + \cos \frac{\pi m}{L} l \right) \quad (8)$$

Из этого выражения видно, что разные моды не интерферируют друг с другом, а суммарный результат интерференции равен сумме интерференционных картин разных мод. Кроме того, фазы мод не влияют на картину интерференции, а соотношения амплитуд разных мод, напротив, имеют большое значение. Дальнейший анализ затрудняется тем, что амплитуды мод флуктуируют. Легко рассмотреть простейший случай, когда амплитуды всех мод одинаковы, $A_m = A = \text{const}$. Тогда, заменив косинусы комплексными экспонентами, $\cos x = \frac{e^{ix} + e^{-ix}}{2}$, и проведя суммирование получающейся геометрической прогрессии $\sum e^{imx} = e^{im_0 x} \frac{1 - e^{inx}}{1 - e^{ix}}$, находим

$$I = A^2 \left(n + \frac{\sin \frac{\pi l}{2L} n}{\sin \frac{\pi l}{2L}} \cos \left[m_0 + \frac{n-1}{2} \right] \right) \quad (9)$$

В этой формуле последний множитель периодически меняет свой знак при небольших изменениях l , обеспечивая появление максимумов и минимумов при смещении поперёк интерференционной картины, а дробь с синусами определяет амплитуду изменения интенсивности. Поэтому видность получается равной

$$v_2 = \left| \frac{1}{n} \frac{\sin \frac{\pi l}{2L} n}{\sin \frac{\pi l}{2L}} \right| \quad (10)$$

Мы ввели обозначение v_2 для видности, обусловленной немонохроматичностью, в отличие от рассмотренной ранее v_1 , обусловленной разницей амплитуд интерферирующих пучков. Из формулы (10) видно, что при разности хода $l = 2L \cdot j$, где j — целое число, видность $V_2 = 1$, а число минимумов при изменении l от 0 до $2L$ равно $n - 1$, где n — число мод. На рис. 1 изображена зависимость видности от задержки l для 3 мод (кривая а). По числу минимумов в принципе можно было бы определить число генерируемых лазером мод, но только если амплитуды мод равны, что в действительности не выполняется. В общем случае зависимость V_2 от l будет похожей на кривую (а) на рис. 1, но промежуточные максимумы и минимумы могут размыться или даже совсем исчезнуть. Например, для случая трёх мод, когда квадрат амплитуды центральной моды в два раза больше, чем у крайних мод, получается кривая (б) на рис. 1, у которой вместо двух минимумов остался один. Поэтому число мод лучше оценивать по ширине главного максимума в окрестности нулевой задержки. На рис. 1 приведено ещё несколько расчётных кривых для разного числа мод, интенсивность (квадрат амплитуды) которых плавно спадает от центра линии усиления к краям.

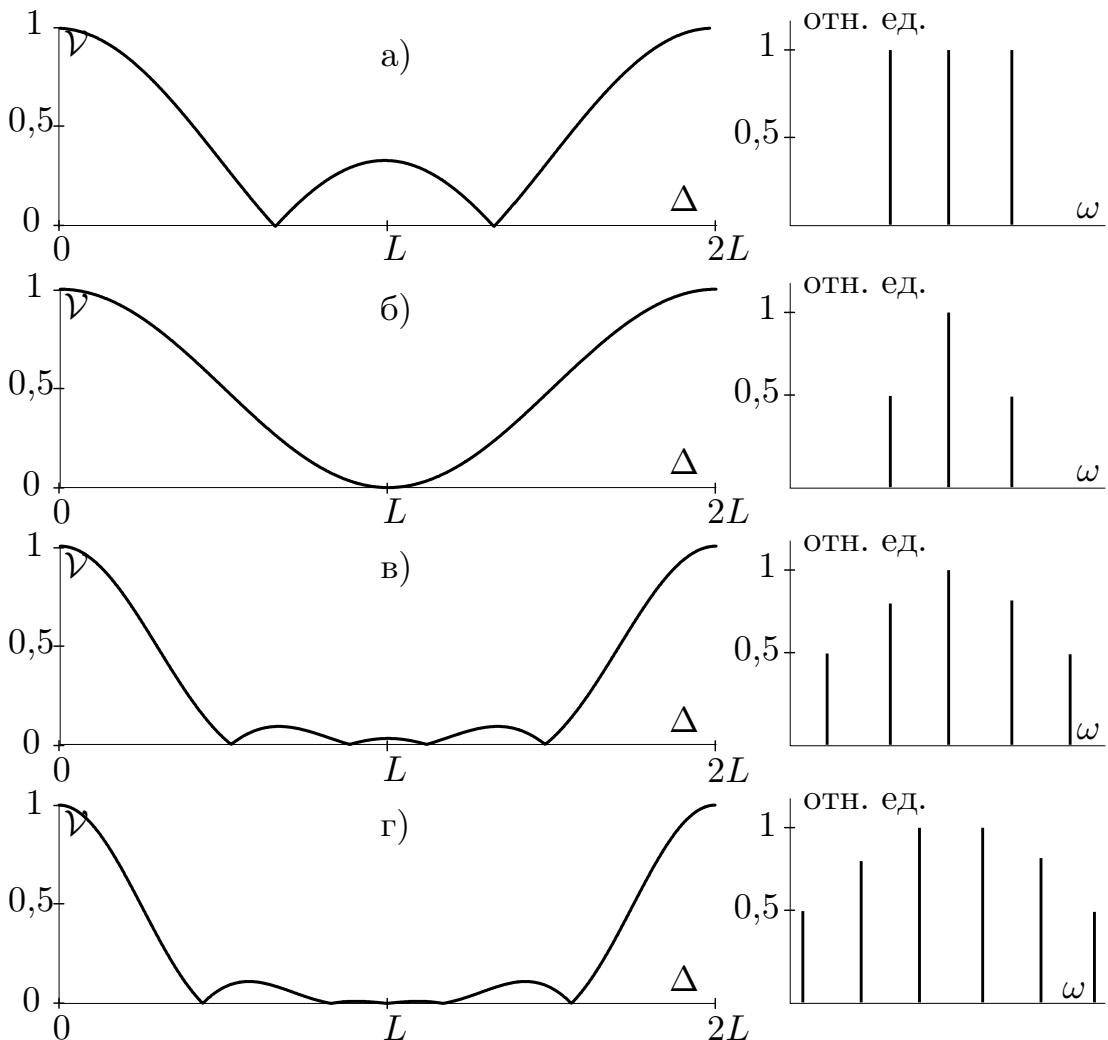


Рис. 1: Зависимость видности от задержки для разного количества генерируемых мод: а) и б) 3 моды, в) 5 мод, г) 6 мод. Справа приведены соотношения интенсивностей мод.

При анализе видности мы предполагали, что световые волны поляризованы одинаково. Если же поляризация в волнах различна, то интерферируют компоненты только с одинак-

ковой поляризацией, присутствие в одном из пучков излучения с поляризацией, перпендикулярной поляризации другого пучка, только даёт фон, уменьшая видность. В частности, если обе волны линейно поляризованы, их амплитуды не флюктуируют, а угол между плоскостями их поляризаций равен β , то в формуле (8) и в последующих выражениях для видности появится сомножитель $v_3 = \cos \beta$. При равных амплитудах интерферирующих волн этот сомножитель имеет смысл видности, обусловленной разной поляризацией волн. Если световые волны поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях ($\beta = \pi/2$), то видность v_3 обращается в ноль.

Несколько сложнее случай, когда источник света генерирует излучение с линейной поляризацией, но направление поляризации хаотически меняется в пределах от 0 до π . Если такое излучение разделить на два пучка и на пути каждого поставить по поляроиду с углом между направлениями разрешённой поляризации этих поляроидов β , то опять получим две волны с углом между плоскостями их поляризаций β , но амплитуды этих волн будут флюктуировать. Можно показать, что в этом случае $v_3 = \cos^2 \beta$.

Если имеют место все три фактора уменьшения видности: неравенство амплитуд, несовпадение поляризаций и разная оптическая задержка между интерферирующими пучками, то можно доказать, что результирующая видность является произведением

$$v = v_1 v_2 v_3 \quad (11)$$

Мы разобрали главные причины уменьшения видности, но есть и другие. Например, лазерные пучки, проходя через большое количество оптических элементов, могут портиться из-за дефектов этих элементов и дифракции на осевших пылинках, в результате чего интенсивность света становится неоднородной по поперечному сечению. При наложении таких пучков друг на друга происходит интерференция излучения разной амплитуды, даже при изначально равной интенсивности пучков. Поэтому в эксперименте практически невозможно достичь видности, строго равной 1.

Определение ширины спектра лазерного излучения и числа генерируемых мод. Геометрическая задержка l , при которой кривая видности заметно спадает, фактически является длиной когерентности. Разделив её на скорость света, получим время когерентности $\tau_{\text{ког}} = l/c$. Из принципа неопределенности $\tau_{\text{ког}} \Delta\nu_{\text{полн}} \sim 1$, где $\Delta\nu_{\text{полн}}$ — полная ширина спектра излучения лазера (с учётом всех имеющихся мод). Это соотношение выполняется только по порядку величины, точное значение произведения $\tau_{\text{ког}} \Delta\nu$ зависит от формы спектра, а также от того уровня, по которому измеряется ширина. В нашем случае для определения ширины спектра рациональнее исходить из расчётных кривых, представленных на рис. 1. Их анализ показывает, что полная ширина спектра связана с геометрической задержкой $l_{1/2}$, при которой видность падает вдвое, приблизительным соотношением

$$\Delta\nu_{\text{полн}} \approx 0,6 \frac{c}{l_{1/2}}, \quad (12)$$

а число мод равно

$$n \approx 1 + 1,2 \frac{L}{l_{1/2}}. \quad (13)$$

2. Экспериментальная установка

Для получения интерференционной картины используется интерферометр Майкельсона, смонтированный на вертикально стоящей массивной металлической плите. Схема установки приведена на рис. 2.

Источником света служит гелий-неоновый лазер (средняя длина волны $\lambda_0 = 632,8$ нм). Пучок лазерного излучения отражается от зеркала З и проходит призму полного

внутреннего отражения РФ (ромб Френеля), которая превращает линейную поляризацию излучения в круговую. Если в установке используется лазер, излучающий неполяризованный свет, то ромб Френеля не нужен, но он и не мешает выполнению работы. Далее лазерное излучение делится диагональной плоскостью делительного кубика ДК на два пучка.

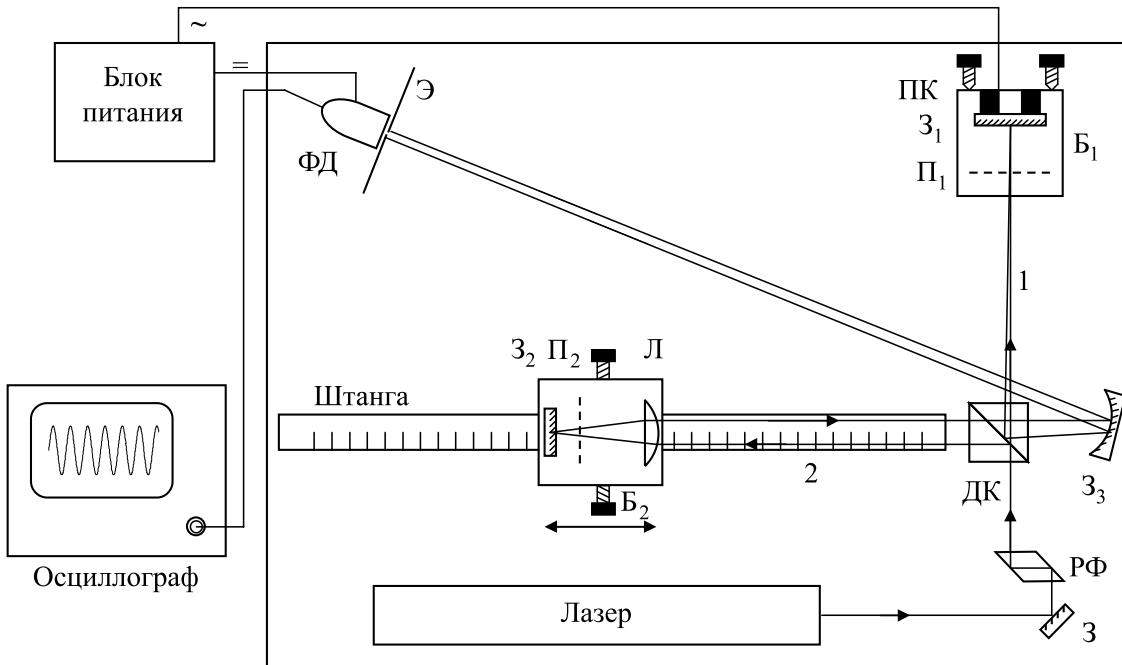


Рис. 2: Схема установки. Z , Z_1 , Z_2 , Z_3 — зеркала. Π_1 и Π_2 — поляроиды. B_1 и B_2 — блоки 1 и 2. ДК — делительный кубик, РФ — ромб Френеля. ФД — фотодиод, Э — экран, ПК — пьезокерамика, Л — линза.

Пучок 1 проходит поляроид Π_1 , отражается под небольшим углом от зеркала Z_1 , снова проходит поляроид Π_1 и, частично отражаясь от диагональной плоскости делительного кубика, выходит из интерферометра, попадает на зеркало Z_3 и далее на фотодиод ФД. Зеркало Z_1 наклеено на пьезокерамику ПК, которая может осуществлять малые колебания зеркала вдоль направления распространения падающего пучка. Поляроид и зеркало с пьезокерамикой собраны в единый блок B_1 , который крепится к вертикально стоящей плате. В блоке B_1 имеются юстировочные винты, которые позволяют регулировать угол наклона зеркала Z_1 . В установке предусмотрена возможность вращения поляроида Π_1 . Угол поворота отсчитывается по шкале, нанесённой на оправу поляроида.

Пучок 2 проходит линзу Л, поляроид Π_2 , отражается от зеркала Z_2 , снова проходит поляроид Π_2 , линзу Л и делительный кубик, выходит из интерферометра, попадает на зеркало Z_3 и далее на фотодиод ФД. Таким образом, от зеркала Z_3 под небольшим углом друг к другу идут на фотодиод два пучка, прошедшие разные плечи интерферометра. Между ними происходит интерференция и образуются интерференционные полосы. Линза Л, поляроид Π_2 и зеркало Z_2 собраны в единый блок B_2 . Зеркало Z_2 установлено в фокальной плоскости линзы Л. Это сделано для того, чтобы падающий и выходящий из блока B_2 пучки всегда были параллельны друг другу. Блок B_2 может перемещаться вдоль пучка 2 по штанге, жёстко связанной с плитой интерферометра. Длина штанги 90 см. В установке предусмотрена возможность небольшого поперечного перемещения блока B_2 , что позволяет регулировать расстояние между падающим и выходящим из блока пучка-

ми. При измерениях блок B_2 крепится к штанге при помощи двух винтов. Вдоль штанги нанесены деления через один сантиметр. При перемещении блока B_2 вдоль штанги на величину x_1 геометрическая разность хода между пучками 1 и 2 изменяется на величину $l = 2x_1$.

Сферическое зеркало Z_3 с небольшим фокусным расстоянием увеличивает картину интерференционных полос и позволяет наблюдать её на экране \mathcal{E} , расположенному в плоскости входного окна фотодиода.

Свет попадает на фотодиод $\Phi\Delta$ через узкую щель в центре экрана. Щель ориентируется параллельно интерференционным полосам. Ширина щели меньше расстояния между полосами. Сигнал фотодиода усиливается и подаётся на вход осциллографа. Для питания усилителя сигнала фотодиода и управления пьезокерамикой используется блок питания БП.

На пьезокерамику подаётся напряжение с частотой 50 Гц. При этом её длина изменяется с частотой 100 Гц. Величина удлинения зависит от приложенного напряжения и регулируется ручкой «Качание» на блоке питания. Обычно удлинение составляет несколько длин волн света. На эту величину перемещается вдоль пучка 1 зеркало Z_1 . Интерференционная картина смещается на ширину полосы (одно колебание на экране осциллографа), если зеркало Z_1 смещается на $\lambda_0/2 \sim 0,3$ мкм. При измерениях через входную щель фотодиода последовательно проходит несколько полос интерференционной картины, а на экране осциллографа наблюдаются колебания с изменяющимся периодом.

Измерение видности. Типичная осциллограмма сигнала фотодиода приведена на рис. 3. По осциллограмме можно найти следующие величины: фоновую за светку (линия 0 — перекрыты оба пучка 1 и 2); интенсивность света каждого из пучков (линии 1 или 2 — перекрыт пучок 2 или 1); максимума и минимума интенсивности интерференционной картины (открыты оба пучка). При этом параметр δ , необходимый для расчёта v_1 в формуле (5), определяется отношением

$$\delta = \frac{h_1}{h_2}. \quad (14)$$

Видность интерференционной картины рассчитывается по формуле

$$v = \frac{h_3 - h_4}{h_3 + h_4}. \quad (15)$$

Измерив величины h_1 , h_2 , h_3 и h_4 , можно рассчитать v и v_1 , а затем определить видность при данной разности хода l для угла между плоскостями поляризации пучков $\beta = 0$ ($v_3 = 1$):

$$v_2(l) = \frac{v}{v_1} \quad (16)$$

или при $l = 0$, ($v_2 = 1$) для известного угла β :

$$v_3 = \frac{v}{v_1}. \quad (17)$$

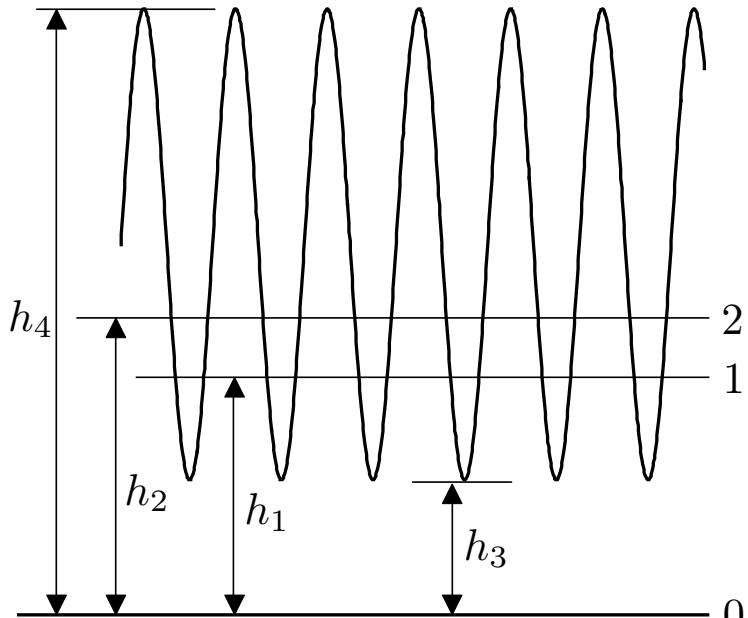


Рис. 3: Осциллограмма сигналов с фотодиода.

3. Результаты измерений и обработка данных

3.1. Исследование зависимости видимости от угла поляризации

При внесении поляроида в пучок, который показывал нудевую интенсивность, она перестаёт быть нулевой и изменяется в зависимости от поворота поляроида.

Определим, поворачивая поляроид, угол, соответствующий минимальной разности между величинами h_3 и h_4 . Он составил $165 \pm 1^\circ$.

Исследуем зависимость видности интерференционной картины от угла β поворота поляроида Π_1 при нулевой разности хода ($v_2 = 0$). Для этого измерим h_1, h_2, h_3, h_4 в зависимости от угла поворота поляроида в (от 165° до 5°). Погрешность измерения угла составляет $\sigma_\beta = 1^\circ$, а на осциллографе — 0,2 деления. Полученные данные занесём в таблицу 1.

Воспользуемся формулами (5), (14), (15) и (17) для расчёта значения v_3 , результаты занесём в таблицу 1.

Таблица 1.
Результаты измерений v_3 при разных β

$\beta, {}^\circ$	h_1 , дел	h_2 , дел	h_3 , дел	h_4 , дел	δ	v_1	v	v_3
165.0	1.0	1.0	0.8	1.0	1.0	1.0	0.1	0.1
155.0	1.0	1.0	0.6	1.2	1.0	1.0	0.3	0.3
145.0	1.0	1.0	0.4	1.6	1.0	1.0	0.6	0.6
135.0	1.0	1.0	0.2	1.8	1.0	1.0	0.8	0.8
125.0	1.0	1.0	0.0	2.0	1.0	1.0	1.0	1.0
115.0	3.0	3.0	1.8	4.2	1.0	1.0	0.4	0.4
105.0	3.0	3.0	1.8	4.2	1.0	1.0	0.4	0.4
95.0	3.0	3.0	2.0	4.2	1.0	1.0	0.4	0.4
85.0	3.0	3.0	2.0	4.2	1.0	1.0	0.4	0.4
65.0	3.0	3.0	2.4	3.6	1.0	1.0	0.2	0.2
45.0	3.0	3.0	2.6	3.4	1.0	1.0	0.1	0.1
25.0	3.0	3.0	2.8	3.2	1.0	1.0	0.1	0.1
5.0	3.0	3.0	2.8	3.0	1.0	1.0	0.0	0.0

Построим графики зависимости v_3 от β с разными аппроксимациями.

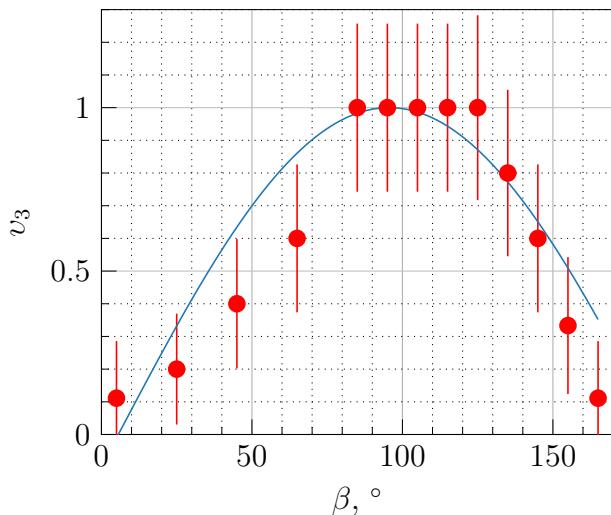


Рис. 4: $v_3 = \cos \beta$

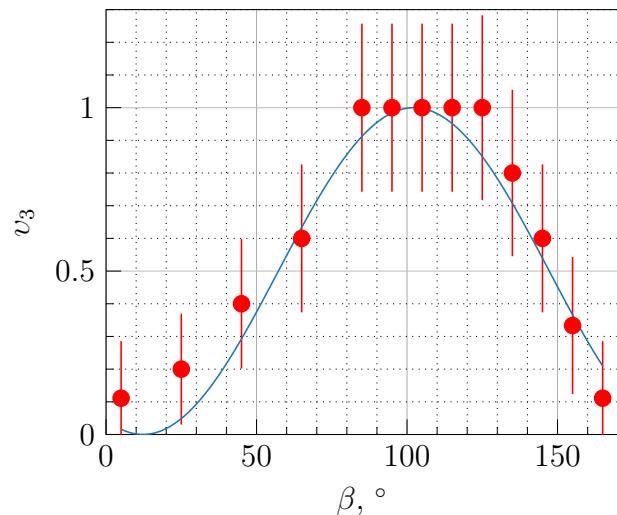


Рис. 5: $v_3 = \cos \beta$

В ходе анализа экспериментальных данных была выявлена возможная ошибка при проведении эксперимента. Начиная с шестого измерения был изменён нулевой уровень, что сильно повлияло на графики, поэтому было принято решение при построении графиков вычесть разность нулевых уровней из подозрительных измерений. На рисунках 4 и 5 представлены графики с учётом исправлений.

Как видно из графиков, зависимость лучше аппроксимируется квадратом косинуса.

3.2. Исследование зависимости видимости от разности хода лучей

Исследуем зависимость видности интерференционной картины от разности хода лучей при фиксированном угле поляризации, соответствующего максимальной видимости ($\beta \approx 95^\circ$). Для этого будем передвигать блок B_2 вдоль штанги и записывать значения величин h_1, h_2, h_3, h_4 . Учтём, что разность хода $l = 2(x - x_0)$, где x — значение координаты блока на штанге, а x_0 — начальное положение, соответствующее нулевой разности хода. В районе максимумов будем проводить измерения через 1-2 см, а в минимумах — через 5 см. Полученные данные занесём в таблицу 2. Используя формулы (5), (14) и (16) рассчитаем коэффициент v_2 . Результаты расчётов занесём в таблицу 2.

Таблица 2.
Результаты измерений v_2 в зависимости от x

h_1 , дел	h_2 , дел	h_3 , дел	h_4 , дел	x , см	l , см	v	δ	v_1	v_2
3.0	3.0	2.4	3.8	14.0	-4.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	1.2	4.8	16.0	0.0	0.6	1.0	1.0	0.6
3.0	3.0	2.6	3.4	17.0	2.0	0.1	1.0	1.0	0.1
3.0	3.0	2.2	3.4	18.0	4.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	2.4	3.6	19.0	6.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	2.6	3.6	20.0	8.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	2.4	3.8	21.0	10.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	2.4	3.8	22.0	12.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	2.6	3.6	24.0	16.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	2.8	3.4	30.0	28.0	0.1	1.0	1.0	0.1
3.0	3.0	3.0	3.2	35.0	38.0	0.0	1.0	1.0	0.0
3.0	3.0	2.8	3.2	40.0	48.0	0.1	1.0	1.0	0.1
3.0	3.0	3.0	3.2	45.0	58.0	0.0	1.0	1.0	0.0
3.0	3.0	3.0	3.2	50.0	68.0	0.0	1.0	1.0	0.0
3.0	3.0	2.8	3.2	55.0	78.0	0.1	1.0	1.0	0.1
3.0	3.0	3.0	3.2	60.0	88.0	0.0	1.0	1.0	0.0
3.0	3.0	2.8	3.2	65.0	98.0	0.1	1.0	1.0	0.1
3.0	3.0	2.8	3.4	70.0	108.0	0.1	1.0	1.0	0.1
3.0	3.0	2.4	3.8	72.0	112.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	2.2	4.0	74.0	116.0	0.3	1.0	1.0	0.3
3.0	3.0	2.2	4.0	75.0	118.0	0.3	1.0	1.0	0.3
3.0	3.0	1.4	4.6	76.0	120.0	0.5	1.0	1.0	0.5
3.0	3.0	1.4	4.8	77.0	122.0	0.5	1.0	1.0	0.5
3.0	3.0	2.6	3.6	78.0	124.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	2.6	3.6	79.0	126.0	0.2	1.0	1.0	0.2
3.0	3.0	2.8	3.4	80.0	128.0	0.1	1.0	1.0	0.1
3.0	3.0	2.8	3.4	81.0	130.0	0.1	1.0	1.0	0.1

Построим график зависимости v_2 от l и аппроксимируем его многочленом шестой степени (рис. 6). В областях максимумов из-за большой погрешности данные сильно смешиваются, попробуем их отчистить выкидывая близкие точки с одинаковыми значениями (рис. 7).

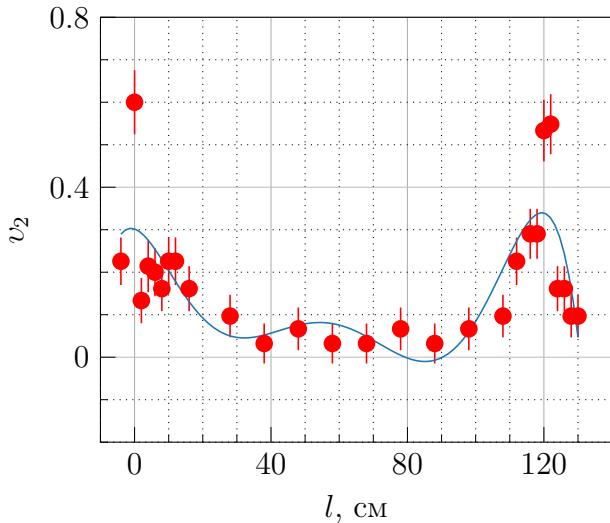


Рис. 6: $v_3 = \cos \beta$

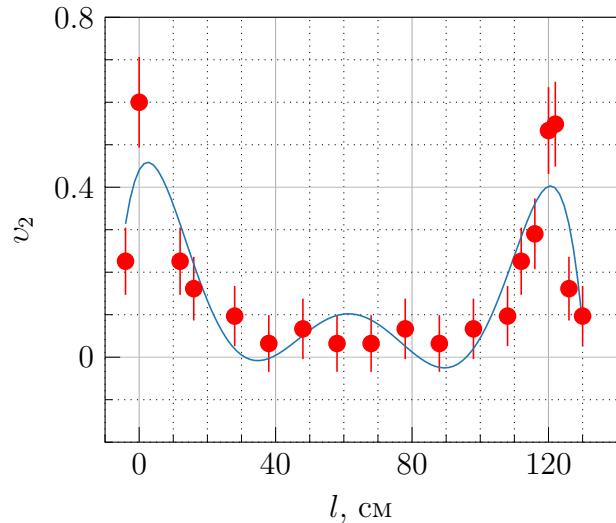


Рис. 7: $v_3 = \cos \beta$

Используя график с более чистыми данными определим, используя формулу (1), расстояние L между зеркалами оптического резонатора и межмодовое расстояние ν_m . Погрешность определения максимумов оценим как среднеквадратичное погрешностей коэффициентов аппроксимации (около 10%). Учтём погрешность измерений. В итоге получаем $L = 57 \pm 7$ см. Откуда $\nu_m = 260 \pm 30$ МГц.

Определим задержку $l_{1/2}$ на половине высоты главного максимума и рассчитаем по формуле (12) диапазон частот ΔF , в котором происходит генерация продольных мод. Погрешность задержки оценим в 10%. В итоге $l_{1/2} = 16 \pm 2$ см, $\Delta F = 1.1 \pm 0.1$ ГГц.

Оценим число генерируемых лазером мод по формуле (13). Получим, что $n = 10$.

4. Обсуждение результатов

В данной работе мы изучали зависимость видности интерференционной картины от параметров лучей, образующих её.

Первый опыт выявлял зависимость от угла поляризации между двумя лучами. Мы аппроксимировали опытные данные косинусом и квадратом косинуса. Более подходящей аппроксимацией оказалась аппроксимация квадратом косинуса, значит, источник генерирует излучение с линейной поляризацией, но направление поляризации хаотически меняется от 0 до π . Однако при проведении опыта была допущена ошибка (менялся нулевой уровень), что могло повлиять на неверную интерпритацию результатов.

Целью второго опыта было выявление зависимости видности интерференционной картины от разности хода лучей. Из-за довольно грубых измерений данные этого эксперимента пришлось дополнительном обработать, отсеяв лишнее. Значение расстояния между зеркалами оптического резонатора совпало с данным на установке, также в значение межмодового расстояния лежит в диапазоне, указанном в теории. Однако полная ширина спектра оказалась меньше, чем былоказано в описании, а число мод наоборот — больше.

Погрешности основных результатов составляют около 10%. Во время измерения наибольшую погрешность давал осцилограф.

5. Вывод

В целом, результаты работы неплохо согласуются с описанными в теории. Однако есть несколько подозрительных моментов. Во-первых, во время измерений не менялись значения величин h_1 и h_2 . Во-вторых, была допущена ошибка при изучении влияния поляризации.

Возможно, при более аккуратном проведении работы, данные проблемы будут решены.