



Московский физико-технический институт
(государственный университет)

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Лабораторная работа № 403

МОСКВА 2005

Цель работы: исследовать зависимость видности интерференционной картины от разности хода интерферирующих лучей и от их поляризации.

В работе используются: He-Ne лазер, интерферометр Майкельсона с подвижным зеркалом, фотодиод с усилителем, осциллограф С1-76, поляроид, линейка.

Спектр источника света. Атом может находиться в одном из дискретных состояний, характеризующихся определённой энергией. Все состояния атома, кроме основного, т. е. имеющего наименьшую энергию, являются неустойчивыми. Атом, находящийся в неустойчивом (возбуждённом) состоянии, через некоторое время спонтанно (самопроизвольно) переходит в состояние с меньшей энергией, испуская излучение.

Рассмотрим разреженный газ, состоящий из атомов, часть которых находится в возбуждённом состоянии. Пренебрегая скоростями атомов и взаимодействием между ними, можно считать, что возбуждённые атомы излучают независимо друг от друга. Если измерить спектр электромагнитного излучения такого газа, то оказывается, что частота излучения занимает некоторый интервал вблизи частоты f_0 , пропорциональной разности энергий атома до и после излучения. Мощность электромагнитного излучения в интервале частот от f до $f + df$, отнесённую к интервалу df , называют *спектральной плотностью излучения* $I_e(f - f_0)$. График этой функции называют *контуром линии излучения*. Контур линии имеет максимум при $f = f_0$ и быстро спадает при удалении f от f_0 . Ширину спектральной линии вдоль оси частот называют *естественной* или *радиационной шириной* Δf_e .

В 1919 году немецкий физик В. Вин измерил естественную ширину линии излучения атома. Ясно, что эта ширина зависит от типа атома и меняется при переходе от одной спектральной линии к другой. Для оптического диапазона ($f_0 \simeq 10^{15}$ Гц, $\lambda \simeq 5000$ Å) естественная ширина линии по порядку величины $\Delta f_e \simeq 10^8$ Гц ($\Delta \lambda \simeq 10^{-3}$ Å). Если считать, что атом излучает электромагнитную волну частоты f_0 , интенсивность которой экспоненциально падает со временем, то можно оценить время Δt_e , в течение которого интенсивность излучения падает примерно в e раз. Используя соотношение неопределённости

$$\Delta f_e \cdot \Delta t_e \simeq 1,$$

получаем $\Delta t_e \simeq 10^{-8}$ с. Такую затухающую со временем волну называют пугом. Можно оценить длину цуга $l_{\text{ц}} \simeq c \Delta t_e \simeq 3$ м, где c — скорость света.

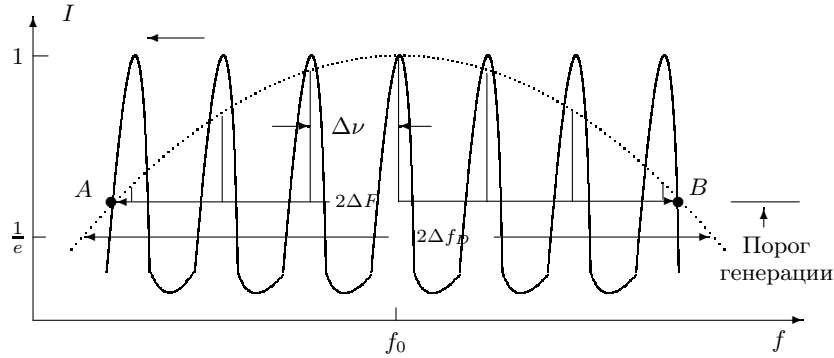


Рис. 1. Доплеровский контур линии излучения. Частотная характеристика резонатора и лазерные моды

Учтём движение атомов в газе. Если источником света является газоразрядная лампа, то ширина линии увеличивается из-за хаотического движения излучающих атомов. Если неподвижный атом излучает электромагнитную волну с частотой f_0 , то атом, движущийся к наблюдателю со скоростью v , излучает волну с частотой $f = f_0 + \Delta f$. Величина смещения частоты $\Delta f = f_0 v/c$. Интенсивность линии излучения вблизи частоты $f_0 + \Delta f$ пропорциональна доле атомов dn/n , проекции скоростей которых на выбранную ось лежат в диапазоне от v до $v + dv$. Эта доля определяется распределением Максвелла:

$$\frac{dn}{n} \sim e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv,$$

где m — масса атома, k — постоянная Больцмана, T — температура газа. Для спектральной плотности излучения получаем зависимость от частоты:

$$I_D(f - f_0) \sim e^{-\left(\frac{\Delta f}{\Delta f_D}\right)^2} = e^{-\left(\frac{f - f_0}{\Delta f_D}\right)^2}, \quad (1)$$

$$\text{где } \Delta f_D = f_0 \sqrt{\frac{2kT}{mc^2}}.$$

Функция $I_D(f - f_0)$ описывает так называемый *доплеровский контур линии*. Этот контур имеет форму кривой Гаусса с шириной $2\Delta f_D$ (рис. 1, пунктирная кривая). Для многих газоразрядных источников света доплеровское уширение $2\Delta f_D \simeq 10^9 \div 10^{10}$ Гц ($2\Delta\lambda_D \simeq 10^{-2} \div 10^{-1}$ Å), что заметно превосходит естественную ширину линии $\Delta f_e \approx 10^8$ Гц. Соответственно длина цуга уменьшается до $l_D \approx c/(2\Delta f_D) \approx 1 \div 10$ см.

Две световых волны при сложении интерферируют, если они когерентны, т. е. если сохраняется разность фаз колебаний электромагнит-

ного поля этих волн. Соотношение между фазами приближённо сохраняется, если разность хода между интерферирующими волнами не превосходит длины цуга, которую называют также *длиной когерентности*.

Взаимодействие между атомами в газе также изменяет контур линии излучения. Например, неупругие соударения между атомами приводят к уменьшению длительности светового цуга и, следовательно, к уширению спектральной линии.

Излучение гелий-неонового лазера. В нашей работе исследуется излучение газового лазера, который обладает рядом уникальных свойств.

Схема лазера приведена на рис. 2. Газоразрядная трубка Т наполнена смесью гелия и неона. Торцы трубки закрыты плоскопараллельными стеклянными или кварцевыми пластинками П и П', установленными под углом Брюстера к оси трубки. Излучение, распространяющееся вдоль оси трубки и поляризованное в плоскости падения света, не испытывает потерь на отражение. Вследствие этого лазер генерирует линейно поляризованное излучение. На рис. 2 стрелками отмечено направление колебаний электрического вектора электромагнитной волны.

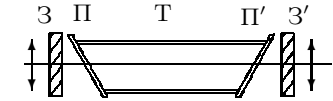


Рис. 2. Принципиальная схема лазера

При возбуждении в трубке электрического разряда находящаяся в ней газовая смесь начинает излучать розовато-красное свечение. Нас будет интересовать спектральная линия излучения неона вблизи длины волны $\lambda_0 = 632,8$ нм. Для используемой смеси гелия и неона при температуре $T \approx 400$ К ширина доплеровского контура этой линии составляет $2\Delta f_D \approx 1,5 \cdot 10^9$ Гц ($2\Delta\lambda_D \simeq 10^{-2}$ Å). Если исследовать когерентность излучения самой газоразрядной трубки, то следует ожидать длину когерентности $l_D \approx c/(2\Delta f_D) \approx 20$ см.

В лазере газоразрядная трубка помещена внутрь оптического резонатора (зеркала З и З' на рис. 2), представляющего собой интерферометр Фабри–Перо. Для излучения, распространяющегося вдоль оси интерферометра, наступает резонанс, если на длине интерферометра L укладывается целое число m полуволн световых колебаний $L = m\lambda_m/2$, что соответствует частотам

$$f_m = \frac{c}{\lambda_m} = \frac{mc}{2L}. \quad (2)$$

На рис. 1 приведена частотная характеристика интерферометра Фабри–Перо (сплошная кривая).

Ширина максимумов частотной характеристики интерферометра зависит от расстояния между его зеркалами и от коэффициента отражения зеркал. Например, для лазера длиной $L = 75$ см с коэффициентом отражения зеркал по интенсивности 98% ширина максимумов $\delta\nu \approx 1,5 \cdot 10^6$ Гц ($\delta\lambda \simeq 10^{-5}$ Å), что существенно меньше естественной ширины линии.

Активная среда (смесь гелия и неона), помещённая в оптический резонатор, способна усиливать световые волны. Усиление происходит вследствие явления индуцированного (стимулированного) излучения возбуждённых атомов Ne под действием световой волны. Волны с резонансными частотами (2), отражаясь от зеркал 3 и 3' и распространяясь в активной среде, стимулируют когерентное излучение возбуждёнными атомами электромагнитных волн с той же частотой и фазой. При этом волны, существующие в резонаторе, складываются с волнами, которые излучают атомы, что приводит к когерентному усилению излучения внутри резонатора.

Оптический резонатор, как и любой другой, имеет потери. В нашем случае они обусловлены главным образом уходом излучения через зеркало. Условием возбуждения генерации света является превышение усиления над потерями. Это условие выполняется для электромагнитных волн с большой амплитудой, частоты которых расположены вблизи максимума доплеровского контура линии. Генерация света возможна, если интенсивность излучения среды превосходит некоторый порог генерации (рис. 1). Порог генерации определяет диапазон частот $2\Delta F$, в пределах которого возможна генерация излучения. Величина порога зависит от потерь излучения в резонаторе и параметров активной среды: состава газовой смеси, тока разряда и т. д.

Рассмотрим спектральный состав излучения лазера. Условие возбуждения генерации может быть одновременно выполнено для нескольких колебаний с резонансными частотами f_m , которые расположены в пределах диапазона генерации $2\Delta F$ внутри доплеровского контура линии. В этом случае лазер будет генерировать сразу несколько световых волн с различными частотами. Каждую такую волну называют *модой* (точнее, *продольной модой*). Из (2) следует, что межмодовое расстояние (в единицах частоты) равно

$$\Delta\nu = f_{m+1} - f_m = \frac{c}{2L}. \quad (3)$$

Число одновременно генерируемых лазером продольных мод N мож-

но оценить как

$$N \approx 1 + \frac{2\Delta F}{\Delta\nu}. \quad (4)$$

Например, для лазера длиной $L = 75$ см межмодовое расстояние составляет $\Delta\nu = 200$ МГц ($\Delta\lambda \simeq 2 \cdot 10^{-1}$ Å). Если в качестве величины $2\Delta F$ взять ширину доплеровского контура линии $2\Delta f_D \approx 1500$ МГц, то число генерируемых мод $N \approx 8$.

Конечно, каждая отдельная мода имеет свою спектральную ширину. При когерентном усилении излучение отдельных атомов оказывается согласованным по фазе (индуцированное излучение), в результате чего возникают длинные волновые цуги. Поэтому спектральная ширина отдельной моды может быть очень малой величиной и достигать нескольких герц в лазерах со специальной стабилизацией режима работы. В обычных лазерах ширина моды $\delta\nu \approx 0,1$ МГц, что существенно меньше межмодового расстояния $\Delta\nu \approx 200$ МГц и тем более — частоты световых колебаний $f_0 \approx 10^{15}$ Гц. На рис. 1 моды обозначены вертикальными прямыми, проходящими через максимумы частотной характеристики интерферометра Фабри–Перо. Таким образом, лазер излучает набор практически монохроматических и плоскополяризованных электромагнитных волн. Это свойство лазеров привело к их широкому применению в науке и технике.

Рассмотрим одну из причин нестабильности работы лазера, которая может повлиять на результаты опытов. Эта причина связана с тепловым расширением резонатора. При увеличении базы резонатора L уменьшается межмодовое расстояние $\Delta\nu$, и максимумы частотной характеристики интерферометра Фабри–Перо перемещаются в направлении уменьшения частоты. На рис. 1 это направление обозначено стрелкой. При этом интенсивность генерируемых мод, частота которых меньше f_0 , уменьшается, а интенсивность мод, частота которых больше f_0 , увеличивается.

Когда мода с минимальной частотой излучения достигает порога генерации — точки А, она исчезает, и наоборот, над порогом генерации левее точки В возникает новая мода с максимальной частотой. Модовая структура совпадает с первоначальной, когда база интерферометра L увеличится на $\lambda_0/2 \approx 0,3$ мкм. Можно оценить изменение температуры для такого удлинения. Зеркала интерферометра крепятся на стальных стержнях, температурный коэффициент линейного расширения которых $\approx 10^{-5}$ К⁻¹. Для $L = 75$ см удлинение 0,3 мкм возникает при увеличении температуры на 0,04 К. 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 φ две плоских волны с длиной волны λ_0 , то наблюдается интерференционная картина в виде последовательности тёмных и светлых полос с расстоянием между полосами

$$\Delta x \approx \frac{\lambda_0}{\varphi}.$$

Для описания чёткости интерференционной картины в некоторой точке Майкельсон ввёл параметр видности γ :

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (5)$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальная и минимальная интенсивности света интерференционной картины вблизи выбранной точки. Параметр γ 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 $\gamma > 0,1$.

Видность зависит от спектрального состава света, отношения амплитуд интерферирующих волн, разности хода между ними, поляризации. 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 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 f_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 $k_m l$, где $k_m = 2\pi/\lambda_m = 2\pi f_m/c$ — волновое число, l — разность хода, то интенсивность света в этой точке

$$I_m = A_m^2 + B_m^2 + 2A_mB_m \cos(k_m l). \quad (6)$$

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

$$\gamma_1 = \frac{2\sqrt{\delta}}{1 + \delta}, \quad (7)$$

где параметр

$$\delta = \frac{B_m^2}{A_m^2} \quad (8)$$

выражает отношение интенсивностей интерферирующих волн. Видность $\gamma_1 = 1$ только тогда, когда интерферирующие волны имеют равную интенсивность.

Для нескольких мод лазерного излучения интенсивность света в интерференционной картине без учёта межмодовых биений равна сумме интенсивностей отдельных мод (6):

$$I = \sum_m I_m = \sum_m A_m^2 \left[1 + \delta + 2\sqrt{\delta} \cos\left(\frac{2\pi f_m l}{c}\right) \right]. \quad (9)$$

Параметр δ определяется устройством разделения световых волн (в интерферометре Майкельсона это делительная пластинка), и он не зависит от номера моды, что мы учли в выражении (9).

Спектр излучения лазера не является непрерывным, а представляет собой несколько практически монохроматических линий (мод). Поэтому интенсивность и видность интерференционной картины являются периодической функцией разности хода l . Картина оказывается наиболее чёткой при тех значениях l , при которых наблюдается интерференционный максимум для всех мод, независимо от номера. При этом

$$\frac{2\pi f_m l}{c} = \frac{2\pi}{c} \frac{c}{2L} ml = 2\pi n,$$

где n — целое число. Отсюда следует, что видность максимальна, когда разность хода кратна удвоенной длине лазера: $l = 0, \pm 2L, \pm 4L, \dots$ Для промежуточных значений l происходит наложение максимумов интерференционной картины для одних мод на минимумы для других, интерференционная картина размывается, видность падает.

Выясним влияние спектрального состава света на видность интерференционной картины. Для упрощения выкладок мы предположим, что частота наиболее интенсивной моды совпадает с центром доплеровского контура f_0 , а симметричные относительно f_0 моды имеют одинаковую амплитуду. В этом случае можно записать

$$f_m = f_0 + n\Delta\nu; \quad A_n^2 = A_{-n}^2; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

и преобразовать выражение (9) для интенсивности интерференционной картины

$$I = \sum_n A_n^2 \left[1 + \delta + 2\sqrt{\delta} \cos\left(\frac{2\pi f_0 l}{c}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi \Delta\nu n l}{c}\right) \right].$$

Так как $f_0 \gg \Delta\nu$, то при небольшом изменении разности хода возникает максимум интерференционной картины, когда $\cos(2\pi f_0 l/c) = 1$, и минимум при $\cos(2\pi f_0 l/c) = -1$. Поэтому видность интерференционной картины

$$\gamma = \gamma_1 \gamma_2(l), \quad (10)$$

где

$$\gamma_2(l) = \frac{\sum_n A_n^2 \cos \frac{2\pi \Delta\nu n l}{c}}{\sum_n A_n^2}. \quad (11)$$

Функция $\gamma_2(l)$ описывает зависимость видности от геометрической разности хода l интерферирующих волн, спектрального состава излучения $\Delta\nu$ и интенсивности мод A_n^2 .

Оценим форму кривой $\gamma_2(l)$ вблизи её максимума. Оценку проведём для случая генерации большого числа мод или для естественного света. Пусть контур линии излучения имеет гауссову форму, аналогично доплеровскому контуру (1), с шириной $2\Delta F$. Напомним, что в пределах $2\Delta F$ лежат частоты генерируемых лазером мод. Устремим межмодовое расстояние $\Delta\nu$ к нулю и перейдём в формуле (11) от суммирования к интегрированию, сделав замену

$$\Delta\nu n = \nu; \quad A_n^2 = e^{-(\nu/\Delta F)^2} d\nu.$$

При этом получаем оценку

$$\gamma_2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-(\nu/\Delta F)^2} \cdot \cos \frac{2\pi \nu l}{c} d\nu}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-(\nu/\Delta F)^2} d\nu} = e^{-(\pi \Delta F l / c)^2}. \quad (12)$$

Таким образом, для гауссовой формы линии излучения с полушириной ΔF мы получили гауссову зависимость видности от геометрической

разности хода с полушириной $l_{1/2}$ на уровне $\gamma_2 = 1/2$:

$$l_{1/2} = \frac{c}{\pi \Delta F} \sqrt{\ln 2} \approx \frac{0,26c}{\Delta F}. \quad (13)$$

Имеет место соотношение неопределённости: чем шире контур линии излучения, тем уже максимум кривой видности $\gamma_2(l)$ ($l_{1/2}$ на рис. 3). По зависимости видности интерференционной картины от разности хода можно определить частотную ширину линии излучения. Подобная задача была впервые экспериментально решена Майкельсоном в конце XIX века для естественного источника света.

На рис. 3 приведен качественный вид графика $\gamma_2(l)$. По измеренному периоду кривой $\gamma_2(l)$ можно оценить расстояние L между зеркалами оптического резонатора и межмодовое расстояние $\Delta\nu$. Измерив ширину $2l_{1/2}$ максимума кривой $\gamma_2(l)$, можно оценить диапазон частот $2\Delta F$, в пределах которого происходит генерация продольных лазерных мод, и их число.

При анализе видности мы предполагали, что световые волны поляризованы одинаково. Если же поляризация в волнах различна, то интерферируют компоненты только с одинаковой поляризацией. В частности, если обе волны линейно поляризованы, а угол между плоскостями их поляризации равен α , то в последнем интерференционном члене формулы (6) появится сомножитель $\cos \alpha$. При равных амплитудах интерферирующих волн этот сомножитель имеет смысл видности, обусловленной разной поляризацией волн

$$\gamma_3 = |\cos \alpha|. \quad (14)$$

Если световые волны поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях ($\alpha = \pi/2$), то видность γ_3 обращается в нуль.

Полная зависимость видности от угла между плоскостями поляризации интерферирующих волн, отношения их интенсивностей и разности хода определяется выражением

$$\gamma = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3. \quad (15)$$

Экспериментальная установка. Для получения интерференционной картины используется интерферометр Майкельсона, смонтированный

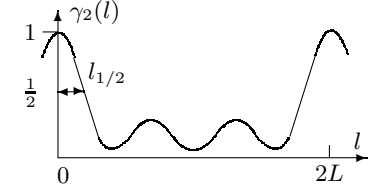


Рис. 3. Зависимость коэффициента видности от разности хода интерферирующих лучей

на вертикально стоящей металлической плите. Схема установки приведена на рис. 4. Источником света служит гелий-неоновый лазер ЛГ-52 (средняя длина волны $\lambda_0 = 632,8$ нм). Луч лазера отражается от зеркала З и проходит призму полного внутреннего отражения ПФ (параллелепипед Френеля), на выходе из которой он имеет поляризацию, близкую к круговой. Далее луч света делится диагональной плоскостью делительной призмы ПД на два луча.

Луч 1 проходит поляроид P_1 , отражается под небольшим углом от зеркала Z_1 , снова проходит поляроид P_1 и, частично отражаясь от диагональной плоскости делительной призмы, выходит из интерферометра. Зеркало Z_1 наклеено на пьезокерамику ПК, которая может осуществлять малые колебания зеркала вдоль падающего луча. Поляроид и зеркало с пьезокерамикой собраны в единый блок B_1 , который крепится к вертикально стоящей винты В, которые позволяют установке предусмотрена по луча 1. Угол поворота от поляроида.

Луч 2 проходит линзу Л, полярироид P_2 , отражается от зеркала Z_2 , снова проходит полярироид P_2 , линзу Л и частично выводится делительной призмой из интерферометра. Зеркало Z_2 установлено в фокальной плоскости линзы Л. Это сделано для того, чтобы падающий и выходящий из системы лучи всегда были параллельны друг другу. Линза Л, полярироид P_2 и зеркало Z_2 собраны в единый блок B_2 . Этот блок может перемещаться вдоль луча 2 по штанге Ш, жёстко связанной с плитой интерферометра. Длина штанги 90 см. В установке предусмотрена возможность небольшого перемещения блока B_2 перпендикулярно лучу, что позволяет регулировать расстояние между падающим и выходящим из блока лучами. При измерениях блок B_2 крепится к штанге при помо-

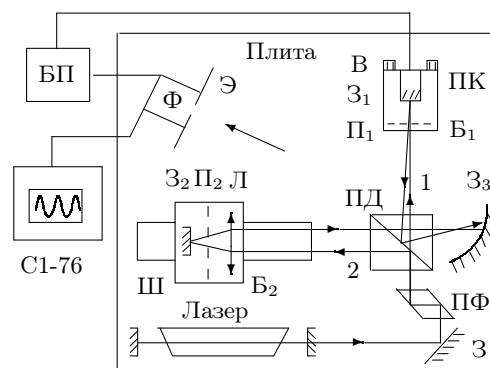


Рис. 4. Схема установки

щи двух винтов. Вдоль штанги нанесены деления через один сантиметр. При перемещении блока B_2 вдоль штанги на величину l_1 геометрическая разность хода между лучами 1 и 2 изменяется на величину $l = 2l_1$.

Лучи 1 и 2 накладываются друг на друга и интерферируют вблизи задней грани делительной призмы ПД. Сферическое зеркало Z_3 с небольшим фокусным расстоянием увеличивает картину интерференционных полос и проецирует её на экран Э.

Интенсивность света регистрируется фотодиодом Ф, свет на который попадает 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 С1-76. Для питания микросхем 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 луча 1 зеркало Z_1 . Интерференционная картина сместится на ширину полосы (одно колебание на экране осциллографа), если зеркало сместится на $\lambda_0/2 \simeq 0,3$ мкм. При измерениях мимо входной щели фотодиода проходит несколько полос интерференционной картины, а на экране осциллографа наблюдаются колебания с изменяющимся периодом.

Настройка интерферометра. Для получения на входе фотодиода чёткой интерференционной картины необходимо, чтобы свет на выходе из призмы Френеля имел круговую поляризацию. Настройка осуществляется вращением призмы вокруг вертикальной оси. Для исследования поляризации используется отдельный поляроид.

Луч 1, падающий на блок Б₁, должен идти строго вертикально и проходить сквозь делительную призму ПД (кубик). Расстояние от вертикальной плиты до луча проверяют специальным шаблоном и при необходимости изменяют перемещением поворотного зеркала З (выполняется лаборантом).

Луч 2, идущий к блоку B_2 , должен идти параллельно вертикальной плите и попадать на центр линзы Л. Перекрывают луч 1 листом бумаги. Расположив блок B_2 почти вплотную к делительной призме, поворотным зеркалом подводят световое пятно к центру линзы (выполняется лаборантом). Переместив подвижный блок на дальний край штанги, совмещают пятно с центром линзы вращением кубика вокруг вертикальной оси и горизонтальной оси, перпендикулярной плите.

Перемещая блок B_2 , следует убедиться, что выходящий из него луч

проходит делительную призму, а размер сечения пятна не увеличивается. Наблюдать луч удобно на листе бумаги, размещённом между делительной призмой и зеркалом Z_3 . Допустимое смещение луча для дальнего и ближнего положений блока на штанге $\approx 2 \div 3$ мм.

Установив блок B_2 в положение, соответствующее нулевой разности хода и поворачивая его вокруг штанги, разводят световые пятна падающего и отраженного лучей на линзе L на расстояние < 2 мм. От этого расстояния зависит ширина интерференционных полос.

Сферическим зеркалом Z_3 направляют луч от блока B_2 на центр экрана, расположенного на входе фотодиода. Экран должен быть перпендикулярен падающему лучу. Открыв луч 1 и используя юстировочные винты на блоке B_1 , подводят к центру экрана луч 1. Совместив оба пятна, вращением поляроида Π_1 добиваются наибольшей чёткости интерференционной картины. Сняв экран, устанавливают входную щель фотоприёмника параллельно интерференционным полосам и возвращают экран на место.

Измерение коэффициента видности. Осциллограммы сигналов фотодиода приведены на рис. 5. Осциллограф используется для регистрации следующих сигналов: фоновой засветки (линия 0 — перекрыты оба луча 1 и 2); интенсивности света одного из пучков (линии 1 или 2 — перекрыт луч 2 или 1); максимума и минимума интенсивности интерференционной картины (открыты оба луча). При этом параметр δ , необходимый для расчёта γ_1 в формуле (7), определяется отношением

$$\delta = \frac{h_1}{h_2} \left(\text{или} \frac{h_2}{h_1} \right). \quad (16)$$

Видность интерференционной картины рассчитывается по формуле:

$$\gamma = \frac{h_4 - h_3}{h_4 + h_3}. \quad (17)$$

Измерив величины h_1 , h_2 , h_3 и h_4 , можно рассчитать γ и γ_1 , а затем определить видность при данной разности хода l для угла между плоскостями поляризации лучей $\alpha = 0$ ($\gamma_3 = 1$):

$$\gamma_2(l) = \frac{\gamma}{\gamma_1}; \quad (18)$$

или при $l = 0$, ($\gamma_2 = 1$) для известного угла α :

$$\gamma_3(|\cos \alpha|) = \frac{\gamma}{\gamma_1}. \quad (19)$$

ЗАДАНИЕ

В работе предлагается исследовать: а) характер поляризации лучей в интерферометре; б) зависимость видности интерференционной картины от угла α между плоскостями поляризации интерферирующих волн при нулевой разности хода; в) зависимость видности интерференционной картины от разности хода интерферирующих лучей для угла $\alpha = 0$. По результатам измерений следует оценить спектральные характеристики лазерного излучения.

ПРЯМОЕ ПОПАДАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА В ГЛАЗ ОПАСНО ДЛЯ ЗРЕНИЯ!!

I. Настройка системы

1. Включите лазер. Руководствуясь техническим описанием (ТО), расположенным на установке, убедитесь, что луч лазера после поворотного зеркала Z идёт вертикально (см. ТО, п. 1).
2. Проверьте параллельность луча 2 плите интерферометра, сравнив расстояния от луча до плиты при двух положениях блока B_2 — сначала вблизи, а затем вдали от кубика (см. ТО, п. 2).
3. Установите блок B_2 в положение, соответствующее нулевой разности хода, и настройте блок B_1 так, чтобы оба отражённых луча совместились на сферическом зеркале Z_3 (см. ТО, п. 3).
4. Настройте сферическое зеркало так, чтобы отражённый от него луч 2 попал на центр экрана, расположенного на входе фотодиода (см. ТО, п. 4).
5. Получите на экране интерференционную картину, совместив оба световых пучка (см. ТО, п. 5). Установите щель фотодиода параллельно интерференционным полосам.
6. Включите осциллограф и блок питания фотодиода и пьезокерамики. Получите на экране осциллографа устойчивую картину колебаний (см. ТО, п. 6).

II. Изучение характера поляризации

7. Настройте поляризатор Π_1 в блоке B_1 на максимальную видность (чёткость) интерференционной картины на экране фотодиода.

Установите дополнительный поляроид между лазером и параллелепипедом Френеля. Поворачивая поляроид и наблюдая за освещённостью кубика, убедитесь, что лазер даёт поляризованный свет. Таким же образом наблюдайте за лучом, разместив поляроид между параллелепипедом Френеля и кубиком. Запишите Ваши выводы.

8. Поворотом поляроида Π_1 установите минимальную чёткость интерференционной картины на экране ($\alpha \approx 90^\circ$). Введите дополнительный поляроид в луч, идущий на экран, и объясните, почему при вращении этого поляроида на экране вновь появляется интерференционная картина.

III. Измерение коэффициента видности

9. Исследуйте зависимость видности интерференционной картины от угла α поворота поляроида Π_1 при нулевой разности хода ($\gamma_2 = 1$). Для этого измеряйте величины h_1 , h_2 , h_3 и h_4 на экране осциллографа. Измерения рекомендуется начинать с угла $\alpha \approx 90^\circ$.
10. Рассчитайте коэффициент γ_3 , используя формулы (7), (16), (17) и (19). Постройте график $\gamma_3(\cos \alpha)$ и сравните его с теоретической зависимостью (14).
11. Исследуйте зависимость видности от разности хода между лучами. Для этого установите поляроид Π_1 в положение, в котором интерференционная картина видна наиболее чётко ($\alpha = 0^\circ$, $\gamma_3 = 1$). Снимите зависимость величин h_1 , h_2 , h_3 и h_4 от координаты x блока B_2 , начиная с минимального расстояния ($x \approx 10$ см). Наша установка позволяет установить форму двух последовательных максимумов кривой видности. В области максимумов видности измерения следует проводить через 1–2 см, в промежутке между максимумами — через 10 см. При перемещении блока B_2 можно подстраивать интерференционную картину, уменьшив предварительно амплитуду качания пьезокерамики до минимума. Это полезно сделать дважды: при среднем и дальнем положении подвижного блока на штатге.

В промежуточной области могут наблюдаться медленные колебания видности с характерным временем колебаний ≈ 1 мин. Эти колебания могут быть связаны с тепловым расширением резонатора, о котором мы говорили ранее. Если временные колебания видности заметны, следует проводить измерения в тот момент, когда размах колебаний ($h_4 - h_3$) минимален (при этом число мод в доплеровском контуре максимально).

12. Рассчитайте коэффициент γ_2 , используя формулы (7), (16), (17) и (18). Постройте график зависимости видности $\gamma_2(x)$ от координаты блока B_2 . Определив по графику расстояние между максимумами, оцените расстояние L между зеркалами оптического резонатора лазера и межмодовое расстояние $\Delta\nu$ по формуле (3).

Определите полуширину $l_{1/2}$ отдельного максимума на половине высоты и рассчитайте по формуле (13) диапазон частот $2\Delta F$, в котором происходит генерация продольных мод. Оцените число генерируемых лазером продольных мод по формуле (4).

Контрольные вопросы

1. Объясните принцип действия параллелепипеда Френеля.
2. Как зависит видность интерференционной картины от отношения интенсивностей интерферирующих волн, если одна волна имеет плоскую поляризацию, а другая — круговую?
3. Чем отличаются кривые $\gamma_2(l)$ для естественного света и для излучения лазера?
4. Как изменяется кривая $\gamma_2(l)$ при уменьшении и при увеличении расстояния между зеркалами оптического резонатора лазера?
5. Из каких соображений следует выбирать ширину входной щели фотоприёмного устройства?
- 6*. Оцените предельно допустимый угол схождения интерферирующих лучей вблизи кубика, если ширина входной щели фотодиода $d_0 \approx 100$ мкм, расстояние от сферического зеркала до экрана $b \approx 80$ см, радиус кривизны зеркала $R \approx 4$ см. Каков реальный угол схождения, когда расстояние между полосами на экране $d \approx 5$ мм?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг Г.С. Оптика. — М.: Наука, 1976. §§ 22, 158, 227, 228.
2. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. — М.: Высшая школа, 1978. §§ 5.8, 7.3.
3. Кингсеп А.С., Локишин Г.Р., Ольхов О.А. Основы Физики. — Т. I. Механика, электричество и магнетизм, колебания и волны, волновая оптика. — М.: Физматлит, 2001. Ч. 3, гл. 7.