

Изучение гелий-неонового лазера

Маслов Артём

Казаков Данила

Б01-104

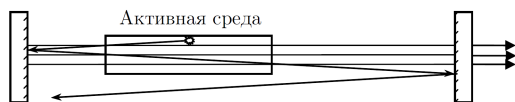
18.03.2023

Аннотация

В работе исследуется излучение гелий-неонового лазера ЛГ-75. Измеряется усиление лазерной трубки, исследуется поляризация и модовая структура лазерного излучения.

Теория

Лазером называется источник квазимонохроматического и узконаправленного высококогерентного потока излучения. Лазер работает, за счёт квантово-механического эффекта вынужденного излучения. Основные элементы лазера – оптический резонатор, который создаёт излучение, и активная среда, которая усиливает проходящее через неё излучение.



Простейшим оптическим резонатором является резонатор Фабри-Перо. Он представляет собой два параллельных друг другу зеркала с высокими коэффициентами отражения $r \sim 0,99$. Между зеркалами расположена активная среда, которая усиливает проходящее через неё излучение, при этом за один проход через активную среду фаза электромагнитной волны изменяется на 2π , то есть активная среда является положительной обратной связью. Одно из зеркал обладает несколько меньшим коэффициентом отражения, что позволяет пропускать через него часть излучения и формировать узконаправленный квазимонохроматический пучок.

Элементарные энергетические переходы

По законам квантовой механики энергия электронов может принимать только дискретные значения E_k , энергетический уровень E_0 называется основным состоянием, уровни E_n , $n \in \mathbb{N}$ называются возбуждёнными состояниями. Изменение энергетического уровня в атоме может сопровождаться испусканием или поглощением фотона с энергией $\hbar\omega$.

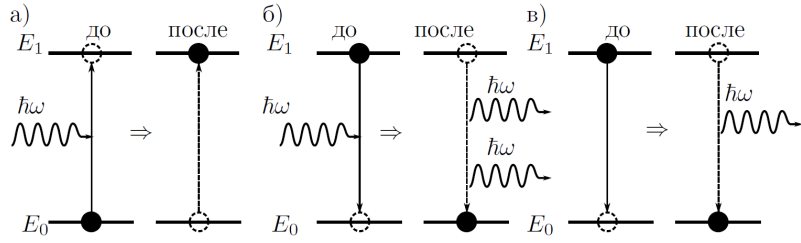


Рис. 1: Элементарные энергетические между уровнями E_0 и E_1 в атоме

Рассмотрим три элементарных процесса, происходящий при переходе атома с одного энергетического уровня на другой.

1. Невозбуждённый атом поглощает фотон: $\hbar\omega + A \rightarrow A^*$. Атом при взаимодействии с внешним электромагнитным полем поглощает квант энергии $\hbar\omega$ и переходит из состояния E_0 в состояние $E_1 = E_0 + \hbar\omega$.
2. Вынужденное излучение при взаимодействии атома с фотоном: $\hbar\omega + A^* \rightarrow A + 2\hbar\omega$. Атом испускает фотон с той же фазой, поляризацией и направлением распространения, что и у фотона, вызвавшего взаимодействие, и переходит в основное состояние. То есть фотоны полностью когерентны.
3. Спонтанное излучение атомом фотона: $A^* \rightarrow \hbar\omega + A$. Атом может находиться в возбужденном состоянии лишь конечное время, по прошествии которого атом испустит фотон и перейдёт в основное состояние. При этом испущенный фотон имеет случайную фазу и направление. Спонтанное излучение препятствует формированию когерентного излучения, но с другой стороны является механизмом, который запускает процесс формирования лазерного излучения.

Согласно законам квантовой механики вероятность вынужденного испускания $W_{1 \rightarrow 0}$ и поглощения фотонов $W_{0 \rightarrow 1}$ равны между собой, отличны от нуля только для резонансной частоты $\omega = \frac{E_1 - E_0}{\hbar}$ и пропорциональны спектральной плотности внешнего поля ρ_ω :

$$W_{1 \rightarrow 0} = W_{0 \rightarrow 1} = B\rho_\omega$$

где B – коэффициент вынужденных переходов Эйнштейна характеризует переходы между рассматриваемыми уровнями энергии и не зависит от величины внешнего поля.

Модель активной среды лазера

Так как вероятности переходов $0 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 0$ равны, то для того, чтобы активная среда усиливала излучение необходимо, чтобы концентрация N_1 атомов, находящихся в возбужденном состоянии, была больше концентрации N_0 атомов, находящихся в основном состоянии. Убыль фотонов в единице объёма, в единицу времени, равна:

$$dN_{\Phi}^- = -N_0 W_{0 \rightarrow 1} dt = -B\rho_\omega N_0 dt$$

Количество фотонов, испущенных индуцированным излучением в единице объёма, в единицу времени, равно:

$$dN_{\Phi}^+ = N_1 W_{1 \rightarrow 0} dt = B \rho_{\omega} N_1 dt$$

При прохождении волны через среду относительное изменение интенсивности на единице длины dx пропорционально суммарному количеству фотонов, проходящих через данную среду:

$$\frac{dI}{I} = \frac{(dN_{\Phi}^+ + dN_{\Phi}^-) \cdot \hbar \omega}{\rho_{\omega}} = B \frac{\hbar \omega}{v} (N_1 - N_0) dx$$

где $v = \frac{c}{n}$ – скорость распространения волны.

Из полученного дифференциального соотношения следует интегральный закон Бургера-Ламберта-Бера для изменения интенсивности электромагнитной волны, проходящей через активную среду:

$$I(x) = I_0 e^{\gamma x}$$

где $\gamma = B \frac{\hbar \omega}{v} \Delta N$ – коэффициент усиления волны с частотой ω в активной среде.

Спектр генерации лазерного излучения. Допплеровское уширение

Полученное соотношение для интенсивности справедливо для монохроматической волны и бесконечно узкой спектральной линии излучения. В реальности спектральная линия имеет конечную ширину $\Delta \omega_{\gamma}$ в силу соотношения неопределённостей. То есть функция усиления $\gamma(\omega)$ обладает острым максимумом вблизи резонансной частоты. Ширина спектра усиления активной среды лазера определяется естественной шириной резонансной линии и различными механизмами уширения.

Естественная ширина резонансной линии $\Delta \omega_e$ является внутренней характеристикой атома и определяется строением его энергетических уровней. Её можно оценить, зная время жизни возбуждённого состояния τ_e , из соотношения неопределённостей: $\Delta \omega_e \sim \frac{2\pi}{\tau_e}$. Для электромагнитной волны излучения происходит не непрерывно, а конечными импульсами – цугами, поэтому время жизни возбуждённого состояния может быть оценено как длительность цуга.

Одним из механизмов уширения спектра является эффект Доплера. Атомы в среде в следствие теплового движения хаотически движутся в разных направлениях со средней скоростью $\langle v \rangle$. В силу эффекта Доплера частота испускаемых атомом электромагнитных волн зависит от его скорости v и направления движения:

$$\frac{\Delta \omega_{\text{Д}}}{\omega} \sim \frac{v}{c} \cos \alpha$$

где α – угол между направлением движения атома и наблюдателем.

Усредняя полученное для одного атома соотношение для всех с учётом распределения Максвелла по скоростям получим уширения спектра:

$$\Delta \omega_{\text{Д}} \sim \frac{\omega \langle v \rangle}{c} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

где $\langle v \rangle$ – средняя тепловая скорость движения атомов.

Условие достижения порога генерации

Определим условие, при котором возможно формирование лазерного излучения. Пусть некоторая точка среды испустило электромагнитную волна, которая отразилось от зеркал в резонаторе Фабри-Перо и вернулось в исходную точку. Тогда за один такой проход энергия излучения увеличилась в G раз:

$$G = e^{\gamma L}$$

где L – продольный размер активной среды.

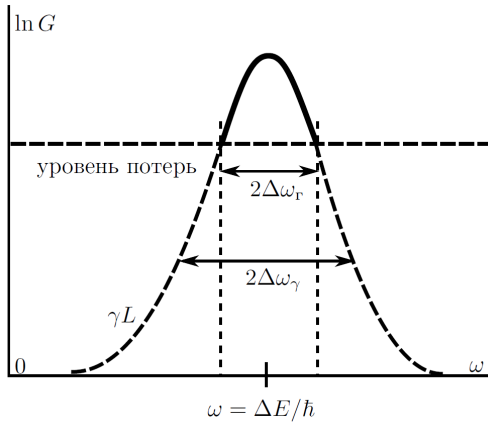


Рис. 2: Спектр генерации активной среды

материала в отсутствии обратной связи должен быть больше порогового значения (1).

Пусть зеркала имеют коэффициенты отражения r_1 и r_2 . Дополнительные потери энергии в одном проходе равны T , тогда условие достижения порога генерации определяется выражением:

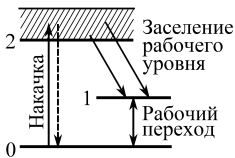
$$Gr_1r_2T \geq 1 \Leftrightarrow 2\gamma L \geq -\ln T - \ln r_1r_2 \quad (1)$$

Генерация может происходить только в том диапазоне частот $\omega \pm \Delta\omega_r$, в котором справедливо полученное соотношение.

В лазерах с непрерывной генерацией в установившемся режиме $G = \frac{1}{Tr_1r_2}$, но чтобы лазер имел ненулевую выходную мощность коэффициент G активного

Накачка энергии

Покажем, что состояние активного вещества, при котором $N_1 > N_0$ термодинамически неравновесно. Согласно распределению Больцмана $\frac{N_1}{N_0} = \exp\left(-\frac{E_1 - E_0}{kT}\right)$, если $N_1 > N_0$, то $T < 0$. Поэтому, чтобы активное вещество имело инверсную заселённость необходимо, чтобы система была не замкнута и имелась постоянная подкачка энергии из внешних источников.



Рассмотрим метод оптической накачки энергии. Активное вещество облучается электромагнитной волной такой частоты, что атомы среды переходят в возбуждённое состояние. Так как вероятность поглощения и вынужденного излучения фотона равны, то для двухуровневой энергетической системы оптическая накачка не возможна. Поэтому используются трёх- или четырёхуровневые системы.

С помощью накачки атомы переводятся из основного состояния 0 в возбуждённое 2. Из состояние 2 атомы могут перейти либо в состояние 0, либо в состояние 1. В состоянии 1 атомы будут накапливаться, если время нахождения атома в этом состоянии было достаточно велико. Это время можно оценить из соотношения неопределённостей $\Delta E \tau \sim \hbar$, поэтому 1 уровень обладает узкой энергетической полосой ΔE . Уровень 2 стараются выбрать широким, чтобы накачка энергии происходила наиболее эффективно – была задействована большая часть спектра электромагнитной волны накачки.

Продольные моды лазерного излучения

Рассмотрим продольные моды в резонаторе Фабри-Перо с активным веществом заполняющим всё пространство резонатора и имеющим показатель преломления $n = 1$, расстояние между зеркалами L .

Будем рассматривать волны, распространяющиеся только перпендикулярно зеркалам, так как предполагается, что другие волны через какое-то время покинут резонатор и не будут достаточно усилены. Тогда в резонаторе будут наблюдаться стоячие волны $E \propto \sin(\omega t) \sin(kx)$, если зеркала проводящие, то на длине резонатора должно укладываться целое число полуволн:

$$k_q L = \pi q$$

где $q \in \mathbb{N}$ – номер моды, $k_q = \frac{\omega_q}{c}$ – волновое число. Из полученного соотношения определим допустимые собственные частоты резонатора:

$$\omega_q = q \frac{\pi c}{L}$$

Таким образом, в идеальном случае спектром генерации лазерного излучения является набор узких спектральных линий ω_q .

2.2. Спектр лазерного излучения

В реальности моды колебаний не являются строго монохроматическими, поэтому каждая спектральная линия имеет ширину $\omega_q \pm \Delta\Omega$, где $\Delta\Omega \sim \frac{\omega_q}{Q}$.

Оценим добротность резонатора Фабри-Перро. В первом приближении не будем учитывать усиление активной среды, из потерь учтём только те, которые связаны с отражением от зеркал. Из энергетического смысла добротность $Q = 2\pi \frac{W}{\Delta W_T}$, где W – энергия, запасённая в резонаторе, ΔW_T – потери энергии за период колебаний. Потери энергии при отражении от зеркал можно оценить как:

$$\frac{\Delta W}{W} = 1 - r_1 r_2$$

Так как за время одного прохода света совершается $\frac{L}{\lambda}$ колебаний, то

$$Q \sim \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{1}{1 - r_1 r_2}$$

Тогда ширина спектральной линии оценивается как

$$\Delta\Omega \sim \frac{\omega_q \lambda}{2\pi L} (1 - r_1 r_2)$$

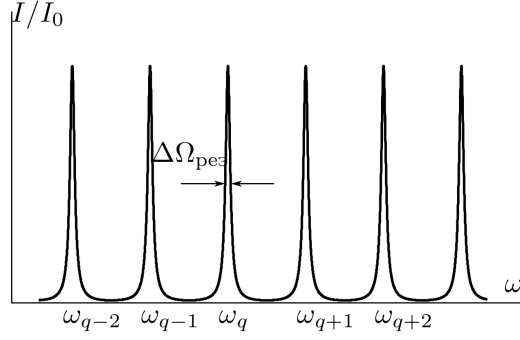


Рис. 3: Спектр резонатора Фабри-Перро в первом приближении

Во втором приближении учтём усиление активной среды и прочие потери. Наложим спектр генерации активной среды (рис. 2) на спектр пропускания резонатора (рис. 3). На рисунке ниже схематично изображен спектр лазерных мод во втором приближении. Ширина спектра генерации $\Delta\omega_\gamma$ определяется эффектом Доплера, ширина спектральных линий $\Delta\Omega$ определяется потерями, связанными с отражением от зеркал, в реальности она может быть меньше из-за наличия усиления в активной среде. При излучении на некоторой моде фотоны при взаимодействии с возбуждёнными атомами активной среды порождают фотоны, которые имеют те же характеристики, что и исходные. Таким образом эффективное время жизни фотона увеличивается, что приводит к сужению спектра излучения $\Delta\omega \sim \frac{2\pi}{\Delta\tau}$. Из-за усиления активной среды энергия колебательной системы увеличивается, что приводит к увеличению добротности и сужению спектральных линий. Если лазер излучает несколько мод, то такой режим работы лазера называется многомодовым, если излучается только одна мода, то одномодовым.

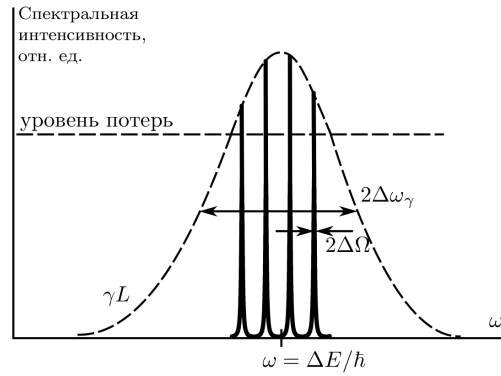


Рис. 4: Спектр генерируемых лазером мод во втором приближении

Из-за тепловых флуктуаций спектр лазерного излучения может флуктуировать по частоте. Также на изменение спектра лазерного излучения во времени влияет само излучение: после излучения на некоторой моде, возбуждённые атомы переходят в основное состояние, тем самым уменьшается инверсная заселённость и усиление для данной и других мод излучения.

Описание экспериментальной установки

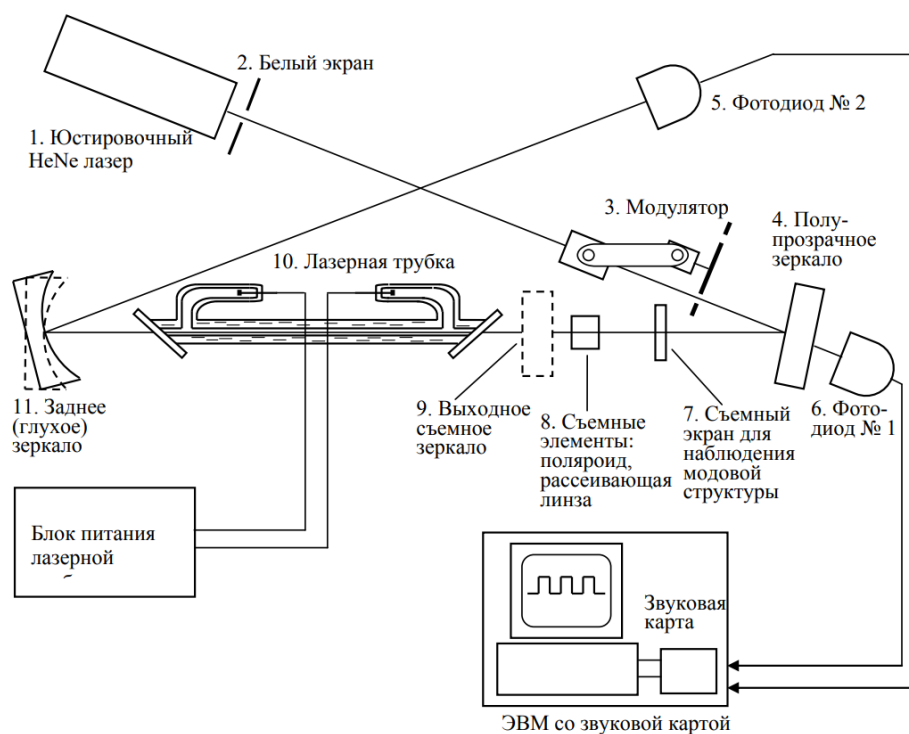


Рис. 5: Схема экспериментальной установки

На одном оптической рельсе расположены: головка промышленного Гелий-Неонового лазера ЛГ–75 с исследуемой газоразрядной трубкой (11), заключённой в кожух (10), рейтер с полупрозрачным зеркалом (4), фотодиоды (5 и 6), а также 3 съёмных рейтера с выходным зеркалом (9), отрицательной линзой для наблюдения модовой структуры излучения исследуемого лазера или поляризатором для исследования поляризации выходного излучения лазера (8) и с белым экраном (7). Юстировочный лазер (1) с белым экранчиком (2) и модулятор (3) закреплены на втором оптическом рельсе. Модулятор может быть повернут в разные положения: при измерении коэффициента усиления он модулирует пучок, идущий от юстировочного лазера, при измерении поляризации излучения исследуемого лазера он модулирует выходящее из него излучение. В остальных случаях модулятор отводится в сторону, чтобы не перекрывать пучки. Юстировочный лазер предназначен для настройки положения всех элементов установки и является источником зондирующего излучения для измерения усиления активной среды исследуемого лазера. Зондирующий пучок сначала попадает на полупрозрачное зеркало (4). Часть излучения проходит сквозь зеркало и попадает на фотодиод № 1 (6), с которого снимается сигнал, пропорциональный интенсивности зондирующего пучка. Отражённая часть направляется в исследуемую трубку.

Оборудование

1. Активный элемент гелий-неонового лазера ЛГ-75 с блоком питания.
2. Гелий-неоновый лазер для юстировки и измерений.

3. Модулятор излучения (обтюратор).
4. Фотодиоды.
5. Поляроид.
6. Зеркала.
7. Компьютер.

Результаты измерений

Обсуждение результатов и выводы