

Ярославский государственный педагогический
университет им. К. Д. Ушинского

Лабораторная работа № 8
Определение коэффициента
усиления активной среды
He-Ne лазера

Ярославль
2005

Оглавление

1.	Краткая теория	3
1.1.	Индуцированное (вынужденное) излучение	4
1.2.	Усиление электромагнитного излучения активной средой.	6
1.3.	Принцип действия лазера	8
1.4.	Устройство гелий - неоновго лазера	10
1.5.	Излучение лазера	11
2.	Экспериментальная установка	13
3.	Метод измерения коэффициента усиления	14
4.	Порядок включения лазера и усилителя	16
5.	Порядок выполнения работы	16
	ЗАДАНИЕ 1.	16
	ЗАДАНИЕ 2.	17
	ЗАДАНИЕ 3.	18
	ЗАДАНИЕ 4.	19
6.	Контрольные вопросы	19
7.	Значения коэффициентов Стьюдента t	20

Лабораторная работа № 8

Определение коэффициента усиления активной среды He-Ne лазера

Цель работы: изучение принципа работы гелий-неонового лазера; определение коэффициента усиления его активного элемента; изучение формы основных мод оптического резонатора лазера; исследование поляризации его излучения.

Приборы и устройства: лазер ЛГН-105, лазер без резонатора, два германиевых фотоэлемента, цифровой амперметр, делительная пластинка, поляроид.

Литература:

1. Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976, стр. 769 - 811.
2. Королев Ф.А. Теоретическая оптика. М., 1966, стр. 439-452.
3. Страховский Г.М. Успенский А.В. Основы квантовой электроники. М., 1979, стр. 7-19, 103-109, 238-245.
4. Матвеев А.Н. Квантовая механика и строение атома. М., 1965.

1. Краткая теория

Настоящая лабораторная работа посвящена изучению и принципа действия и основных элементов конструкции широко используемого на практике гелий-неонового лазера.

Как и в случае работы любого генератора незатухающих колебаний для реализации оптического квантового генератора (ОКГ) первоначально необходимо найти возможность, которая позволила бы каким-либо способом осуществить режим усиления света. Затем, используя положительную обратную связь, можно осуществить автоколебательный режим, то есть получить генерацию света.

Впервые на такую возможность было указано в 1940 г. В.А. Фабрикантом, который предложил для усиления света использовать открытое в 1917 г. А.Эйнштейном явление вынужденного излучения.

1.1. Индуцированное (вынужденное) излучение

Для понимания сущности этого явления необходимо рассмотреть элементарные акты взаимодействия электромагнитного излучения с атомной системой. Предположим для простоты, что рассматриваемая нами квантовая система обладает лишь двумя энергетическими уровнями: верхним E_2 и нижним E_1 (рис. 1.1). Рассматривая вопрос об излучении энергии абсолютно черным телом, А.Эйнштейн установил, что квантовые переходы атомной системы связаны с тремя процессами: поглощением энергии системой (рис. 1.1а), спонтанным излучением $\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$ (рис. 1.1б) и вынужденным излучением $\tau \gg 10^{-8} \text{ с}$ (рис. 1.1в). Суть процесса индуцированного (вынужденного) излучения заключается в следующем. Внешнее поле обуславливает не только поглощение энергии, но может вызвать и обратный процесс, а именно переход возбужденного атома в основное состояние с излучением кванта энергии. Этот процесс возможен только в средах, атомы которой имеют метастабильные уровни. Время жизни на этих уровнях велико по сравнению с обычным временем жизни возбужденных уровней ($\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$). Причем процесс при равенстве частоты внешнего поля частоте перехода, будет происходить тем вероятнее, чем ближе фаза внешнего поля к фазе излучаемой энергии. Индуцированное излучение является монохроматическим (или близким к нему). При этом

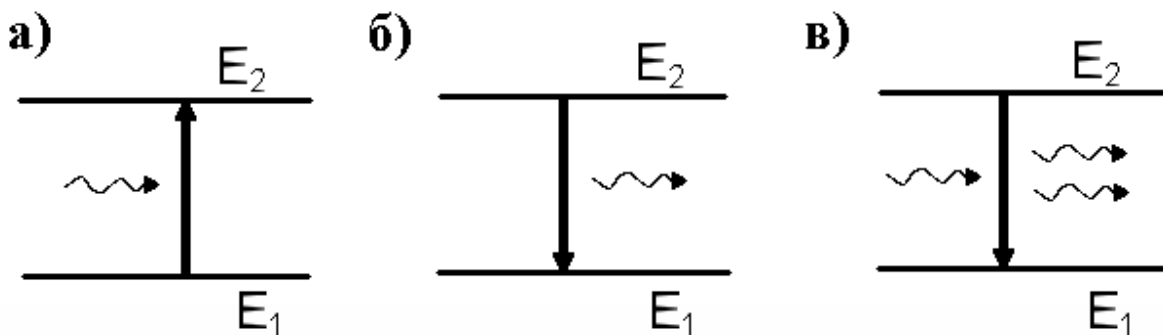


Рис. 1.1

с увеличением интенсивности поля монохроматичность вынужденного излучения возрастает. Индуцированное излучение совпадает с вызвавшим его излучением не только по частоте, но и по фазе, т.е. оно является когерентным (точнее, обладает высокой степенью когерентности).

А.Эйнштейн ввел понятие об индуцированном излучении при выводе формулы Планка для плотности излучения абсолютно черного тела. Для этого Эйнштейн ввел три коэффициента, характеризующих вероятность осуществления в единицу времени указанных выше процессов, а

именно: вероятность спонтанного перехода A_{21} , вероятность поглощения $B_{21}\rho(\nu)$ и вероятность вынужденного излучения $B_{12}\rho(\nu)$. Две последние величины связаны с наличием внешнего поля, на что указывает множитель $\rho(\nu)$, представляющий собой плотность энергии излучения на частоте ν в единичном интервале частот. Здесь $\nu = (E_2 - E_1)/h$ — частота перехода для рассматриваемой двухуровневой системы. Средние числа переходов в единицу времени соответственно равны $A_{21}N_2$, $B_{21}N_2\rho(\nu)$ и $B_{12}N_1\rho(\nu)$, где N_2 и N_1 — число частиц на верхнем и нижнем уровнях.

Учитывая условия равновесия теплового излучения, то есть условие равенства переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ в единицу времени, можно записать:

$$B_{12}N_1\rho(\nu) = A_{21}N_2 + B_{21}N_2\rho(\nu)$$

или

$$\rho(\nu)(B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = A_{21}N_2.$$

Принимая во внимание распределение частиц по уровням энергии по закону Больцмана:

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right),$$

находим

$$\rho(\nu) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}.$$

Сравнивая это выражение с формулой Планка для плотности энергии черного излучения:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1},$$

приходим к следующим соотношениям между коэффициентами Эйнштейна

$$B_{12} = B_{21}, \quad A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{21}.$$

Причем коэффициент A_{21} есть величина обратная среднему времени жизни атома в возбужденном состоянии.

1.2. Усиление электромагнитного излучения активной средой. Создание инверсной заселенности.

Если световая волна проходит через вещество, она чаще всего частично поглощается веществом и ее интенсивность уменьшается. Но если волна проходит через вещество в атомах которого существуют инверсная заселенность метастабильных уровней (активное вещество) она усиливается.

Рассмотрим прохождение плоской монохроматической волны интенсивностью $J_{o\nu}$ через единичный объем исследуемого вещества сечением S . Первоначальная энергия волны была $W_o = J_{o\nu}S$. После прохождения слоя $dx = cdt$ произойдет

$$dN_1 = B_{12}N_1\rho(\nu)dt = \frac{1}{c}B_{12}N_1\rho(\nu)dx$$

актов поглощения фотонов, что приведет к уменьшению энергии на величину

$$dW_1 = h\nu dN_1 = \frac{h\nu}{c}B_{12}N_1\rho(\nu)dx.$$

Так как $dW_1 = SdJ_{1\nu}$, то заменяя $\rho(\nu) = \frac{J_{o\nu}}{c}$, получим уменьшение спектральной плотности интенсивности

$$dJ_{1\nu} = \frac{h\nu}{c^2S}B_{12}N_1J_{o\nu}dx.$$

Пренебрегая долей спонтанного излучения по сравнению с вынужденным (т.е. считая $A_{21} \ll B_{21}\rho(\nu)$), аналогично для индуцированного излучения получим увеличение спектральной плотности интенсивности.

$$dJ_{2\nu} = \frac{h\nu}{c^2S}B_{21}N_2J_{o\nu}dx$$

Так как $B_{21} = B_{12}$, получим общее изменение плотности излучения

$$dJ_\nu = dJ_{2\nu} - dJ_{1\nu} = \frac{h\nu}{c^2S}B_{12}(N_2 - N_1)J_{o\nu}dx$$

или

$$dJ_\nu = \alpha(\nu)J_{o\nu}dx,$$

где

$$\alpha(\nu) = \frac{h\nu}{c^2S}B_{12}(N_2 - N_1).$$

Интегрируя, получим:

$$J_\nu = J_{o\nu} \exp(\alpha(\nu)x).$$

Для монохроматической волны частоты ν_o

$$J = J_o \exp(\alpha(\nu_o)x).$$

Если $N_2 < N_1$, $\alpha(\nu) < 0$, получаем закон поглощения света Бугера:

$$J = J_o \exp(-|\alpha(\nu_o)|x).$$

Если $N_2 > N_1$, $\alpha(\nu) > 0$ — так называемое отрицательное поглощение. В этом случае среда усиливает свет. Для того, чтобы осуществить усиление света, необходимо создать инверсную населенность, т.е. такое состояние среды, при котором $N_2 > N_1$.

Двухуровневую систему невозможно использовать для практического создания инверсной заселенности, так как в ней можно добиться только состояния, когда $N_2 = N_1$ (т. е. такая система всегда будет равновесной).

Рассмотрим создание инверсной заселенности в трехуровневой системе, один из уровней которой является метастабильным ($\tau \sim 10^{-3} \text{ с}$) — этот метод был предложен Н.Г.Басовым, А.М.Прохоровым и Ч.Таунсом (рис.1.2). Сначала производится накачка системы: она облучается квантами, равными разности энергий на третьем и первом уровнях $h\nu_{31} = W_3 - W_1$. При поглощении этих квантов электроны в атомах системы переходят с первого уровня на третий, где время жизни $\tau_3 \sim 10^{-8} \text{ с}$, затем спонтанно переходят на второй уровень, который является метастабильным.

Тем самым создается инверсная заселенность: электронов на втором уровне больше, чем на первом. Теперь при попадании на систему кванта, равного $h\nu_{21} = W_2 - W_1$, он вызовет индуцированный переход между вторым и первым уровнями и произойдет усиление падающего на систему излучения. Примерно таким образом происходит создание инверсной заселенности в рубиновом лазере, в котором активной средой является рубин с вкраплением атомов хрома. При этом накачка производится облучением рубинового стержня ксеноновой лампой.

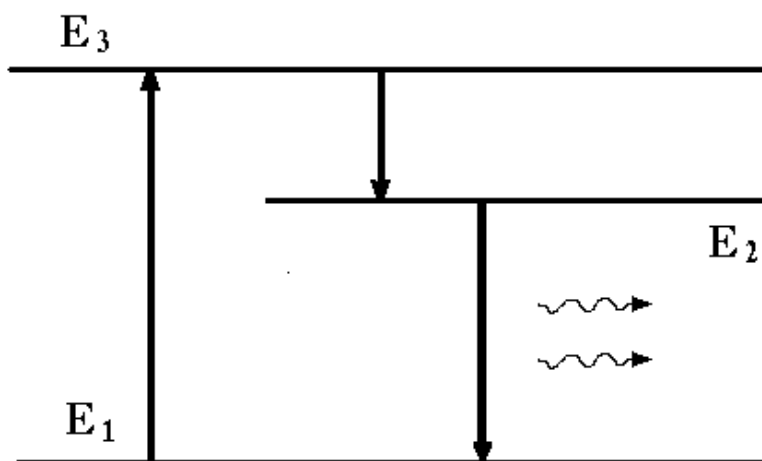


Рис. 1.2. Трехуровневая система

1.3. Принцип действия лазера

Для создания оптического квантового генератора (ОКГ) или лазера необходимо выполнение трех условий.

1. Наличие вещества, в атомах которого есть метастабильные уровни ($\tau > 10^{-8}$ с);
2. Создание инверсной заселенности метастабильных уровней — накачка. Эти два условия достаточны для работы квантового усилителя (ОКУ). Для работы любого генератора необходимо еще третье условие:
3. Создание положительной обратной связи.

Обратная связь в оптическом квантовом генераторе осуществляется при помощи открытого оптического резонатора, представляющего собой систему зеркал. В твердотельных лазерах это посеребренные торцы активного элемента. В газовом лазере трубка помещается между зеркалами. Это могут быть два плоско-параллельных зеркала (интерферометр Фабри-Перо). Для настройки (юстировки) лазера удобнее чтобы одно из зеркал было сферическим или использовать систему двух сферических конфокальных зеркал.

В оптическом, как и в любом другом резонаторе, условия стационарного состояния выполняются только для тех волн, для которых на оптическом пути внутри резонатора укладывается целое число полуволн. Указанное условие выполняется не только для осевого пучка, но и для ряда

приосевых пучков, которые дают в плоскости перпендикулярной оси пучка, сложное распределение амплитуд, зависящее от направления распространения и соответственно от дифракционных потерь. Такие колебания получили название поперечных мод резонатора.

Условия резонанса для каждого выбранного направления могут выполняться для ряда частот, удовлетворяющих следующему условию:

$$\nu_n = \frac{nc}{2\ell_p},$$

где n — число полуволн, укладывающихся на пути ℓ_p .

Таким образом внутри одной поперечной моды может существовать ряд колебаний, которые получили название **продольных мод**. В вакууме отличие частот между соседними продольными модами:

$$\Delta\nu_p = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2\ell_p}.$$

Если пространство между зеркалами заполнено средой, то:

$$\Delta\nu_p = \frac{\nu_{gp}}{2\ell_p},$$

где ν_{gp} — групповая скорость в данной среде.

В любом оптическом резонаторе, в особенности состоящем из плоских зеркал или плоского и сферического, поперечные моды по мере отклонения от оси резонатора испытывают все возрастающие потери за счет дифракции. Вследствие этого условия генерации возникают только для приосевых мод, что обеспечивает высокую направленность лазерного луча.

Путем настройки и с помощью специальных диафрагм можно получить генерацию на одной основной моде — одномодовый режим. В этом случае распределение амплитуд поля в поперечном сечении меняется по закону Гаусса (гауссовский пучок).

В ряде случаев путем внесения в резонатор селективных фильтров удается получить генерацию только одной продольной моды. Такой режим работы лазера называется одночастотным. В этом случае реализуется максимальная монохроматичность излучения лазера.

Одним из основных источников потерь мощности при работе газового лазера является неидеальная отражающая способность зеркал резонатора.

1.4. Устройство гелий - неонового лазера

1. Активная среда. В гелий-неоновом лазере рабочим веществом (активной средой) является смесь гелия и неона. Схема энергетических уровней этой смеси приведена на рис.1.3.

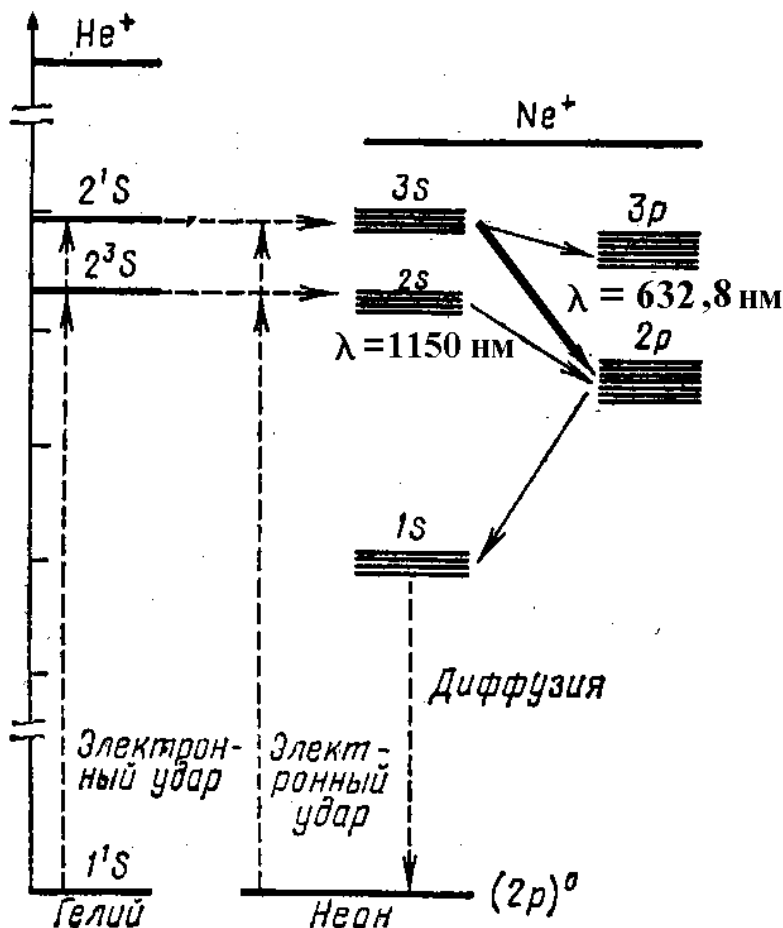


Рис. 1.3. Диаграмма энергетических уровней гелия и неона

2. Создание инверсной заселенности. Для возбуждения активной среды (накачки) используется высоковольтный выпрямитель с выходным напряжением в несколько тысяч вольт. Электрическое поле в газовой смеси создается с помощью специальных электродов. Между катодом и анодом на трубку накладывается напряжение в несколько кВ. Разрядный ток в ней равен нескольким миллиамперам. В смеси гелия с неоном основным рабочим веществом являются атомы Ne. В газовом разряде часть атомов Ne переходит с основного уровня на долгоживущие возбужденные уровни 2s и 3s, которые состоят из нескольких подуровней. Инверсная заселенность создается большей заселенностью уровней 2s и 3s по сравнению с короткоживущим уровнем 2p. Однако в чистом неоне созданию ин-

версной заселенности мешает метастабильный уровень $1s$. Эта трудность устраняется введением в Ne примеси He , у которого энергии двух возбужденных долгоживущих уровней 2^1s и 2^3s почти совпадают с уровнями $2s$ и $3s$ неона. Атомы He при газовом разряде возбуждаются в результате столкновений с электронами газоразрядной плазмы. При неупругих соударениях возбужденных атомов He с невозбужденными атомами Ne возможна резонансная передача возбуждения, в результате которого атомы Ne оказываются в возбужденных состояниях $2s$ и $3s$, а атомы — в основном. Таким образом, He в гелий-неоновом лазере служит резервуаром возбуждения, резонансным образом передаваемых от He к Ne . Если правильно подобрать давление Ne и He в смеси (давление $Ne = 0,1$ мм рт. ст., давление $He = 1$ мм рт. зст.), то можно добиться заселенности уровней $2s$ и $3s$ атомов Ne значительно превышающей населенность этих уровней в чистом Ne .

3. Обратная связь. Оптическая обратная связь в $He - Ne$ лазере осуществляется при помощи одного плоского и одного сферического или двух конфокальных сферических зеркал с большой отражательной способностью: заднее зеркало имеет коэффициент отражения 99,8%, переднее — 97-98%. Для увеличения коэффициента отражения зеркала резонатора делают с многослойным диэлектрическим покрытием (более десятка слоев сульфида цинка, фтористого магния или других веществ).

1.5. Излучение лазера

Когда заселенность метастабильных уровней (уровни $2s$ и $3s$ в $He - Ne$ лазере) становится достаточной, возникает индуцированное когерентное излучение. Уровень $2p$ состоит из 10 подуровней, кроме того имеется еще уровень $3p$. Так что имеются возможности различных переходов. Наиболее интенсивное излучение дают переходы $3s \rightarrow 2p$ в видимой части спектра с длиной волны 632,8 нм (красный луч лазера) и $2s \rightarrow 2p$ в инфракрасной части — 1150 нм. Кроме того еще возбуждаются довольно интенсивная линия при переходе $3s \rightarrow 3p - 3390$ нм. Переход $2p \rightarrow 1s$ происходит спонтанно (розовое свечение трубки). А затем опустошение уровня $1s$ происходит за счет соударения атомов Ne со стенками газоразрядной трубки. Для большей эффективности этого процесса диаметр трубки делают небольшим — несколько мм.

Другим источником потерь является отражение на границах активного элемента (в газовом лазере — выходные окна трубки). Для того чтобы

уменьшить эти потери выходные окна трубки располагаются под углом Брюстера к оптической оси (рис. 1.4). Такая конструкция обеспечивает селективное усиление мод, поляризованных лишь в плоскости луча. Как известно, при угле Брюстера поляризованные в плоскости падения лучи полностью без отражения проходят через границу раздела двух сред, в данном случае через скошенные торцы трубки. Длины газоразрядной трубки гелий-неонового лазера у разных его конструкций может быть от 15 – 20 см до 1 – 2 м. От длины трубки зависит коэффициент усиления активного элемента, а следовательно и мощность генерируемого излучения, а также направленность лазерного луча. Расходимость луча определяется соотношением:

$$\Theta \sim \left(\frac{\lambda}{\ell} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где λ – длина волны, ℓ – длина трубки.

Реально получена расходимость 1-2 минуты.



Рис. 1.4. Сечение газоразрядной трубки типичного газового лазера.

1 – сечение торцовых пластинок, наклоненных к оси трубки (оси резонатора лазера) под углом Брюстера;
2 – стенки трубок; 3 – электроды

Кроме очень высокой степени направленности (малой расходимости) $He - Ne$ лазер обеспечивает и очень высокую стабильность частоты генерации. Ширина спектральной линии $\Delta\nu$ атома Ne определяет область частот, в которой может иметь место генерация света при инверсной заселенности. Из этой относительно широкой спектральной линии оптический резонатор вырезает гораздо более узкие линии, соответствующие собственным частотам резонатора (рис.1.5). Если усиление в Ne достаточно велико, то генерация может возникнуть на большом числе собственных частот резонатора, для которых усиление превышает потери света в газе и зеркалах (рассеяние и поглощение). Так как линии генерации в основном определяются собственными частотами оптического резонато-

ра, стабильность частоты газового лазера определяется главным образом неподвижностью зеркал резонатора.

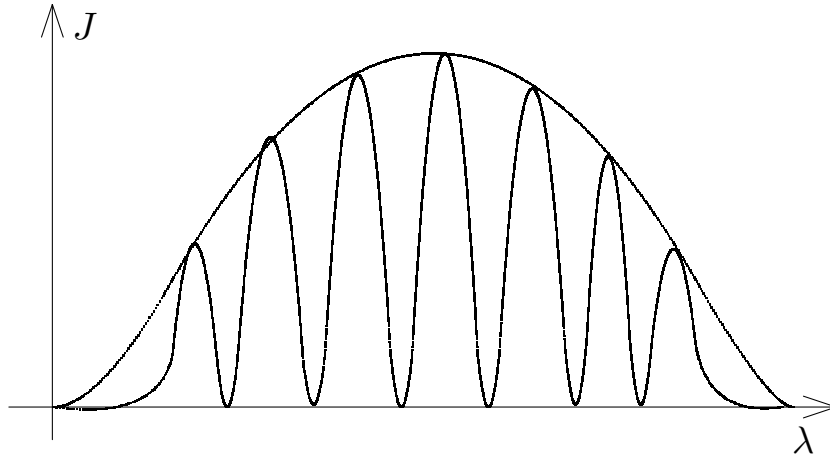


Рис. 1.5

При работе $He - Ne$ лазера в видимой области спектра (632,8 нм) для исключения излучения в инфракрасном диапазоне подбирается специальный коэффициент отражения зеркал или торцевые окошки трубки изготавливаются из стекла, сильно поглощающего эти линии.

Таким образом лазерное излучение обладает высокой степенью когерентности, монохроматичности, поляризации, малой расходимостью и большой спектральной плотностью мощности.

2. Экспериментальная установка

Активной средой в данной установке является смесь гелия и неона, заключенная в стеклянную трубку специальной конструкции и возбуждаемая электрическим полем. Практически, это лазер, лишенный резонатора, то есть превращенный в квантовый усилитель. На рисунке 2.1 он обозначен L_2 . Источником излучения служит лазер ЛГН-105 (на схеме — L_1).

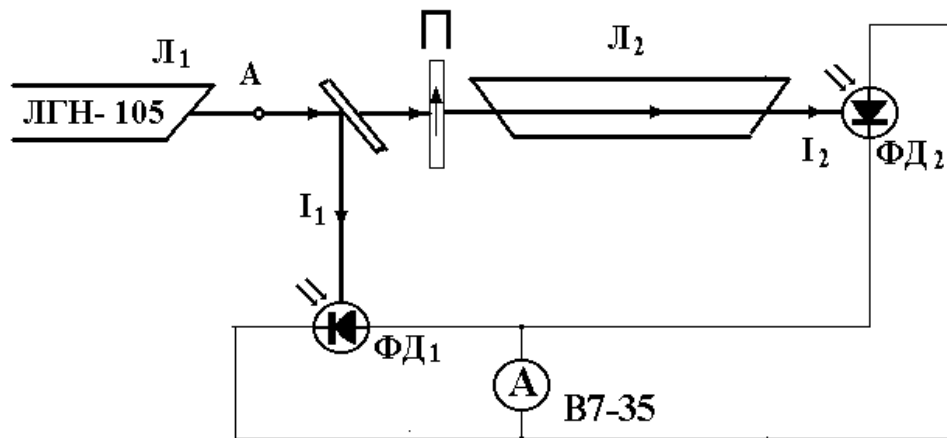


Рис. 2.1

Лазерный луч выходит из L_1 и попадает на делительную пластинку. Отраженный луч I_1 попадает на фотодиод $\Phi Д_1$. Прошедший через делительную пластинку луч I_2 , попадает на поляроид. Так как луч лазера ЛГН-105 линейно поляризован, то вращением поляроида можно менять интенсивность луча I_2 . Это нужно для балансировки схемы. Пройдя через поляроид I_2 проходит внутри трубки с активной средой и попадает на фотодиод $\Phi Д_2$, который помещен внутри корпуса квантового усилителя. Фотодиод $\Phi Д_1$, делительная пластинка и поляроид установлены в специальных зажимах и могут сниматься и перемещаться по установочному стержню. Фотодиод $\Phi Д_2$ установлен на шарнире спецмальной конструкции и может перемещаться в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Клеммы $\Phi Д_1$ находятся на пульте управления L_2 .

3. Метод измерения коэффициента усиления

Коэффициент усиления активной среды показывает во сколько раз интенсивность проходящего луча I_2 при включенном L_2 , больше, чем интенсивность проходящего луча I_1 при выключенном L_2 (равна интенсивности отраженного луча), т.е.

$$K = \frac{I_2}{I_1}.$$

Потери на входном и выходном окнах не учитываем. (Обычно несколько %.)

Световая волна (луч лазера) на входе и на выходе активного элемента регистрируются в работе при помощи фотодиодов $\Phi Д_1$ и $\Phi Д_2$. Токи в фотодиодах $\Phi Д_1$ и $\Phi Д_2$ можно определить соответственно как $J_1 = S_1 I_1$ и $J_2 = S_2 I_2$, где S_1 и S_2 — коэффициенты светочувствительности фотодиодов. В нашей установке используются одинаковые диоды, поэтому $S_1 = S_2 = S$.

Заменяя интенсивности лучей на фототоки, можно записать

$$K = \frac{J_2}{J_1}.$$

При однократном прохождении световой волны через активный элемент небольшой длины она усиливается незначительно и поэтому J_2 очень немного отличается от J_1 , в то время как по абсолютной величине ток в каждом фотодиоде довольно велик (несколько миллиампер). Чтобы точнее определить разность токов $\Delta J = |J_2 - J_1|$ в данной установке применяется компенсационный метод измерения. Для этого фотодиоды подключаются встречно к цифровому микроамперметру (рис. 2.1). Луч лазера \mathcal{L}_1 делится светоделительной пластиной. Отраженный луч попадает на фотодиод $\Phi Д_2$, а проходящий через поляроид и активную среду на $\Phi Д_1$. $\Phi Д_1$ создает ток J_1 , а $\Phi Д_2$ — J_2 . Если схема будет сбалансирована (ток $J_2 = J_1$) микроамперметр покажет ноль. При малом изменении одного из токов микроамперметр зафиксирует его.

При прохождении луча лазера через активную среду J_2 становится больше J_1 и следовательно

$$K = \frac{J_2}{J_1} > 1,$$

при этом $J_2 = J_1 + |J_2 - J_1|$, следовательно

$$K = \frac{J_1 + |J_2 - J_1|}{J_1},$$

или окончательно

$$K = 1 + \frac{\Delta J}{J_1}.$$

При определении коэффициента K таким образом следует учесть, что на величину ΔJ довольно сильно влияет ток возникающий в фотодиоде

ΦD_2 за счет засветки от светящейся трубки усилителя L_2 . Этот ток следует измерить и учесть в формуле для вычисления коэффициента усиления.

Обозначим ток засветки J_o , тогда окончательно рабочая формула примет вид

$$K = 1 + \frac{\Delta J - J_o}{J_1}. \quad (3.1)$$

Таким образом, в рабочую формулу для определения коэффициента усиления вошли только измеряемые на практике величины.

4. Порядок включения лазера и усилителя

1. Воткнуть штепсельную вилку в розетку.
2. Включить лазер ЛГН-105 тумблером (выключателем) "сеть" на блоке питания лазера.
3. Через 10 сек. Включить тумблер (выключатель) "Высокое".
4. Нажать кнопку "Поджиг".
5. Вращением ручек "Грубо" и "Плавно" установить максимальную мощность излучения L_1 . На усилитель L_2 выставить ток разряда 22 мА.

5. Порядок выполнения работы

ЗАДАНИЕ 1. Подготовка установки к работе.

1. Включить лазер ЛГН-105 тумблером (выключателем) "сеть" на блоке питания лазера. Установить ток разряда с помощью ручки на блоке питания лазера ЛГН-105 около 5 мА.

ЛАЗЕР НЕ ВЫКЛЮЧАЕТСЯ ДО КОНЦА ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.

2. Собрать схему лабораторной установки (рис. 2.1).

УБЕДИТЬСЯ, ЧТО КВАНТОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ОБЕСТОЧЕН, снять крышку с корпуса квантового усилителя за-
крепить фотодиод $\Phi Д_1$, делительную

пластинку и поляроид на установочном стержне.

При правильной юстировке оптической схемы часть луча лазера $Л_1$ должна отражаться от светоделительной стеклянной пластинки и попадать на фотодиод $\Phi Д_1$, а вторая часть луча должна проходить через поляроид, затем через разрядную трубку квантового усилителя $Л_2$ и попадать на фотодиод $\Phi Д_2$.

Для сборки электрической схемы необходимо соединить клеммы от фотоприемника $\Phi Д_2$ к клеммам фотоприемника $\Phi Д_1$ так, чтобы "+" одного фотоэлемента был соединен с "+" другого. К клеммам фотоприемника $\Phi Д_1$ присоединить выводы от цифрового амперметра. По цифровому амперметру проверить возможность установки нуля на шкале амперметра при вращении поляроида. (Допускается 1-2 в последнем знаке на шкале индикатора).

3. Блок квантового усилителя закрыть сверху металлической крышкой (при этом нельзя сбивать положение фотоприемника $\Phi Д_2$) и включить тумблер "сеть", расположенный на корпусе квантового усилителя. Далее включить тумблер "высокое" и нажать кнопку "поджиг". Выставить на усилителе ток разряда 22 мА вращением ручек "Грубо" и "Плавно" на корпусе квантового усилителя. Выключение усилителя производится только тумблером "высокое".

ЗАДАНИЕ 2. Определение коэффициента усиления активной среды.

Задание рекомендуется выполнять следующим образом.

1. Вращая поляроид, установите одинаковую интенсивность лучей, попадающих на диоды $\Phi Д_1$ и $\Phi Д_2$. При равенстве интенсивностей микроамперметр покажет отсутствие тока. (Допускается 1-2 в последнем знаке на шкале индикатора).
2. При включении квантового усилителя заметим, что через гальванометр пошел ток ΔJ , так как на диод $\Phi Д_2$ стал падать луч I_2 боль-

шей интенсивности, чем падавший до включения квантового усилителя луч I_1 .

3. Для определения тока засветки J_o перекройте луч на выходе из лазера L_1 . Микроамперметр в этом случае покажет ток J_o , так как свет трубки работающего усилителя попадает только на диод ФД₂.
4. Выключив квантовый усилитель L_2 , перекройте один из лучей лазера после делительной пластинки в любой точке, так чтобы луч лазера попадал только на один фотодиод. По микроамперметру определяют ток J_1 . **Все измерения следует произвести не менее 7 раз.**
5. По полученным данным рассчитайте значение K_{cp} по формуле (3.1) и статистическую среднеквадратичную погрешность ΔK . Запишите окончательный результат в виде $K = K_{cp} + \Delta K$.
6. По полученному значению K_{cp} и среднеквадратичной погрешности ΔK вычислите коэффициент Стьюдента по формуле

$$t_{\alpha_n} = \frac{K_{cp} - 1}{\Delta K}. \quad (5.2)$$

По известному коэффициенту Стьюдента и числу опытов n при помощи таблиц распределения Стьюдента оценить надежность проведенного эксперимента α .

Полученное значение α можно интерпретировать как вероятность, с которой данный эксперимент подтверждает явление усиления излучения гелий-неоновой смесью, используемой в опыте.

ЗАДАНИЕ 3. Исследование поляризации лазерного луча.

Выключить квантовый усилитель из сети. Снять делительную пластинку с направляющего стержня. Фотоэлемент ФД₂ отключить от клемм фотоэлемента ФД₁. (Фотоэлемент ФД₁ напрямую соединяется с микроамперметром). Фотоэлемент ФД₁ повернуть так, чтобы луч лазера падал на входное матовое окно фотоэлемента под прямым углом. Перед фотоэлементом устанавливается поляроид. Поворачивая поляроид строят зависимость фототока, создаваемого излучением проходящим через поляроид от угла поворота поляроида $J = f(\varphi)$ в полярных осях координат. Зависимость рекомендуется снимать через 10-15 градусов. Графически сравните полученный результат с теоретической кривой $J = J_o \cos^2 \varphi$.

ЗАДАНИЕ 4. Изучение формы поперечных мод лазерного излучения.

Расширить лазерный луч линзой и пронаблюдать на экране картину получившихся поперечных мод. Картину зарисовать.

6. Контрольные вопросы

1. Что такое спонтанное и вынужденное излучение? В чем их отличие?
2. Каков физический смысл коэффициентов Эйнштейна? Какова связь между ними?
3. Что такое инверсная заселенность? Методы ее реализации.
4. Принципы работы лазера.
5. В чем отличие ОКГ и ОКУ?
6. Каким образом осуществляется инверсная заселенность в $He - Ne$ лазере? Какова роль He в этом процессе?
7. На каких спектральных линиях может осуществляться генерация в $He - Ne$ лазере? И как ее практически осуществить?
8. Роль обратной связи и метод ее осуществления в ОКГ.
9. Роль резонатора в формировании геометрии выходного пучка и его спектрального состава?
10. Свойства лазерного излучения.
11. Какие преимущества дает в измерении коэффициента усиления компенсационный метод?
12. Чем определяется состояние поляризации лазерного луча?

7. Значения коэффициентов Стьюдента t для различных значений надежности α и числа измерений n

$n \backslash \alpha$	0,5	0,6	0,683	0,8	0,9	0,95
5	0,74	0,94	1,14	1,53	2,13	2,77
6	0,73	0,92	1,11	1,48	2,02	2,57
7	0,72	0,91	1,09	1,44	1,94	2,45
8	0,71	0,90	1,08	1,42	1,90	2,36
9	0,71	0,89	1,07	1,40	1,86	2,31
10	0,70	0,88	1,06	1,38	1,83	2,26
11	0,70	0,88	1,05	1,37	1,81	2,23
12	0,70	0,88	1,05	1,36	1,80	2,20
13	0,69	0,87	1,04	1,36	1,78	2,18
14	0,69	0,87	1,04	1,35	1,77	2,16
15	0,69	0,87	1,04	1,35	1,76	2,14
∞	0,67	0,84	1,00	1,28	1,65	1,96

$n \backslash \alpha$	0,98	0,99	0,995	0,997	0,998	0,999
5	3,75	4,60	5,60	6,49	7,17	8,61
6	3,36	4,03	4,77	5,40	5,89	6,86
7	3,14	3,71	4,32	4,82	5,21	5,96
8	3,00	3,50	4,03	4,46	4,79	5,40
9	2,90	3,36	3,83	4,21	4,50	5,04
10	2,82	3,25	3,69	4,03	4,30	4,78
11	2,76	3,17	3,58	3,90	4,14	4,59
12	2,72	3,11	3,50	3,79	4,02	4,49
13	2,68	3,06	3,43	3,71	3,93	4,32
14	2,65	3,01	3,37	3,65	3,85	4,22
15	2,62	2,98	3,33	3,59	3,79	4,14
∞	2,33	2,58	2,81	3,00	3,09	3,29