

Министерство высшего и среднего специального образования России.
ИРКУТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ
ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА.

Методические указания.

Иркутск 1986.

Излучение лазера не является строго монохроматичным. Его спектральный состав определяется шириной и формой линии излучения активного тела и процессами, происходящими в резонаторе.

1. УШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ.

Ширина и форма линий излучения активной среды определяется многими факторами, связанными как с естественной шириной излучения, так и с различными воздействиями, которым подвергается излучающая частица.

Форма спектральных линий отличается от бесконечно узкой дельта-функции, соответствующей монохроматическому излучению. Расширение линий, обусловленное различными причинами, принято называть *уширением спектральных линий*. Рассмотрим основные причины уширения спектральных линий.

1. Естественная ширина спектральных линий.

Изолированная атомная система, будучи возбужденной, самопроизвольно излучает энергию.

С точки зрения классической электродинамики процесс излучения сопровождается затуханием колебаний осциллятора и уменьшением его энергии по закону:

$$\omega = \omega e^{-\gamma t} \quad (1.1)$$

где γ – постоянная затухания, равная $\frac{8\pi^2 e^2 v^2}{3c^3 m}$; здесь v – частота излучения, m – масса электрона, c – скорость света, e – заряд электрона.

Время τ , за которое энергия осциллятора уменьшится в e раз, называется *временем затухания колебаний*.

$$\tau = \frac{1}{\gamma} = \frac{3c^3 m}{8\pi^2 e^2 v^2} = \frac{3cm}{8\pi^2 e^2} \lambda^2. \quad (1.2)$$

Для видимой области спектра величина τ имеет порядок 10^{-8} с.

Затухающие колебания не являются монохроматическими. Экспоненциальное затухание колебаний приводит к так называемому *дисперсионному распределению* спектральной плотности мощности:

$$P_v(\nu) = P_v(\nu_0) \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}, \quad (1.3)$$

где $P_v(\nu_0)$ – спектральная плотность мощности в центре распределения на частоте ν_0 .

Полная мощность связана со спектральной плотностью мощности выражением

$$P = \int_0^{\infty} P_v d\nu. \quad (1.4)$$

Дисперсионное распределение выражаемое формулой (1.3) и описывающее естественную

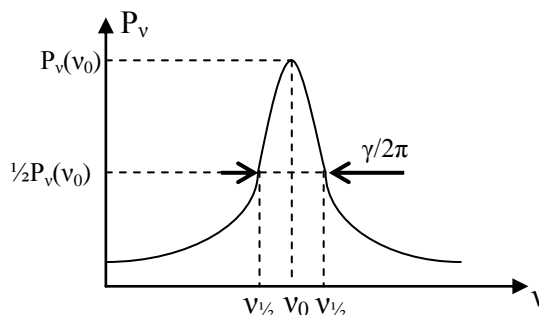


Рис.1. Форма контура линии при естественном уширении

(радиационную) форму спектральной линии, показано на рис. 1.

Шириной линии является расстояние по шкале частот или длин волн между точками контура линии, в которых мощность равна половине максимальной. Иногда это расстояние называют *полушириной* линии, имея в виду, что ширина линии измеряется на половине ее высоты.

Из выражения (1.3) находим, что в точках половинной мощности частота равна

$$\nu_{1/2} = \nu_0 \pm \frac{\gamma}{4\pi}. \quad (1.5)$$

Отсюда, с учетом (1.2) получаем естественную ширину спектральной линии:

$$\Delta\nu_N = \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{4\pi e^2 \nu^2}{3c^3 m}. \quad (1.6)$$

В видимой области спектра, для которой $\gamma \approx 10^{-8} \text{ с}^{-1}$,
 $\Delta\nu_N = 10 - 20 \text{ МГц}$.

В длинах волн естественная ширина линии равна $\Delta\lambda_N = 1,17 \cdot 10^{-5} \text{ нм}$. Таким образом, согласно классической электродинамике, естественная ширина всех спектральных линий очень мала. В видимой области эта ширина лежит за пределами возможности наблюдения обычными оптическими методами.

С точки зрения классической электродинамики, естественная ширина линии связана с неопределённостью в величине энергии состояния атома. Энергия системы W может быть известна лишь с точностью ΔW , связанной со временем жизни состояния (электронного уровня) τ соотношением неопределённости Гейзенберга:

$$\Delta W \tau \approx \frac{h}{2\pi} \quad (1.7)$$

Ширина спектральной линии определяется энергетической шириной ΔW начального и конечного уровней перехода. В качестве примера на рис. 2 показаны 4 уровня, между которыми возможны переходы. Ширина полосы соответствует неопределённости ΔW в энергии уровня и определяется временем жизни частицы на этом уровне.

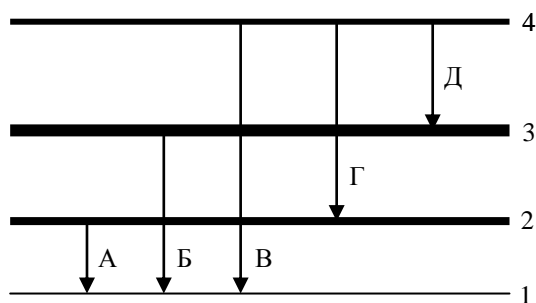


Рис.2. Квантовые переходы между уровнями, уширенными вследствие конечной продолжительности жизни.

Нижний уровень является стационарным, поэтому ширина его равна нулю. Уровни 2, 3, 4 возбуждённые. Спектральные линии, возникающие при переходах, связанных с широким уровнем 3, имеют наибольшую ширину (линии Б, Д).

Выражение для контура линии, получаемое квантовомеханическим путём, совпадает с выражением (1.3) с той лишь разницей, что вместо постоянной затухания γ используется сумма обратных величин времён жизни обоих уровней.

$$\gamma_{ik} = \gamma_i + \gamma_k = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} = A_i + A_k, \quad (1.8)$$

где A_i и A_k – суммы вероятностей всех оптических переходов с данных уровней.

Квантовомеханическое рассмотрение приводит к различным значениям естественной ширины спектральных линий. Так, спектральные линии, возникающие при переходах с метастабильных уровней, имеют очень малую ширину. Наоборот, переходы с высокорасположенных, верхних уровней, с которых весьма вероятен процесс ионизации, могут дать широкие линии.

2. Доплеровское уширение спектральных линий.

Атомы и ионы, излучающие свет, находятся в постоянном движении. Согласно эффекту Доплера, частота излучения атома, движущегося по оси z при $v_z \ll c$, смещена относительно частоты излучения неподвижного атома ν_0 на величину:

$$\nu - \nu_0 = \nu_0 \frac{v_z}{c}. \quad (1.9)$$

При хаотичном движении излучающих частиц распределение их по скоростям v выражается распределением Максвелла. Для проекций скоростей v_z распределение Максвелла имеет гауссову форму:

$$dN(v_z) = N \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} e^{-\frac{Mv_z^2}{2kT}} dv_z = N \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} e^{-\frac{v_z^2}{v_{\text{вер}}^2}} dv_z. \quad (1.10)$$

В выражении (1.10) M – масса частиц, k – постоянная Больцмана, $v_{\text{вер}}$ – наиболее вероятная скорость частиц, т.е. соответствующая максимуму распределения. Скоростью $v_{\text{вер}}$ обладает наибольшее число частиц.

$$v_{\text{вер}} = \sqrt{\frac{2kT}{M}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}, \quad (1.11)$$

где R – газовая постоянная, μ – атомный вес частицы.

Мощность излучения пропорциональна числу излучающих частиц. Поскольку смещение частоты $(\nu - \nu_0)$ при эффекте Доплера согласно (1.9) пропорционально v_z , то распределение спектральной плотности по частотам $P_\nu(\nu - \nu_0)$ повторяет вид функции (1.10) и также имеет гауссову форму (см. рис. 3):

$$P_\nu(\nu - \nu_0) = P_\nu(\nu_0) e^{-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_c^2}}, \quad (1.12)$$

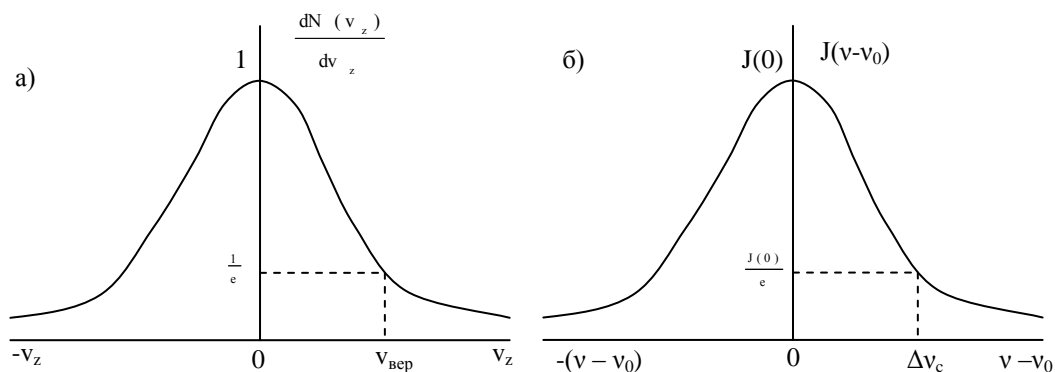


Рис. 3. Распределение частиц по проекциям скоростей v_z (а) и соответствующий ему контур доплеровского уширения линии (б)

Переходя от скоростей v_z к частотам $(\nu - \nu_0)$, получим:

$$P_\nu(\nu - \nu_0) = P_\nu(\nu_0) e^{-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta \nu_c^2}}, \quad (1.13)$$

где $\Delta \nu_c = \nu_0 \frac{v_{\text{вер}}}{c}$ - смещение частоты излучения $(\nu - \nu_0)$, которое дают атомы с $v_z = v_{\text{вер}}$.

Согласно (1.13), доплеровская ширина линии

$$\Delta \nu_D = \frac{2 \nu_0}{c} \sqrt{\frac{2 \ln(2RT)}{\mu}}. \quad (1.14)$$

Подставляя значения констант, получим:

$$\Delta \nu_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \nu \sqrt{\frac{T}{\mu}} \quad (1.15)$$

и

$$\Delta \lambda_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\mu}}. \quad (1.16)$$

Как видно, доплеровская ширина линии зависит от температуры газа T и атомного веса излучающих частиц.

Доплеровская ширина линии в обычных условиях примерно на 2 порядка превышает естественную ширину линии.

Доплеровское и естественное уширения – независимые явления, одновременно влияющие на контур спектральной линии. Каждая группа атомов со скоростями v_z излучает линию с естественной шириной, поэтому каждый бесконечно узкий участок доплеровского контура расширен в соответствии с функцией (1.3).

Спектральная линия представляет собой свёртку гауссовой и дисперсионной функций. Аналитическое выражение этой свёртки называется *функцией Фойгта*:

$$S(\nu) = \frac{a}{\pi^{3/2}} \int_0^\infty \frac{e^{-z^2}}{a^2 + (u - z)^2} dz, \quad (1.17)$$

где $a = \frac{\Delta \nu_N}{\Delta \nu_D} \cdot \sqrt{\ln 2}$, $u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D} \cdot 2 \sqrt{\ln 2}$.

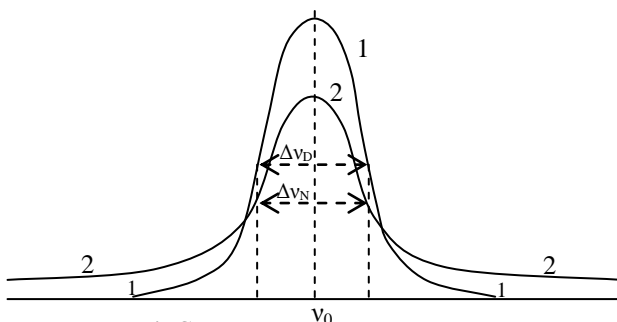


Рис. 4. Сравнение доплеровского (1) и естественного (2) контуров спектральных линий. Контур нормированы по площади и имеют одинаковую ширину

На рис. 4 приведено сравнение естественного и доплеровского контуров линий. Видно, что на крыльях дисперсионного контура спад мощности происходит значительно медленнее, чем в случае гауссова контура. Поэтому при контуре Фойгта центр и ширина линий в основном определяются доплеровским уширением, а распределение мощности на крыльях линии – естественным уширением.

3. Уширение линий при взаимодействии атома с окружающими частицами.

В реальных источниках света излучающие атомы находятся в окружении нейтральных или заряженных частиц. Взаимодействие излучающих частиц с окружением приводит к дополнительному уширению линий.

Уширение линий при столкновении разнородных частиц.

Можно упрощенно считать, что во время своего движения частица излучает монохроматические колебания, а при ударе с какой-нибудь частицей излучение прекращается. Математическое выражение для контура спектральной линии, полученное Лоренцом, по форме совпадает с выражением (1.3) для естественной ширины спектральной линии с тем отличием, что роль естественного времени жизни уровня теперь играет среднее время τ_0 пробега частицы между столкновениями. Контур линии, получаемый при столкновениях, называется *лоренцевским*.

При тушащих соударениях с посторонними частицами лоренцевская ширина линии $\Delta\nu_L$ равна:

$$\Delta\nu_L = \frac{1}{2\tau_0}. \quad (1.18)$$

Для газовых сред

$$\Delta\nu_L = \frac{8\sigma P}{\pi\sqrt{2\pi kTM}}, \quad (1.19)$$

где σ – эффективное сечение соударения, P – давление, M – приведенная масса сталкивающихся частиц. Как видно, лоренцевская ширина линии пропорциональна давлению и сечению столкновения.

Лоренцевское уширение спектральной линии называется *однородным*, так как форма контура остается такой же, как и для естественных линий, увеличивается лишь ширина контура. Рассмотренное выше доплеровское уширение называют *неоднородным*.

Резонансное уширение линии.

При столкновениях однородных атомов между ними возникает сильная резонансная связь. Для газов

$$\Delta\nu_{\text{рез}} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e^2}{m\nu_0} \cdot f \cdot \frac{P}{kT}, \quad (1.20)$$

т.е. ширина линии пропорциональна давлению газа P и силе осциллятора f .

Штарковское уширение линии.

Если излучающий атом находится в окружении электронов и ионов, то он подвергается воздействию межатомных электрических полей, и уширение линий происходит благодаря эффекту Штарка. Этот эффект заключается в том, что под воздействием электрических полей энергетические уровни расщепляются, и линии приобретают сложную структуру, зависящую от природы уровней и величины поля.

Можно показать, что штарковское уширение очень сильно зависит от концентрации частиц и слабо – от температуры. Штарковское уширение линий может быть очень велико. Доплеровское уширение преобладает при высоких атомных температурах и низких концентрациях электронов, штарковское – при высоких электронных концентрациях.

2. ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ И ИХ СВОЙСТВА.

Одним из основных элементов лазера наряду с активной средой является резонатор. Стандартным требованием, предъявляемым к резонатору, является наличие сравнительно добротных (медленно затухающих) собственных колебаний, частоты которых приходится на полосу усиления активной среды. С другой стороны, желательно, чтобы таких колебаний было не очень много, иначе излучение станет практически некогерентным.

Размеры оптических резонаторов обычно на несколько порядков превышают рабочую длину волны. Это исключает возможность применения закрытых резонаторов, представляющих собой замкнутую полость с отражающими стенками: число высоко добротных колебаний у них на оптических частотах было бы чрезвычайно велико.

Обычно в лазерах используются открытые, не имеющие боковых стенок, резонаторы, в простейшей своей модификации состоящие из двух установленных друг против друга зеркал, между которыми и помещается активная среда. Таким резонатором является известный резонатор Фабри-Перо. Строгое рассмотрение электромагнитного поля в открытом резонаторе основывается на системе уравнений Максвелла с заданными граничными условиями на зеркалах.

1. Типы колебаний оптических резонаторов называют *модами*. Каждая мода характеризуется соответствующей конфигурацией поля на поверхности зеркал и числом полуволн, помещающихся на длине резонатора. Моды обозначают TEM_{mnp} , где m и n – целые числа (0, 1, 2, ...), так называемые *поперечные* или *угловые индексы*, которые определяют число минимумов поля в плоскости зеркал; q – *продольный индекс*, задающий число максимумов поля вдоль оси резонатора.

2. В данной работе изучается спектральный состав излучения лазера, который определяется продольными модами, т.е. модами, имеющими одинаковые m и n , но разные q .

Рассмотрим колебания, возникающие в пустом (пассивном) резонаторе Фабри-Перо. Как известно, в таком резонаторе могут существовать плоские колебания, длины волн которых удовлетворяют условию возникновения стоячей волны

$$q\lambda = 2L, \quad (2.1)$$

где q – целое число, λ – длина волны излучения внутри резонатора, L – расстояние между зеркалами.

Перепишем выражение (2.1) для частоты:

$$\nu = q \frac{c}{2L}, \quad (2.2)$$

где c – скорость света внутри резонатора.

Так как величины c и L постоянны, то каждому значению соответствует своя резонансная частота.

Расстояние $\Delta\nu$ по шкале частот между двумя соседними резонансными линиями определяется выражением

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}, \quad (2.3)$$

т.е. полосы расположены эквидистантно по шкале частот.

Для метрового резонатора газового ОКГ эта величина равна 150 МГц.

Если в резонаторе нет потерь, то резонансные линии должны быть бесконечно узкими.

В реальном резонаторе процессы рассеивания энергии приводят к затуханию стоячей волны и, следовательно, к расширению резонансной полосы.

Для оценки резонатора с точки зрения потерь энергии введем понятие *добротности резонатора Q* и *коэффициента энергетических потерь α*.

Для этого запишем выражение для энергии излучения, проходящего через резонатор, в виде

$$W = W_0 e^{-\frac{2\pi\nu t}{Q}} \quad (2.4)$$

Продифференцировав (2.4), получим

$$\frac{\Delta W}{\Delta t} = -\frac{2\pi\nu}{Q} W \quad (2.5)$$

Отсюда вытекает, что

$$Q = \frac{\text{запасенная энергия}}{\text{энергия, потерянная за 1 с}} \cdot 2\pi\nu \quad (2.6)$$

Найдем энергию ΔW_1 , потерянную за одно прохождение резонатора.

В этом случае $\Delta t = L/c$, тогда

$$\Delta W_1 = -\frac{2\pi\nu L}{Qc} W \quad \text{или}$$

$$\Delta W_1 = \alpha W, \text{ т.е.}$$

$$\alpha = -\frac{\text{энергия, потерянная за один проход резонатора}}{\text{запасенная энергия}},$$

отсюда
$$\alpha = \frac{2\pi\nu L}{Qc} \quad (2.7)$$

В реальном резонаторе ширина резонансной полосы $\Delta\nu_p$ определяется через коэффициент энергетических потерь следующим образом

$$\Delta\nu_p = \frac{c\alpha}{2\pi L} \quad (2.8)$$

или
$$\Delta\nu_p = \frac{\alpha}{\pi} \Delta\nu \quad (2.9)$$

Через добротность резонатора

$$\Delta\nu_p = \frac{\nu}{Q} \quad (2.10)$$

На рис. 5 показан спектр собственных частот лазерного резонатора. Конкретные выражения для добротности резонатора определяются видом потерь энергии в резонаторе и приведены в таблице.

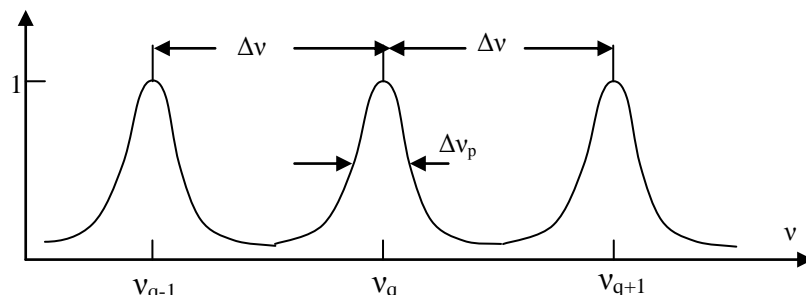


Рис. 5. Спектр собственных частот лазерного резонатора с потерями.

Т а б л и ц а.

Добротность резонатора при разных типах потерь.

Тип энергетических потерь	Добротность для фиксированной моды	Обозначения
Потери при отражении	$Q = \frac{\text{Ln } \omega}{c(1-r)} = \frac{2\pi L}{\lambda(1-r)}$	R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора, $r = R_1 R_2$; L – длина резонатора; n – показатель преломления среды внутри резонатора; λ – длина световой волны в среде; D – диаметр зеркал; β – угол между зеркалами резонатора; θ – приаксиальный угол для поперечной моды; L_0 – эффективная толщина ослабления, на которой интенсивность уменьшается в e раз.
Потери при отражении с учетом дифракционных потерь.	$Q_{r+D} = \frac{\text{Ln } \omega}{c(1-r - \frac{c\pi L}{n\omega D^2})} =$ $= \frac{2\pi L}{\lambda(1-r + \frac{\lambda L}{2D^2})}$	
Потери через боковые стенки резонатора	$Q_{\text{бок}} = \frac{n^2 \omega^2 D^2}{\pi c^2} = \frac{4\pi D^2}{\lambda^2}$	
Потери при разъюстировке резонатора	$Q_{\beta} = \frac{\omega n}{c} \sqrt{\frac{2LD}{\beta}} =$ $= \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{2LD}{\beta}}$	
Добротность для поперечных мод	$Q_t = \frac{\text{Ln } \omega}{c(1-r + \theta \frac{L}{D})} =$ $= \frac{2\pi L}{\lambda(1-r + \theta \frac{L}{D})}$	
Потери при рассеивании света на неоднородностях активной среды.	$Q_L = \frac{L_0 n \omega}{c} = \frac{2\pi L_0}{\lambda}$	

Общая добротность резонатора может быть подсчитана по формуле:

$$\frac{1}{Q_{\text{общ}}} = \sum_i \frac{1}{Q_i} \quad (2.11)$$

3. ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРА ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА.

Спектр генерации лазера определяется совокупностью описанных выше факторов, т.е. шириной, формой и положением линии излучения активной среды, а также резонансными свойствами зеркал. Формирование спектра генерации показано на рис. 6.

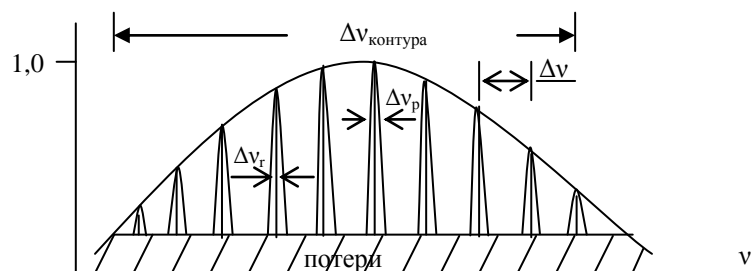


Рис. 6. Формирование спектра генерации лазера.

С помощью спектрального прибора высокой разрешающей способности (например, интерферометр Фабри-Перо) можно исследовать спектр лазерного излучения, который состоит из отдельных узких линий, соответствующих различным модам резонатора (рис. 8).

Число продольных мод определяется прежде всего шириной спектральной линии активного вещества и параметрами резонатора. Для He-Ne лазера ширина спектральной линии излучения определяется в основном доплеровским уширением и равна $\Delta\nu_D = 1500$ МГц.

Для лазера с длиной резонатора $L = 100$ см частотный интервал между продольными модами $\Delta\nu = 150$ МГц.

В этом случае число продольных мод, входящих под линию излучения, будет около десяти.

Спектральная ширина отдельной линии выходного излучения (продольной моды) не может быть шире резонансного пика интерферометра. Для лазера, рассмотренного выше, при $\alpha = 0,01\Delta\nu_p \approx 0,5$ МГц.

Но резонансные явления приводят к гораздо большему сужению линии излучения.

В результате того, что наибольшее усиление получается в центре резонансного пика, спектральная линия излучения располагается в этом пике и имеет теоретическую ширину, которая определяется по формуле:

$$\Delta\nu_T = \frac{8\pi h\nu}{p} \Delta\nu_p \quad (3.1)$$

Но механическая и тепловая нестабильность длины резонатора приводит к некоторому расширению $\Delta\nu_T$.

Отметим еще раз факторы, определяющие частотные характеристики излучения лазера. Прежде всего, рабочий переход характеризуется естественной шириной контура. В реальных условиях за счет различных факторов контур уширяется. В пределах уширенной линии размещаются резонансные линии интерферометра, число которых определяется шириной контура перехода и расстоянием между соседними пиками. Наконец, в центре пиков располагаются чрезвычайно узкие спектральные линии излучения ОКГ, которые и определяют спектр выходного излучения.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА.

При выполнении данной лабораторной работы изучается спектральный состав излучения He-Ne лазера ЛГ-209 с помощью интерферометра Фабри-Перо ИТР-30 с базой 30 мм.

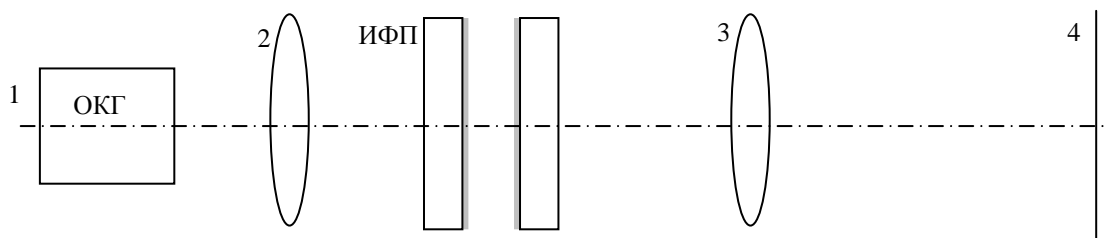


Рис. 7. Схема экспериментальной установки.

Для наблюдения и фотографирования спектра применена длиннофокусная камера УФ-84 с фокусным расстоянием $F = 800$ мм. Все детали установки собраны на оптической скамье.

Луч света от лазера 1 расширяется объективом 2, проходит через интерферометр Фабри-Перо (ИФП), где происходит процесс многолучевой

интерференции, затем попадает в длиннофокусную камеру 3, в фокальной плоскости 4 которой формируется интерферограмма.

Интерферограмма может наблюдаться визуально с помощью лупы, либо фотографироваться на фотопластинку.

5. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.

Примерный вид интерферограммы представлен на рис. 8.

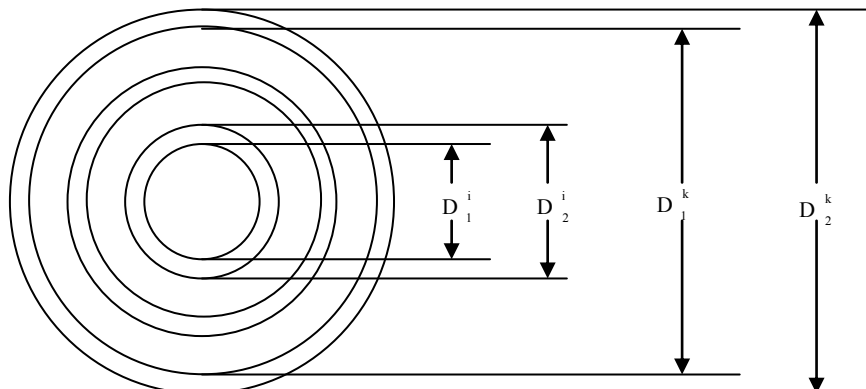


Рис. 8. Интерферограмма.

Здесь D_1^i и D_2^i - диаметры 1-й и 2-й составляющих i -го кольца, D_1^k и D_2^k - диаметры 1-й и 2-й составляющих k -го кольца.

При обработке интерферограммы необходимо:

1) с помощью компаратора измерить диаметры колец, составить следующую таблицу данных:

i	Внешние кольца			Внутренние кольца		
	Отсчет слева	Отсчет справа	$D_{\text{внеш}}^i$	Отсчет слева	Отсчет справа	$D_{\text{внутр}}^i$
5						
6						
7						
8						
9						
10						

2) рассчитать длины волн λ_1 и λ_2 для каждой составляющей спектра по формулам (для различных i и k):

$$\lambda_1 = \frac{H}{4F^2} \cdot \frac{(D_1^k)^2 - (D_1^i)^2}{k - i} \quad (5.1)$$

$$\lambda_2 = \frac{H}{4F^2} \cdot \frac{(D_2^k)^2 - (D_2^i)^2}{k - i} \quad (5.2)$$

Найти средние значения $\lambda_{1\text{ср}}$ и $\lambda_{2\text{ср}}$ и среднеквадратичные ошибки.

3) рассчитать Δv по формуле:

$$\Delta v = \frac{(D_2^i)^2 - (D_1^i)^2}{(D_1^{i+1})^2 - (D_1^i)^2} \cdot \frac{1}{2H} \quad (5.3)$$

Найти среднее значение $\Delta v_{\text{ср}}$ и среднеквадратичную ошибку. Сравнить полученную величину $\Delta v_{\text{ср}}$ с рассчитанной теоретически по формуле (2.3).

4) *Обработку результатов измерений рекомендуется проводить на ЭВМ по программе, составленной на языке БЕЙСИК.*