

В. Ф. Климкин, Н. В. Фатеев

Гелий-неоновый лазер и усиление электромагнитного излучения

Оборудование: He-Ne лазер ЛГ-126; усилительная газоразрядная трубка; стеклянные ослабляющие пластины; кювета с водой; механический прерыватель интенсивности лазерного излучения; кремниевый фотодиод; пироэлектрический детектор МГ-30; осциллограф; цифровой вольтметр.

Цель работы: – изучение физических принципов оптических квантовых генераторов; знакомство с устройством и принципом действия гелий-неонового лазера; исследование усиления электромагнитного излучения при прохождении через активную среду; экспериментальное определение коэффициентов усиления излучения с длинами волн $\lambda = 3,39$ мкм, $\lambda = 1,15$ мкм и $\lambda = 0,63$ мкм.

Введение

В 1954 г. Н. Г. Басовым¹ и А. М. Прохоровым² в Физическом институте АН СССР им. П. Н. Лебедева (Москва) и Ч. Х. Таунсом³ с сотрудниками в Колумбийском университете (США) были разработаны теоретические основы квантовых генераторов, и был создан первый молекулярный квантовый генератор электромагнитного излучения на пучке молекул аммиака с длиной волны $\lambda \sim 1$ см (молекулярный генератор СВЧ-диапазона или *мазер*). Этот год можно считать годом рождения *квантовой электроники*. Несколько позже, в 1957 г., Н. Бломберген⁴ показана возможность создания квантовых усилителей (генераторов) в радиодиапазоне на твердом теле (кристалл рубина – оксид алюминия с небольшой примесью парамагнитных ионов хрома). Примерно в это же время появились и первые идеи создания квантовых генераторов электромагнитного излучения в оптическом диапазоне (А. Л. Шавлов⁵, Ч. Х. Таунс, 1958 г.). В 1960 г. в США

¹ Басов Николай Георгиевич (1922–2001), советский (российский) физик, один из основателей квантовой электроники, академик АН СССР (1966), дважды Герой Соц. Труда (1969, 1982). Создал (совместно с А. М. Прохоровым) первый квантовый генератор – мазер. Лен. пр. (1959), Гос. премия СССР (1989), Ноб. премия (1964, совм. с А. М. Прохоровым и Ч. Таунсом).

² Прохоров Александр Михайлович (1916–2002), советский (российский) физик, один из основателей квантовой электроники, академик АН СССР (1966), дважды Герой Соц. Труда (1969, 1986). Создал (совместно с Н. Г. Басовым) первый квантовый генератор – мазер. Лен. пр. (1959), Гос. премия СССР (1980), Ноб. премия (1964, совм. с Н. Г. Басовым и Ч. Таунсом).

³ Таунс (Townes) Чарлз Хард (1915), американский физик, один из основателей квантовой электроники, лауреат Нобелевской премии по физике (1964).

⁴ Бломберген Николас (Nicolaas Bloembergen, 1920), американский физик. Труды по ядерному магнитному и электронному парамагнитному резонансу, нелинейной оптике, квантовой электронике. Нобелевская премия по физике за вклад в развитие лазерной спектроскопии (1981).

⁵ Шавлов Артур Леонард (Arthur Leonard Schawlow, 1921–1999), американский физик. Артур Шавлов и Чарлз Таунс первыми запатентовали лазер. Нобелевская премия по физике за вклад в развитие лазерной спектроскопии (совместно с Николасом Бломбергенем, 1981).

Т. Мейманом⁶ был разработан первый оптический квантовый генератор (*лазер*) на кристалле рубина, дающий излучение в видимой области спектра. Первый газовый лазер (на смеси гелия и неона) был создан в 1961 г. в США А. Джаваном⁷ с сотрудниками. В 1962–1963 гг. в США и СССР были разработаны первые полупроводниковые лазеры. В настоящее время создано большое число различных типов оптических квантовых генераторов (ОКГ), работающих на различных длинах волн.

Высокая мощность, временная и пространственная когерентность, направленность излучения способствовали широкому применению лазеров. Появление лазеров способствовало также бурному развитию голографии. Создание мощных лазеров привело к обнаружению новых физических явлений, лежащих в основе нелинейной оптики.

За фундаментальные исследования в области квантовой электроники, приведшие к созданию квантовых генераторов и усилителей нового типа, Басову и Прохорову совместно с Таунсом в 1964 г. была присуждена Нобелевская премия по физике.

Физические принципы оптических квантовых генераторов

Термин «лазер» составлен из первых букв английского выражения *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, которое переводится как усиление света с помощью вынужденного излучения. Следует отметить, что явление вынужденного или индуцированного излучения атомов под воздействием света было введено в рассмотрение А. Эйнштейном еще в 1917 г. при создании элементарной квантовой теории, приводящей к правильной формуле излучения абсолютно черного тела. Идея возможности использования вынужденного излучения для усиления света была высказана в 1939–1940 гг. В. А. Фабрикантом⁸ (Московский энергетический институт). Понятие положительной обратной связи проникло в оптические устройства после создания радиочастотных квантовых устройств. Однако трудности осуществления избыточной населенности верхнего атомного уровня по сравнению с нижним уровнем явились главной причиной позднего создания лазеров. Рассмотрим более детально физические принципы, лежащие в основе работы оптических квантовых генераторов.

Излучение и поглощение электромагнитной энергии атомом

Среда газоразрядного лазера представляет собой макроскопическую систему из слабовзаимодействующих микрочастиц (например, атомов, молекул). Каждая микрочастица имеет определенный набор дискретных уровней энергии E_n . В состоянии статистического равновесия в

⁶ Мейман Теодор Х. (Theodore Maiman, 1927–2007), американский физик, создал первый в мире лазер на твердом теле, работающий в оптическом диапазоне. Запатентовал многие типы лазеров, мазеров, лазерных дисплеев, приборов оптического сканирования. Теодор Мейман удостоен многих престижных премий и наград.

⁷ Джаван Али (1926), американский физик, признанный светила в области лазеров и квантовой электроники, автор многочисленных исследований в области теле- и радиосвязи. Изобретатель первого газового (гелий-неоновый) лазера. Получил всемирную премию им. А. Эйнштейна за вклад в мировую науку. Али Джаван занимает двенадцатую строчку в «Списке ста ныне живущих гениев».

⁸ Фабрикант Валентин Александрович (1907–1991), советский физик, действительный член АПН СССР (1968). Работы по физике газового разряда, физической оптике, физической электроники, Госпремия СССР (1951). Сформулировал (совместно с М. М. Вудынским и Ф. А. Бутаевой) принцип усиления электромагнитного излучения при прохождении сред с инверсной населенностью. Золотая медаль С. И. Вавилова (1965).

среде возникает некоторое распределение частиц по энергетическим уровням. Число частиц в единице объема N_n , находящихся на уровне E_n , называется *населенностью* данного уровня. В условиях теплового равновесия распределение атомов по стационарным состояниям подчиняется закону Больцмана:

$$N_n = C g_n N \exp(-E_n / kT),$$

где N – общее число частиц в единице объема; g_n – статистический вес, показывающий, сколько независимых состояний имеют одну и ту же энергию E_n (степень вырождения); C – нормировочная постоянная; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура среды.

Из распределения Больцмана следует, что в основном состоянии находится наибольшее число атомов, а населенности возбужденных состояний с ростом энергии возбуждения уменьшаются. Для отношения населенностей двух уровней E_1 и E_2 имеем

$$N_2/N_1 = (g_2/g_1) \exp(-(E_2 - E_1)/kT). \quad (1)$$

При разности энергий 2,5 эВ (соответствует энергии фотона видимого света) и комнатных температурах ($kT = 0,025$ эВ) отношение населенности верхнего уровня к населенности нижнего уровня равно e^{-100} .

Атом изменяет свое энергетическое состояние, поглощая или испуская квант энергии. Квант энергии может быть излучен в виде фотона или выделен в виде тепловой энергии в окружающую среду. В первом случае переход называют *излучательным*, а во втором – *безызлучательным*. Частота излучения при переходе атома с уровня энергии E_2 на уровень энергии E_1 определяется выражением

$$\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar,$$

где $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг · с – постоянная Планка.

Излучение квантов энергии связано с двумя процессами. Первый – самопроизвольные переходы атомов с верхних возбужденных состояний на нижние состояния без участия каких-либо внешних факторов. Излучение, возникающее в результате самопроизвольных переходов, называют *спонтанным*. Спонтанное излучение не когерентно, так как различные атомы излучают независимо друг от друга. Второй процесс – переходы с излучением энергии под воздействием внешнего электромагнитного поля, частота которого совпадает с частотой перехода атома ω_{21} . Такое излучение называют *вынужденным*, или *индуцированным*. Индуцированное излучение имеет ту же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию, что и излучение, вызывающее переход. Таким образом, при вынужденном испускании атом отдает энергию электромагнитной волне. Под влиянием падающего на атом излучения могут происходить и переходы в верхние возбужденные состояния, приводящие к поглощению электромагнитной энергии.

На рис. 1 показаны три типа квантовых переходов между уровнями энергии E_1 и E_2 с населенностями N_1 и N_2 , соответственно. Коэффициенты A_{21} и B_{21} характеризуют вероятность спонтанного и индуцированного переходов, коэффициент B_{12} – вероятность перехода с поглощением энергии. Величины A_{21} , B_{21} , B_{12} носят название *коэффициентов Эйнштейна*.

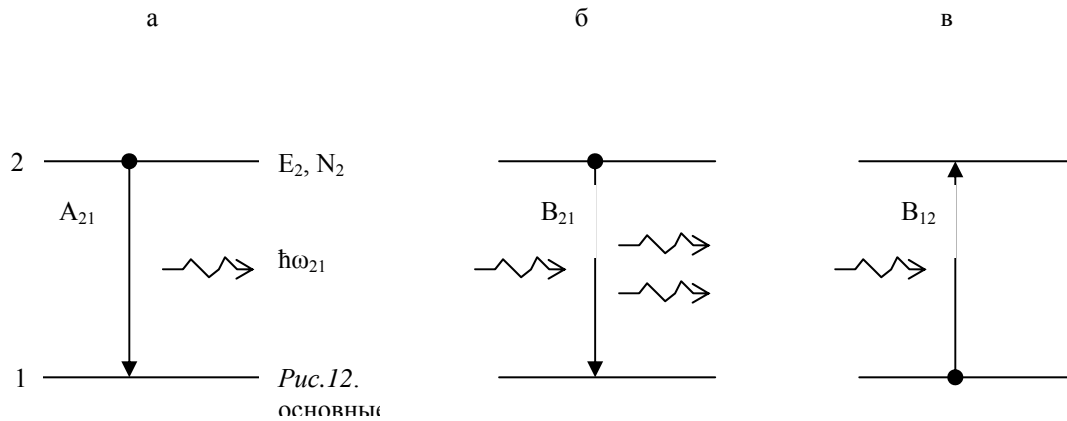


Рис. 1. Квантовые переходы в двухуровневой системе атомов: *a* – спонтанный переход; *б* – вынужденный переход с излучением; *в* – вынужденный переход с поглощением; A_{21} , B_{21} , B_{12} – коэффициенты Эйнштейна

Исходя из условия статистического равновесия между процессами испускания и поглощения, можно получить соотношения, устанавливающие связь между коэффициентами Эйнштейна [1; 2]:

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21}, \quad A_{21} = \frac{\hbar \omega_{21}^3}{\pi^3 c^3} B_{21}. \quad (2)$$

Здесь c – скорость распространения света. Коэффициент Эйнштейна A_{21} имеет размерность s^{-1} , B_{21} и B_{12} – $cm^3 / (erg \cdot s)$.

Взаимодействие атома с резонансным излучением. Инверсная населенность

Рассмотрим процесс обмена энергией между электромагнитным полем и атомами среды, обусловленный существованием как индуцированных переходов, так и переходов с поглощением энергии. Оба перехода всегда протекают одновременно и носят резонансный характер, так как возможны лишь при совпадении частоты электромагнитного поля и частоты квантового перехода. С другой стороны, они являются конкурирующими процессами, и если индуцированные переходы будут преобладать над переходами с поглощением энергии, то возможно усиление поля. Предположим, что среда состоит из одинаковых атомов, имеющих только два энергетических уровня E_1 и E_2 (см. рис. 1) (приближение двухуровневой системы). Для уменьшения энергии поля, происходящего в результате поглощения из-за переходов $1 \rightarrow 2$, получим

$$-(d\rho)_{\text{пол}} = \hbar \omega_{21} \rho(\omega) N_1 B_{12} dt,$$

где $\rho(\omega)$ – объемная плотность энергии поля (на частоте $\omega = \omega_{21}$); $\rho(\omega) N_1 B_{12} dt$ – число частиц, которые за время dt перейдут с уровня 1 на уровень 2. Отметим, что $\rho(\omega) B_{12}$ – вероятность этих переходов в единицу времени.

Аналогичным образом можно записать возрастание энергии поля из-за индуцированных переходов $2 \rightarrow 1$:

$$(d\rho)_{\text{изл}} = \hbar \omega_{21} \rho(\omega) N_2 B_{21} dt.$$

Спонтанные переходы $2 \rightarrow 1$ из-за не когерентности спонтанного излучения не увеличивают энергию поля. Полное изменение энергии, с учетом соотношения (2), записывается в виде

$$\frac{d\rho}{dt} = \hbar \omega_{21} \rho(\omega) B_{21} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right). \quad (3)$$

Если $d\rho/dt > 0$, то энергия поля возрастает и среда начинает усиливать электромагнитные колебания с частотой ω_{21} . Это возможно при выполнении условия

$$N_2 > \frac{g_2}{g_1} N_1. \quad (4)$$

В среде, находящейся в тепловом равновесии, невозможно удовлетворить это условие (как видно из выражения (1)). Другими словами, среда в равновесном состоянии всегда поглощает падающее на нее электромагнитное излучение. С помощью некоторого воздействия на атомы можно добиться повышения населенности верхнего уровня и, в принципе, неравенство (4) может быть выполнено. При этом распределение атомов по энергетическим уровням перестает быть больцмановским, т. е. система становится термодинамически неравновесной. Для поддержания неравновесности требуется постоянное присутствие внешнего источника возбуждения. При выключении этого источника среда через некоторое время возвращается в равновесное состояние.

Среда, в которой выполняется условие (4), обладает так называемой *инверсной (обращенной)* населенностью и называется *активной*. Существуют различные методы создания инверсной населенности. Например, облучение среды мощным потоком излучения – *оптическая накачка*. В простой двухуровневой системе (см. рис. 1) с помощью оптической накачки не удастся создать инверсной населенности. Это следует из соотношения (3). При включении накачки среда начинает поглощать излучение, т. е. $d\rho/dt < 0$, и населенность возбужденного уровня N_2 возрастает. Однако с ростом N_2 поглощение уменьшается и при достижении условия $N_2 = (g_2/g_1)N_1$ полностью прекращается, т. е. среда становится прозрачной для данной частоты. Наступает насыщение перехода, не позволяющее добиться выполнения неравенства (4). Но это оказывается возможным для квантовых систем, состоящих из трех и более уровней.

Другим способом создания инверсной населенности является электрический разряд. Он применяется в средах, которые представляют собой смесь газов или чистый газ. При приложении напряжения достаточной величины в среде возникает газовый разряд, приводящий к образованию электронов и ионов. Они ускоряются электрическим полем и приобретают кинетическую энергию. При взаимодействии электронов и ионов с атомами газа и между собой происходит перераспределение энергии. Ускоренный ион теряет значительную часть своей энергии при первом же столкновении с тепловым атомом, так как массы их одинаковы. Поэтому средняя энергия ионов не сильно отличается от тепловой энергии. В то же время упругие соударения электронов с атомами почти не сопровождаются обменом энергией из-за большого различия в массах. В результате средняя энергия электронов может существенно превысить тепловую энергию и достичь порога возбуждения

атомов среды. Таким образом, одним из механизмов возбуждения атомов среды являются неупругие столкновения электронов с атомами в основном состоянии (столкновения первого рода):



В смеси двух газов важную роль играет процесс обмена энергией возбуждения между разными атомами (неупругие столкновения второго рода):



Процесс носит резонансный характер и его сечение имеет резкий максимум, если разность энергий соответствующих возбужденных уровней удовлетворяет условию $\Delta E \leq kT$. В этом случае почти вся энергия возбуждения первого атома с большой величиной сечения, превышающего газокинетическое сечение, переходит в энергию возбуждения второго атома, и лишь малая часть тратится на кинетическую энергию разлетающихся атомов.

Усиление электромагнитных волн при прохождении через активную среду

Пусть в активной среде в направлении оси x распространяется электромагнитное излучение с интенсивностью I . Размерность I – $\text{эрг} / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Плотность энергии $\rho(\omega)$ связана с интенсивностью соотношением $I = \rho(\omega) \cdot c$ (в случае плоского потока). Как следует из соотношения (3), при прохождении волной длины dx в активной среде в результате индуцированных переходов будет выделена энергия

$$d\rho(\omega) = \hbar \omega_{21} \rho(\omega) B_{21} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \frac{dx}{c}.$$

Увеличение интенсивности волны из-за этих процессов

$$dI = \frac{\hbar \omega_{21}}{c} B_{21} I \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) dx.$$

В реальных веществах некоторая часть энергии всегда поглощается и рассеивается посторонними примесями, а также теряется за счет дифракции. Уменьшение интенсивности из-за этих потерь можно записать в виде

$$-(dI) = \beta I dx,$$

где введена постоянная β , характеризующая величину дополнительных потерь на единицу длины (не связанных с вынужденными переходами).

Для полного изменения интенсивности получим

$$dI = \left[\frac{\hbar \omega_{21}}{c} B_{21} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) - \beta \right] I dx. \quad (7)$$

Отсюда следует экспоненциальная зависимость суммарной интенсивности волны от пройденного расстояния в активной среде (называется *законом Бугера*):

$$I = I_0 \cdot \exp[(\alpha_0 - \beta) x], \quad (8)$$

где $\alpha_0 = \frac{\hbar \omega_{21}}{c} B_{21} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right)$ – коэффициент усиления активной среды (на единицу длины).

С учетом соотношений (2) α_0 принимает вид

$$\alpha_0 = \frac{\pi^2 c^2}{\omega_{21}^2} A_{21} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \quad (9)$$

Из выражения (8) видно, что для усиления электромагнитной волны, кроме выполнения условия инверсной населенности $N_2 > (g_2 / g_1) N_1$, должно быть удовлетворено требование

$$\alpha_0 > \beta. \quad (10)$$

Таким образом, инверсная населенность является необходимым, но не достаточным условием для усиления излучения и работы лазера.

При выполнении условия (10) интенсивность волны может непрерывно нарастать. Однако формула (8) справедливо лишь при небольших интенсивностях, когда населенность верхних рабочих уровней сильно не изменяется и величину α_0 можно считать постоянной. С увеличением интенсивности излучения неизбежно наступает снижение инверсной населенности, так как вынужденные переходы «вниз» уменьшают число активных атомов. Перейдя вниз, атомы начинают поглощать излучение. Мощность же источника накачки ограничена и α начинает падать. Это ограничивает максимальную интенсивность излучения, которая может быть получена в процессе усиления (эффект насыщения).

Таким образом, при выполнении условия (10) активная среда усиливает и генерирует электромагнитное поле. При этом генерация инициируется спонтанными переходами, причем вдоль оси трубки усиление максимально. В процессе усиления излучение становится монохроматичным, так как коэффициент усиления света зависит от его частоты и имеет резонансный характер. Поэтому на частоте максимального усиления рождается больше всего переходов и в результате процессов насыщения они, в конце концов, преобладают. Такое усиленное спонтанное излучение называется *суперлюминесценцией*. Однако в большинстве случаев коэффициент усиления активных сред на единицу длины невелик, и для ее получения необходима сравнительно большая длина области усиления. Для увеличения эффективной длины в лазерах используется принцип положительной обратной связи. Активная среда лазера помещается между двумя параллельными зеркалами, отстоящими друг от друга на некотором расстоянии (открытый резонатор). Отметим, что теория оптических резонаторов разработана достаточно полно [3].

Устройство гелий-неонового лазера

Конструкция гелий-неонового лазера показана на рис. 2 [4]. Электрический разряд создается в трубке 1, которая герметично закрыта выходными окнами из прозрачного для генерируемого излучения материала. Окна наклонены к оси трубки под углом Брюстера, при котором электромагнитная волна, поляризованная в плоскости рисунка, не испытывает потерь на отражение. Зеркала 4 и 5 образуют оптический резонатор. «Глухое» зеркало 4 имеет коэффициент отражения,

близкий к единице, а зеркало 5 является частично прозрачным, и через него происходит вывод лазерного излучения.

Зеркала резонатора создают условия для многократного прохождения излучения через активную среду. Для согласованного усиления фазы всех отраженных волн должны совпадать, т. е. в резонаторе образуется система стоячих волн. Для этого необходимо выполнение условия

$$L = q \lambda / 2 ,$$

где L – длина резонатора (расстояние между зеркалами); λ – длина волны излучения; q – целое число.

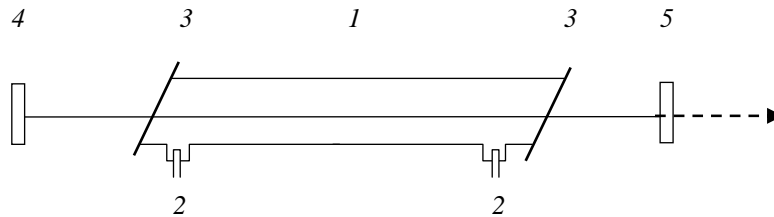


Рис. 2. Принципиальная схема гелий-неонового лазера: 1 – газоразрядная трубка; 2 – электроды; 3 – выходные окна; 4 – «глухое» зеркало; 5 – частично прозрачное зеркало

Резонатор обеспечивает высокую направленность излучения, так как в нем заметно усиливаются лишь те волны (моды), которые распространяются вдоль оси резонатора, обладающие минимальными потерями. Однако зеркала резонатора вносят дополнительные потери. Например, в He-Ne лазере с длиной резонатора 100 см потери возрастают на 1% на каждую 1'' (одну секунду). Поэтому, чтобы получить генерацию при усилении, которое достигнуто в разряде, необходимо выдерживать параллельность установки зеркал с точностью не хуже 6'' (шесть секунд).

Пусть коэффициент отражения излучения «глухого» зеркала на длине волны генерации равен 1, а частично прозрачного – R . Если на выходное зеркало падает излучение с интенсивностью I , то интенсивность отраженного света $I_{\text{отп}} = I \cdot R$. При каждом отражении интенсивность уменьшается на величину

$$-(\Delta I) = I - I_{\text{отп}} = I(1 - R) .$$

Для простоты будем считать, что это уменьшение интенсивности происходит не скачком в момент отражения от зеркала, а непрерывно в пространстве между зеркалами. Тогда для уменьшения интенсивности на единицу длины можно записать (за один цикл свет проходит путь $2L$):

$$\frac{dI}{dx} = -I \frac{1 - R}{2L} .$$

Учтем в выражении (7) потери, связанные с выходом излучения через зеркало. Тогда закон изменения интенсивности при прохождении света через активную среду примет вид

$$I = I_0 \exp \left[\left(\alpha_0 - \beta - \frac{1 - R}{2L} \right) x \right] .$$

В условиях стационарного режима генерации интенсивность выходного излучения лазера достигает предельного значения I_{np} (см. рис. 3) и выполняется равенство $\alpha_0 = \beta + \frac{1-R}{2L}$.

Создание инверсной населенности в гелий-неоновом лазере

В He-Ne лазере инверсия населенностей осуществляется с помощью электрического разряда, причем механизмы возбуждения (5) и (6) являются основными. На рис. 3 приведена схема энергетических уровней атомов He и Ne. Электронная конфигурация основного состояния гелия – $1s^2$, а терм основного состояния – 1^1S_0 . Первые возбужденные состояния соответствуют переходу одного электрона на оболочку $2s$ с образованием термов 2^3S_1 и 2^1S_0 . Их энергии 19,77 и 20,55 эВ соответственно. Оба уровня метастабильны со временем жизни $\sim 10^{-3}$ с, так как излучательные переходы в основное состояние запрещены правилами отбора. Конфигурация основного состояния неона – $1s^2 2s^2 2p^6$. В возбужденном состоянии один из электронов переведен на более высокие s - или p -оболочки, т. е. в состояния с конфигурацией $1s^2 2s^2 2p^5 ns$ или $1s^2 2s^2 2p^5 np$ (для простоты в электронной конфигурации можно указывать только незаполненные оболочки $2p^5 ns$ и $2p^5 np$). Конфигурациям $2p^5 ns$ отвечают четыре близко расположенных энергетических уровня, а конфигурациям $2p^5 np$ – 10 уровней. На схеме энергетические уровни неона представлены в обозначениях Пашена [5].

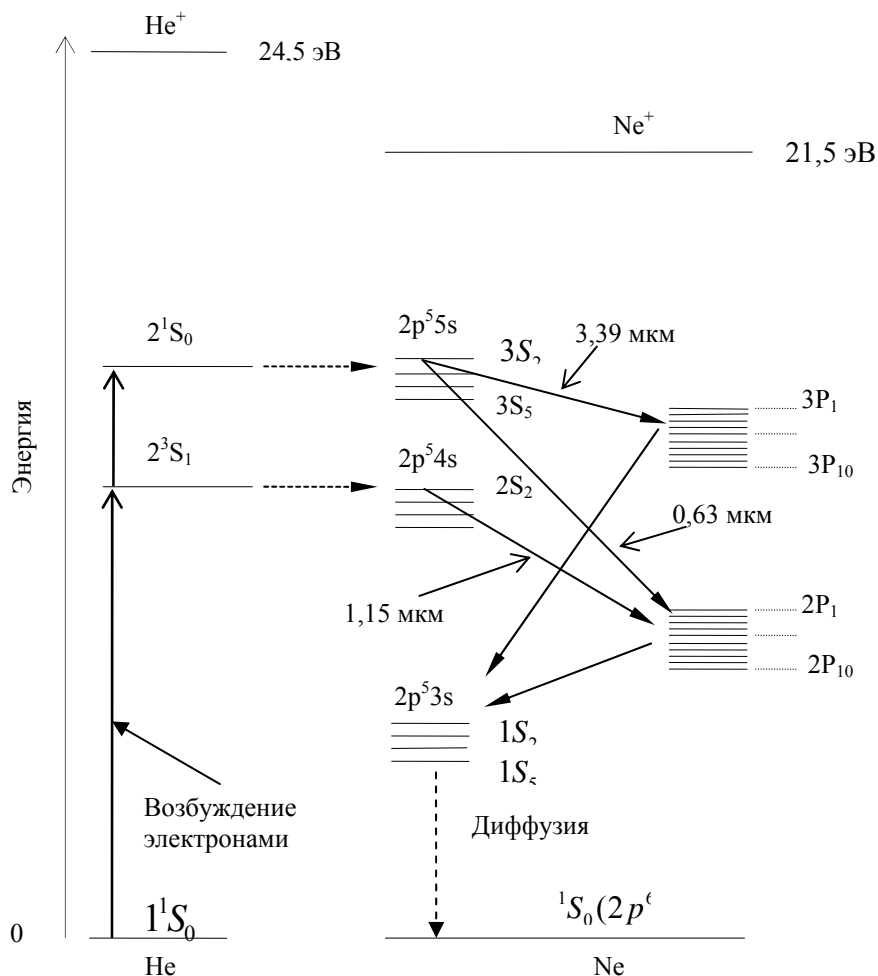


Рис. 3. Схема энергетических уровней атомов гелия и неона

По правилам отбора разрешены переходы с верхних s -уровней $2p^55s$ и $2p^54s$ на нижние p -уровни $2p^54p$ и $2p^53p$, а с этих уровней на метастабильные уровни $2p^53s$. Время жизни верхних s -уровней $\sim 10^{-7}$ с, а p -уровней на порядок меньше $\sim 10^{-8}$ с. Переходы $2p^54p \rightarrow 2p^53s$ сопровождаются излучением ярких красно-оранжевых линий, определяющих цвет разряда в трубке. С уровней $2p^53s$ атомы неона переходят в основное состояние при соударениях со стенками газоразрядной трубки. Параметры некоторых лазерных переходов в Ne представлены в таблице [6].

Таблица. Параметры оптических переходов в He-Ne лазере

Оптический переход, в обозначениях LS или Пашена	Оптический переход, в обозначениях Рака	Длина волны в воздухе, мкм	Доплеровская ширина, $\Delta\nu_D$, МГц	Вероятность спонтанного перехода, A_{21} , с^{-1}	Интенсивность насыщения, I_s , Вт/см^2
$3s_2 - 2p_4$	$5s'[1/2]_1^0 - 3p'[3/2]_2$	0.6328	1700	$5 \cdot 10^6$	$2.6 \cdot 10^{-3}$
$2s_2 - 2p_4$	$4s'[1/2]_1^0 - 3p'[3/2]_2$	1.153	920	$6.5 \cdot 10^6$	$1.4 \cdot 10^{-4}$
$3s_2 - 3p_4$	$5s'[1/2]_1^0 - 4p'[3/2]_2$	3.392	310	$2.9 \cdot 10^6$	$1.7 \cdot 10^{-5}$

При зажигании разряда происходит возбуждение электронным ударом уровней гелия (2^3S_1 и 2^1S_0) и неона. Однако из-за большой разницы в значениях времени жизни существенное накопление атомов происходит только на метастабильных уровнях гелия. Присутствие в разряде достаточно большого числа таких атомов приводит к включению механизма резонансной передачи возбуждения от атомов гелия к атомам неона. Разность энергии между уровнями He 2^3S_1 , 2^1S_0 и соответствующими верхними уровнями Ne с электронными конфигурациями $2p^54s$, $2p^55s$ составляет $\sim 0,037$ эВ (300 см^{-1}). Поэтому процесс передачи возбуждения между этими уровнями наиболее интенсивен. Величины сечений равны для He (2^1S_0) – Ne $\sigma = 4.1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, а для He (2^3S_1) – Ne $\sigma = 0.37 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Запишем уравнение баланса для n -го энергетического уровня:

$$\frac{dN_n}{dt} = \Gamma_n - \frac{N_n}{\tau_n},$$

где Γ_n – полная скорость заселения уровня (число атомов, попадающих в единицу времени на данный уровень); τ_n – полное время жизни; N_n/τ_n – скорость опустошения уровня, т. е. число атомов, покидающих данный уровень в единицу времени.

В стационарном состоянии $dN_n/dt = 0$ и $N_n = \Gamma_n \tau_n$. Для существования инверсной населенности между двумя уровнями N_2 и N_1 необходимо, чтобы выполнялось условие (с учетом неравенства (4))

$$\Gamma_2 \tau_2 > \frac{g_2}{g_1} \Gamma_1 \tau_1. \quad (11)$$

В He-Ne смеси механизм резонансного возбуждения и благоприятное соотношение между временем жизни уровней ns и np приводят к тому, что условие (11) может быть выполнено для уровней $3S_i - 3P_i$, $3S_i - 2P_i$, $2S_i - 2P_i$. В неоне обнаружено около 140 лазерных переходов. Они перекрывают спектральную область от 0,58 до 133 мкм. Наиболее интенсивные переходы, связанные с генерацией на линиях 1,15, 0,63 и 3,39 мкм. Наиболее интенсивные переходы связаны с

генерацией на линиях 1,15, 0,63 и 3,39 мкм. Для того чтобы получить генерацию на других линиях, обладающих очень маленьким усилением, необходимо осуществить подавление интенсивных линий. Получение инверсионной населенности и генерация излучения в значительной степени зависят от параметров электрического разряда. Опустошение верхних рабочих уровней происходит не только в результате индуцированных переходов, но и по ряду других причин:

- 1) из-за спонтанного излучения;
- 2) из-за столкновений возбужденных атомов неона (с передачей энергии возбуждения) с медленными электронами, с невозбужденными атомами гелия, со стенками газоразрядной трубки.

Для осуществления генерации необходимо, чтобы накачка на верхние рабочие уровни, по крайней мере, превышала указанные потери (есть также ряд других потерь).

Рассмотрим некоторые характерные параметры разряда, оказывающие влияние на режим генерации: ток разряда, давление и соотношение компонент в смеси газов, диаметр газоразрядной трубки.

Ток разряда определяет мощность накачки на верхние рабочие уровни. На рис. 4 приведен характерный вид зависимости мощности генерации от тока разряда. При малых значениях тока его увеличение ведет к росту числа свободных электронов и соответственно к росту населенности рабочих уровней. При сравнительно больших разрядных токах инверсия начинает уменьшаться из-за ограниченной скорости опустошения метастабильных уровней неона 1S (см. рис. 3). Кроме того, при столкновении с электронами возникает ступенчатое возбуждение атомов неона с этих уровней, и переход их на более высокие уровни.

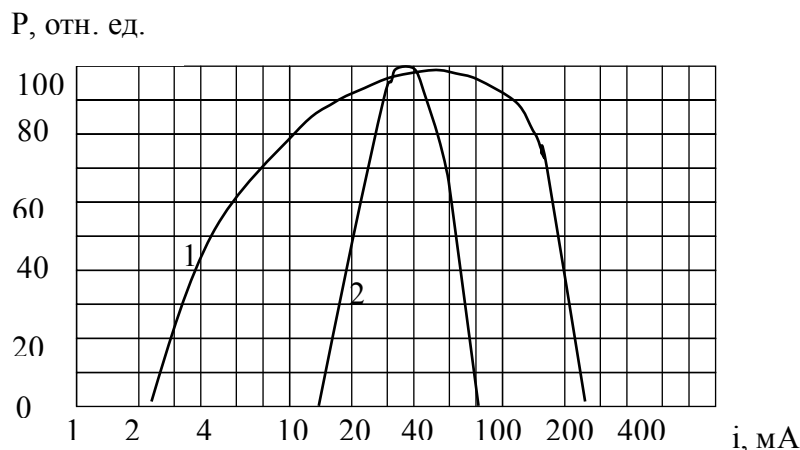


Рис. 4. Зависимость мощности генерации от тока разряда в гелий-неоновом лазере:
1 – $\lambda = 1,15$ и $3,39$ мкм; 2 – $\lambda = 0,63$ мкм

Дальнейшее возрастание населенности верхних рабочих уровней 2S и 3S ведет к включению механизма резонансного обмена энергией с невозбужденными атомами гелия. В результате мощность излучения начинает падать. Таким образом, существует оптимальное значение тока разряда, при котором мощность генерации максимальна.

На рис. 5 приведена зависимость мощности генерации от давления газа. При возрастании давления примерно до 1–2 мм рт. ст. мощность растет, что связано с ростом концентрации активных атомов. Однако при дальнейшем увеличении давления уменьшается длина свободного пробега электронов в газе и приобретаемая ими энергия в поле. Это приводит к уменьшению вероятности возбуждения атомов электронным ударом и, следовательно, к уменьшению инверсной населенности.

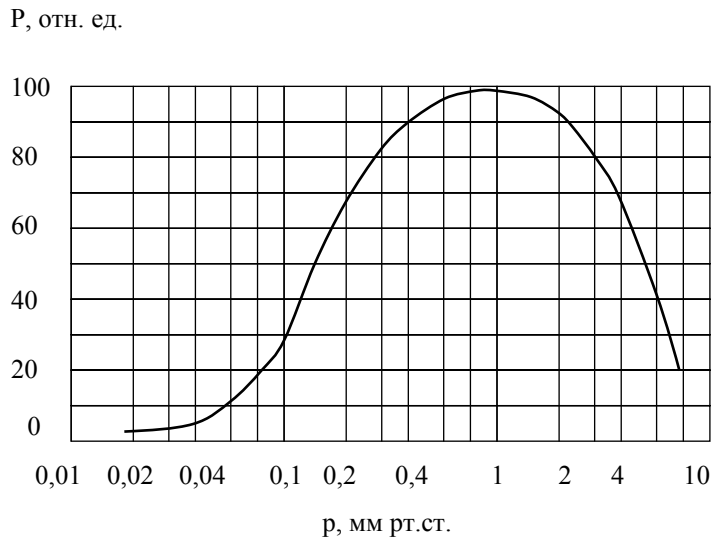


Рис. 5. Зависимость мощности генерации от давления смеси в гелий-неоновом лазере

Что касается концентраций компонент смеси, то оптимальное соотношение гелия и неона определяется экспериментально и находится в пределах от 10 : 1 до 5 : 1. Оптимальный диаметр газоразрядной трубки определяется необходимостью эффективного опустошения метастабильных уровней 1S неона. С этих уровней атомы могут перейти в основное состояние только при столкновении со стенками трубки. Разрушение уровней 1S способствует переходам атомов неона с уровней 2P на этот уровень, поддерживая инверсную населенность. Увеличение диаметра трубки приводит к увеличению времени диффузии атомов до стенки, в результате чего происходит нежелательное накопление атомов на уровнях 1S, влияющее на инверсную населенность. Уменьшение диаметра трубки ниже оптимального приводит к понижению концентрации активных атомов, а также появлению дифракционных потерь. Максимальная мощность излучения достигается при диаметре 7–10 мм.

Насыщение усиления в активной среде гелий-неонового лазера

Когерентный и монохроматический световой пучок можно усиливать с помощью квантовых усилителей с сохранением направления распространения и фазы колебаний. По мере возрастания интенсивности усиливаемого излучения происходит выравнивание заселенностей рабочих уровней, вследствие чего наблюдается эффект насыщения. Рост выходной интенсивности излучения затормаживается и, наконец, практически прекращается. Рассмотрим усиление излучения в рамках оптической схемы, изображенной на рис. 6. Особенности лазерного усиления для этой схемы можно понять на основе следующего скоростного уравнения для населенности уровня 2 (см. рис. 1) в предположении, что уровень 1 быстро опустошается:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p (N - N_2) - W N_2 - \frac{N_2}{\tau} \quad (12)$$

В этом уравнении W_p – скорость накачки уровня 2, W – вероятность вынужденного перехода под действием электромагнитного поля на частоте ω_{21} , τ – время спонтанного распада возбужденного состояния уровня 2, N – общая концентрация атомов.



Рис. 6. Усиление излучения активной средой

В стационарном состоянии, т.е. когда $dN_2/dt=0$, из (12) получаем:

$$N_2 = \frac{N_{20}}{[1 + I(x)/I_s]}, \quad (13)$$

где $N_{20} = W_p N \tau$ – населенность уровня 2, когда нет насыщения (т.е. при малых значениях интенсивности входного пучка $I_{вх}$), $I(x)$ – интенсивность электромагнитного поля на расстоянии x от входа, I_s – интенсивность насыщения. Интенсивность насыщения определяется выражением

$$I_s = h \nu / \sigma \tau = h \pi c / 3 \lambda^3 \tau, \quad (14)$$

где ν и λ – частота и длина электромагнитной волны. Величина I_s зависит от свойств среды и частоты падающей волны. Физически она определяет интенсивность поля, при которой населенности уровней 1 и 2 выравниваются. Расчетные значения I_s согласно формуле (14) с учетом спектроскопических данных для атома неона приведены в таблице ранее. Из (13) следует, что результирующий коэффициент усиления определяется соотношением:

$$\alpha = \alpha_0 / [1 + (I/I_s)], \quad (15)$$

где α_0 – ненасыщенный коэффициент усиления, определяемый выражением (9). Из (15) следует, что коэффициент усиления α уменьшается с ростом интенсивности I .

Для определения $I_{вых}$ (см. рис. 6) необходимо решить уравнение:

$$dI/dx = \alpha I. \quad (16)$$

Решение уравнения (16) с учетом (15), пренебрегая потерями в усилителе, определяется выражением:

$$I_{вых} = I_s \ln \{1 + [\exp(I_{вх}/I_s) - 1] G_0\}, \quad (17)$$

где $G_0 = \exp(\alpha_0 l)$ – ненасыщенное усиление усилителя.

На рис. 7 приведена характерная кривая зависимости $I_{вых}$ от $I_{вх}$. В случае, когда $I_{вх} / I_s \ll 1$, выражение (17) приближенно можно записать в виде:

$$I_{вых} = I_{вх} G_0. \quad (18)$$

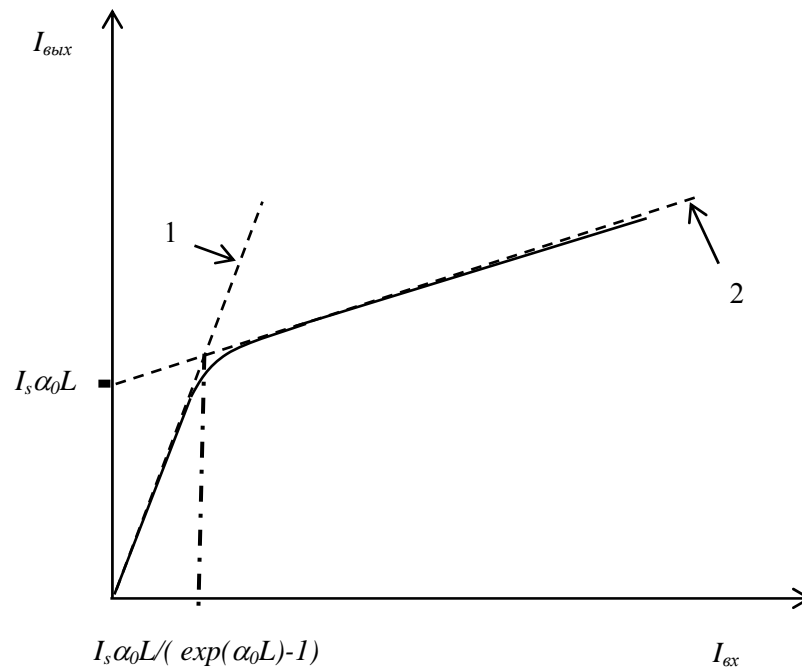


Рис. 7. Зависимость интенсивности излучения на выходе из активной среды $I_{\text{вых}}$ от интенсивности входного излучения $I_{\text{вх}}$. Пунктирная прямая 1 – экстраполяция экспериментальных данных по формуле (18) $I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} \exp(\alpha_0 L)$; прямая 2 – по формуле (19) $I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} + I_0 \alpha_0 L$

Видно, что выходной поток увеличивается линейно с входным потоком (режим линейного усиления). На рис. 7 эта зависимость показана штриховой прямой линией, выходящей из начала координат. Однако при возрастании $I_{\text{вх}}$ величина $I_{\text{вых}}$ начинает увеличиваться с более низкой скоростью, согласно выражению (17), т.е. происходит насыщение усилителя. При $I_{\text{вх}} / I_s \gg 1$ (режим насыщения) из выражения (17) получаем:

$$I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} + I_s \alpha_0 L. \quad (19)$$

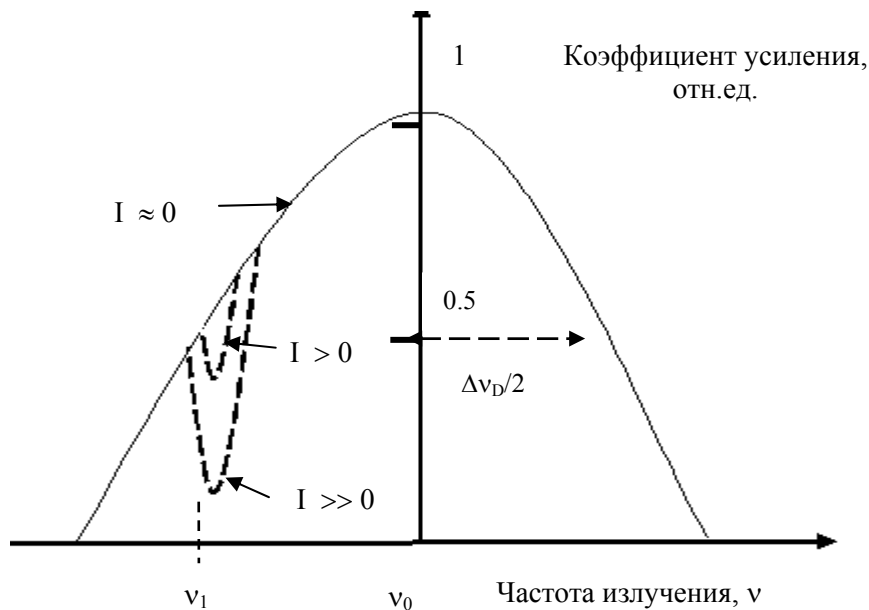


Рис.8. Появление насыщения в случае неоднородно уширенной линии. На графике зависимости коэффициента усиления показан провал, глубина которого увеличивается по мере роста интенсивности I

Зависимость, описываемая выражением (19), представлена на рис. 7 в виде второй штриховой прямой.

Предыдущее рассмотрение касалось однородно уширенной линии. Однако в реальных условиях уширение линии усиления обусловлено как однородным (спонтанный распад, столкновения и др.), так и неоднородным (доплеровским) механизмами. Коэффициент усиления можно изобразить кривой, представленной на рис. 8 [7]. Спектр излучения лазера состоит из нескольких монохроматических компонент, расположенных на равных расстояниях $\Delta\nu = c/2L$ друг от друга. Падающая монохроматическая волна с частотой ν_l будет взаимодействовать лишь с теми атомами, резонансные частоты которых располагаются вблизи этой частоты. Следовательно, только в этих атомах будет происходить насыщение уровней, когда интенсивность волны станет достаточно большой. При этом различные значения интенсивности I приводят к модификации линии усиления, показанной на рис. 8. Видно, что с ростом интенсивности в контуре линии усиления образуется провал (Лэмбовский провал) на частоте ν_l .

Приемники оптического излучения

Для измерения интенсивности лазерного излучения используются фотоприемники, преобразующие энергию оптического излучения в электрический сигнал. В зависимости от параметров лазерного излучения (величина мощности, длины волны, длительность импульса) применяют фотоприемники, работающие на различных физических принципах. В данной работе осуществляется регистрация интенсивности излучения на трех длинах волн ($\lambda = 0.63; 1.15; 3.39$ мкм), отстоящих достаточно далеко друг от друга по спектральному диапазону. Излучение на длинах волн $\lambda = 0.63$ и 1.15 мкм детектируется с помощью фотодиода, а для регистрации излучения на длине волны $\lambda = 3.39$ мкм применяется пироэлектрический фотоприемник.

Полупроводниковые фотодиоды представляют собой p - n переходы, в которых при поглощения оптического излучения наблюдается фотовольтаический эффект (разделение электронов и дырок в p - и n - областях, за счёт чего образуется заряд (ЭДС)). Это происходит при освещении его светом с длиной волны, соответствующей области собственного поглощения полупроводникового материала диода. Обычно в качестве фотодиода используют диоды с p - n переходом, который смещен в обратном направлении внешним источником питания. В данной работе для регистрации излучения с длиной волны $\lambda = 0,63$ и 1.15 мкм используется кремниевый фотодиод ФД-24К с величиной диаметра светочувствительной площадки 1 см. Спектральная чувствительность ФД-24К приведена на рис. 9.

Действие пироприёмника основано на пироэлектрическом эффекте, т. е. на температурной зависимости спонтанной поляризации пироэлектриков. Он относится к классу тепловых приёмников излучения. Обычно спонтанная поляризация пироэлектрика не заметна, так как электрическое поле, создаваемое ею, компенсируется полем свободных электрических зарядов, которые "натекают" на поверхность пироэлектрика из его объёма и окружающего воздуха. При изменении температуры величина спонтанной поляризации изменяется, что вызывает появление электрического поля, которое наблюдается, пока свободные заряды не успеют его скомпенсировать. Это явление называется пироэлектрическим эффектом (пироэлектричеством).

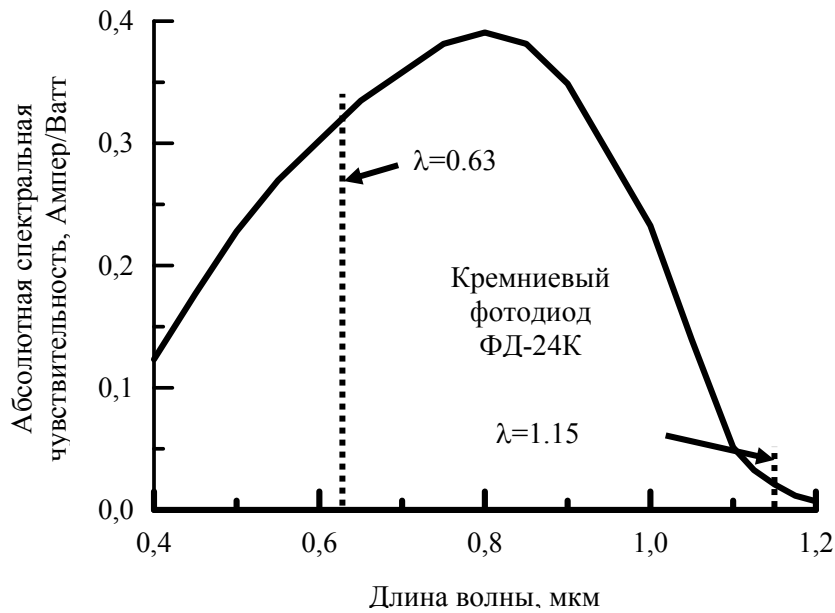


Рис.9. Спектральная чувствительность кремниевого фотодиода ФД-24К

Пирозлектрический приёмник можно рассматривать как генератор напряжения, внутреннее сопротивление которого имеет ёмкостный характер а, следовательно, он пригоден только для регистрации потоков излучения переменной интенсивности. Чувствительный элемент представляет собой тонкую пластину пирозлектрика (например, триглицинсульфита, титаната бария, титаната свинца и др.) с электродами, нанесёнными на его поверхности. Электрод, обращенный к источнику излучения, покрывают слоем поглотителя. Оптические свойства поглощающего покрытия и входного окна определяют область спектральной чувствительности пирозлектрического приёмника, которая лежит в диапазоне длин волн от десятых долей микрона до нескольких миллиметров. Предельная чувствительность постоянна в достаточно широком диапазоне частот, что позволяет применять его при частотах модуляции излучения до десятков мегагерц. Верхняя граничная частота модуляции ограничивается конструктивными особенностями фотоприемника. К настоящему времени разработаны приборы, временное разрешение которых не хуже 10^{-9} с.

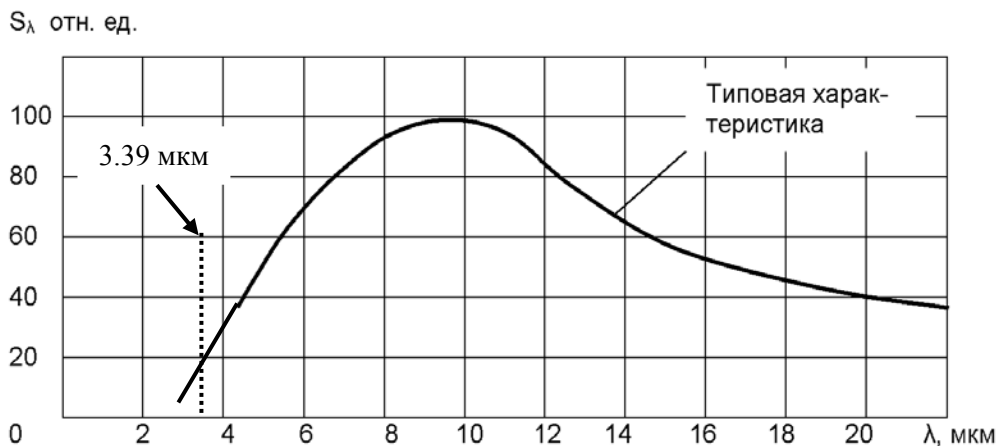


Рис.10. Спектральная характеристика пироприемника МГ-30

Пироприемники широко применяются в различных устройствах для измерения характеристик лазерного излучения. В данной работе используется прибор МГ-30, состоящий из тонкопленочного датчика и предварительного усилителя, который смонтирован внутри герметичного корпуса. Входное окно приемника выполнено из германия с просветляющим покрытием. Типичная спектральная характеристика пироприемника МГ-30 приведена на рис. 10.

Приемник имеет ненулевую чувствительность при преобразовании модулированного по интенсивности излучения в электрический сигнал в диапазоне длин волн от 2 до 20 мкм. Чувствительность в максимуме вблизи 10 мкм составляет порядка 1000 В/Вт. Верхняя граничная частота модуляции интенсивности излучения составляет не менее 500 Гц. Можно выделить полосу частот $1/\tau \leq \omega \leq 1/RC$, в которой как токовая, так и вольтова чувствительности являются постоянными. Низкочастотный спад обусловлен термической релаксацией пироприемника со временем $\tau = 0,5$ с, а высокочастотный спад определяется постоянной времени цепи «приемник–нагрузка» $RC = 120$ мкс. Размер приемной площадки МГ-30 составляет 1×1 мм², что меньше диаметра лазерного пучка $d = 5$ мм. Это приводит к тому, что в отсутствии фокусирующей линзы перед входом фотоприемника не вся интенсивность лазерного излучения преобразуется в электрический сигнал. В конечном счете, это не влияет на получаемые результаты, поскольку физически регистрируемой величиной является плотность мощности, а не вся суммарная мощность.

Экспериментальная установка

В работе используется He–Ne лазер ЛГ-126, в котором возможна генерация на трех длинах волн: 3,39, 1,15 и 0,63 мкм. Наибольшим усилением обладает инфракрасное излучение с длиной волны 3,39 мкм. Это видно из выражения (9), поскольку коэффициент Эйнштейна A_{21} и населенности примерно равны для всех трех рабочих переходов, а длины волн существенно различаются.

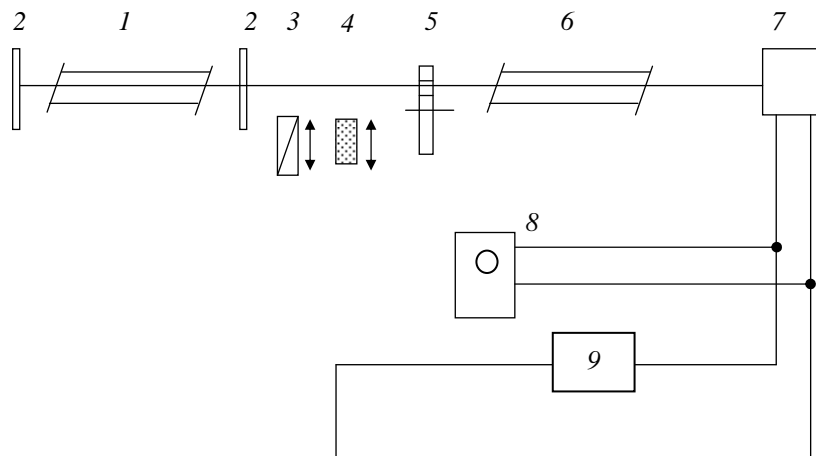


Рис. 11. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – газоразрядная трубка He–Ne лазера (задающий генератор); 2 – зеркала лазера; 3 – стеклянные ослабляющие пластины; 4 – кювета с водой; 5 – механический прерыватель интенсивности лазерного излучения; 6 – усиленная газоразрядная трубка; 7 – приемник излучения (кремниевый фотодиод или пироприемник); 8 – осциллограф; 9 – цифровой вольтметр

На длине волны 3,39 мкм генерация достигается легче и ее труднее подавить при выделении излучения с длинами волн 1,15 и 0,63 мкм. В лазере ЛГ-126 на месте глухого зеркала располагается револьверный диск с различными зеркалами, коэффициент отражения которых максимален для данной длины волны. При повороте диска юстировка лазера сохраняется, и определенному положению диска соответствует своя длина волны излучения. Однако длинноволновое излучение присутствует при генерации и на других линиях. Лазер ЛГ-126 (рис. 11, 1, 2) располагается на одной оптической оси вместе с газоразрядной трубкой 6, способной усилить излучение, генерируемое лазером. Между лазером и усилительной трубкой располагаются (в зависимости от выполняемой задачи): набор пластинок 3, ослабляющих излучение; кювета с водой 4, спектр поглощения для которой приведен на рис. 12; модулятор 5 – вращающийся диск с отверстиями. Измерения проводятся на длинах волн 3,39, 1,15 и 0,63 мкм. При установке револьверного механизма в положение генерации на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм одновременно происходит генерация на длинах волн $\lambda = 3,39$ и 1,15 мкм, которые могут оказывать влияние на населенность состояний в усилительной трубке. Установкой кюветы с водой 4 на пути распространения лазерного пучка осуществляется подавление излучения с длинами волн $\lambda = 3,39$ и 1,15 мкм за счет эффективного поглощения в воде и стеклянных окнах кюветы (см. рис. 12).

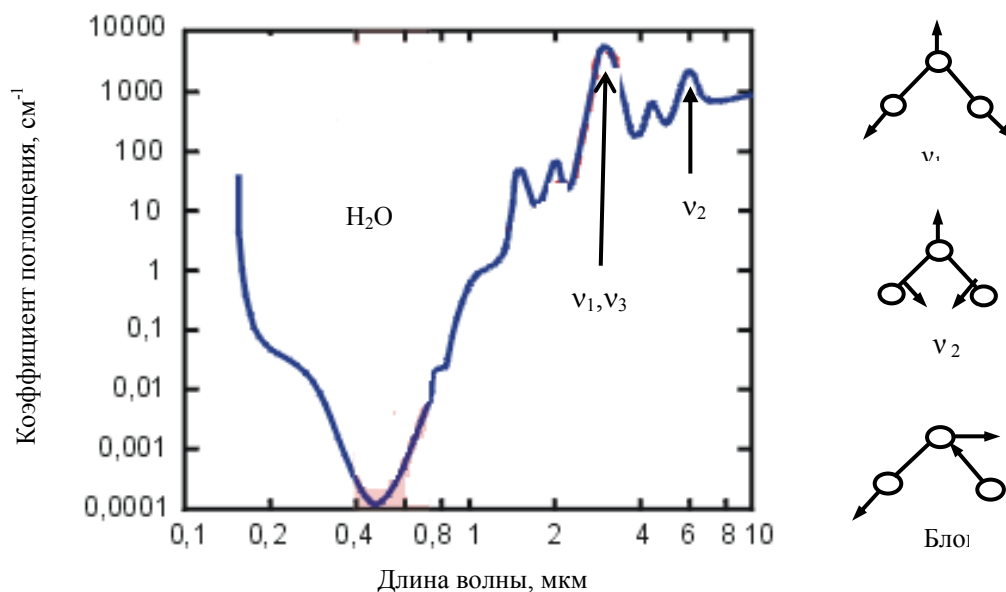


Рис.12. Спектр поглощения для дистиллированной воды. Справа показаны основные частоты колебания молекул воды.

Для регистрации излучения используются два различных приемника. На рис. 11, 7 схематично показан один из них. Амплитуда сигналов с приемников пропорциональна интенсивности задающего излучения. Оба приемника регистрируют модулированное излучение, поэтому необходимо включить модулятор 5. Постоянное напряжение +12 В (для каждого приемника) подается от блока питания. На штекерах подводящих проводов стоят знаки «+» и «-», показывающие полярность при подключении. Сигнал с выхода приемников поступает на осциллограф 8 и параллельно измеряется с помощью цифрового вольтметра АВМ-4402, 9. Все измерения производятся в режиме измерения переменного напряжения, когда на приборе нажата клавиша «ACV» в области «FUNCTION». Удобно проводить

измерения в режиме автоматического выбора диапазона вывода результатов на дисплей прибора. При этом на панели прибора должна быть нажата клавиша «AUTO» в области «RANGE».

Инфракрасное излучение с длиной волны $\lambda = 3,39$ мкм регистрируется пироэлектрическим детектором МГ-30. Излучение с длинами волн $\lambda = 0,63$ и $1,15$ мкм регистрируется кремниевым фотодиодом ФД-24. Чувствительность регистрации на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм для этого фотодиода гораздо выше, чем для длины волны $\lambda = 1,15$ мкм (см. рис. 9). Фотодиод вместе с усилителем расположены в металлической коробке. На передней крышке находится входное окно фотодиода ФД-24, а также ручка переменного резистора, с помощью которого можно изменять коэффициент усиления. Внешний вид экспериментальной установки приведен на рис.13.

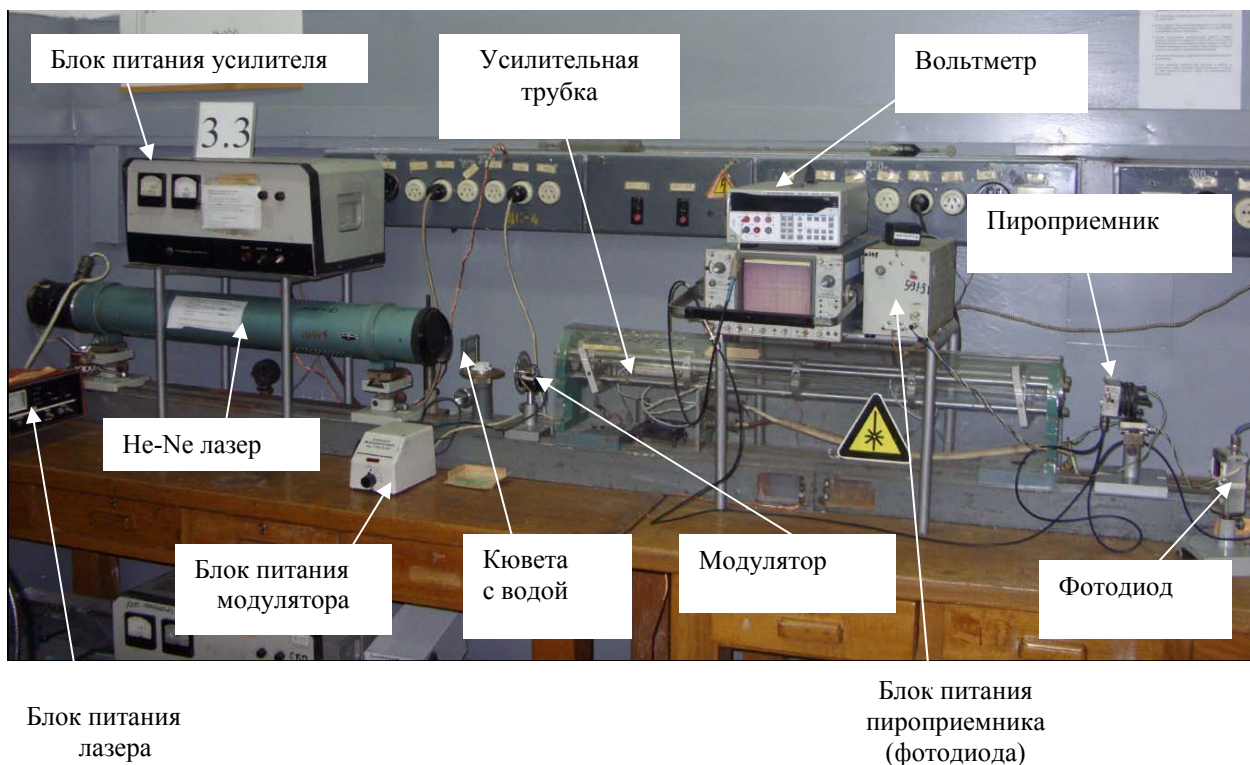


Рис. 13. Внешний вид экспериментальной установки

Лазер ЛГ-126 и усилительная трубка включаются согласно инструкциям, находящимся на рабочем месте. При включении усилительной трубки на чувствительную площадку фотодиода попадает интегральное по спектру свечение усилительной трубки. Оно может вывести фотодиод за пределы линейного участка и электрический сигнал, соответствующий лазерному излучению, при включенной усилительной трубке окажется меньше, чем в линейном режиме. Контролировать линейность работы фотодиода можно с помощью ослабителя излучения известной кратности (например, нейтрального светофильтра) или, в крайнем случае, перекрывая половину луча. Электрический сигнал должен уменьшиться в соответствующее число раз. Соотношение сигнал / фон можно увеличить также с помощью диафрагмы на фотоприемнике. Ослабитель света в виде листа белой бумаги перед фотодиодом также поможет попасть в область линейности при большом сигнале.

Порядок выполнения работы

Сначала надо убедиться, что лазерный луч проходит по оси усилительной трубки, не задевая ее боковых стенок. Для этого включите лазер с помощью револьверного механизма на длину волны $\lambda = 0,63$ мкм и посмотрите на форму пятна на выходе усилительной трубки. На экране должно наблюдаться четкое и симметричное пятно. Если пятно окружено характерным ореолом из дуг окружностей, появляющихся в результате отражения части пучка от боковых стенок, или луч вообще не проходит через усилительную трубку, то лазер необходимо выставить с помощью юстировочных винтов (относительно неподвижной усилительной трубки). Окончательную настройку следует провести с фотоприемником ФД-24. Для этого установите его за усилительной трубкой так, чтобы луч лазера попадал в центр входного окна, и подайте на фотодиод напряжение. Перед усилительной трубкой поместите модулятор и включите его. На осциллографе должен наблюдаться характерный сигнал в виде меандра, а цифровой вольтметр уверенно измерять регистрируемую фотоприемником интенсивность излучения. **Все измерения производятся при токе разряда в усилительной трубке 36–40 мА.**

1. Изучение усиления излучения на $\lambda = 3,39$ мкм

Установите на пути лазерного луча пироэлектрический приемник. Луч лазера (красного цвета) должен попадать в центр входного окна. Переключите лазер на длину волны $\lambda = 3,39$ мкм. Мощность излучения на $\lambda = 3,39$ мкм при токе разряда лазера 40 мА составляет примерно 5 мВт. Включите пироприемник и окончательно выставьте его относительно луча лазера, добиваясь максимума выходного сигнала. Исследуйте усиление лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 3,39$ мкм в активной He–Ne среде. Будем считать (см. рис. 6), что $I_{\text{вых}}$ – интенсивность, измеренная приемником при включенной усилительной трубке, а $I_{\text{вх}}$ – при выключенной усилительной трубке. Интенсивность $I_{\text{вх}}$ можно менять в широких пределах с помощью набора стеклянных ослабляющих пластин. Ослабление входного излучения подчиняется закону (без учета потерь на отражение)

$$I_{\text{вх}} = I_0 \cdot \exp(-\kappa m h), \quad (20)$$

где κ – коэффициент поглощения на единицу длины; h – толщина одной пластины; m – число пластин (одинаковой толщины).

Снимите зависимость $I_{\text{вых}}$ (усилительная трубка включена) от $I_{\text{вх}}$ (усилительная трубка выключена), последовательно доведя число пластин до 7–8 (или, наоборот, уменьшая число пластин от 7–8 до 0). Постройте график этой зависимости. При этом нужно учитывать возможную нестабильность лазерного излучения в процессе проведения измерений, поэтому надо провести каждое измерение несколько раз и найти среднее значение измеряемой величины. Полученные результаты сравните с графиками на рис. 7 и формулами (18) и (19). Определите значение ненасыщенного коэффициента усиления α_0 (l – длина усилительной трубки, равная 1 м). Из результатов измерений оцените значение для интенсивности насыщения I_s и сравните со значением, приведенным в таблице. Объясните полученные результаты.

2. Изучение усиления излучения на $\lambda = 0,63$ мкм

Переключите лазер на длину волны $\lambda = 0,63$ мкм и установите фотоприемник ФД-24. Усиление на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм много меньше усиления на длине волны $\lambda = 3,39$ мкм. Поэтому необходимо принять меры для подавления излучения с $\lambda = 3,39$ мкм, так как даже небольшая доля инфракрасного излучения может существенно обеднить активную среду усилительной трубки (уменьшая усиление излучения с $\lambda = 0,63$ мкм). Воспользуйтесь кюветой с водой для подавления излучения с длиной волны $\lambda = 3,39$ мкм (устанавливается перед усилительной трубкой). Мощность излучения на $\lambda = 0,63$ мкм при токе разряда лазера 40 мА составляет около 8 мВт. Путем включения и выключения усилительной трубки исследуйте усиление излучения с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм. Выполните измерения и обработку результатов, как это описано в предыдущем пункте 1 (используются те же ослабляющие пластины). Во время измерений можно регулировать усиление фотоприемника, для того чтобы регистрируемый сигнал оставался в удобном диапазоне. Определите значение ненасыщенного коэффициента усиления α_0 для длины волны $\lambda = 0,63$ мкм. Сравните полученное значение с величиной для $\lambda = 3,39$ мкм, найденной в предыдущем разделе и, пользуясь формулой (9), объясните полученные результаты.

3. Изучение усиления излучения на $\lambda = 1,15$ мкм

Переключите револьверный механизм лазера на длину волны $\lambda = 1,15$ мкм и установите также фотоприемник ФД-24. Уберите с пути луча кювету с водой, ослабляющую излучение с длиной волны $\lambda = 1,15$ мкм. Чувствительность регистрации на $\lambda = 1,15$ мкм для этого фотодиода гораздо меньше, чем для $\lambda = 0,63$ мкм, а также мощность генерируемая в этом режиме меньше $P = 3$ мВт. Для увеличения регистрируемого сигнала увеличьте коэффициент усиления усилителя с помощью переменного резистора на передней панели приемника. Путем включения и выключения усилительной трубки исследуйте усиление излучения с длиной волны $\lambda = 1,15$ мкм. Выполните измерения и обработку результатов, как это описанные в пункте 1 (используются те же ослабляющие пластины). Сравните полученное значение ненасыщенного коэффициента усиления α_0 с величинами для $\lambda = 3,39$ и $0,63$ мкм и, пользуясь формулой (9), объясните полученные результаты.

В пунктах 2 и 3 при наблюдении насыщения усиления оцените интенсивность насыщения I_s и сравните со значением, приведенным в таблице.

Контрольные вопросы

1. При каких условиях среда начинает усиливать проходящее через нее электромагнитное излучение?
2. Почему не удастся создать инверсной населенности с помощью оптической накачки в двухуровневой системе атомов?
3. Какой механизм создания инверсной населенности используется в гелий-неоновом лазере?
4. Почему невозможно достижение беспрельдно больших величин усиления в активной среде?

5. Чем обусловлена высокая монохроматичность и направленность излучения лазера?
6. Какой принцип используется в лазерах для увеличения эффективной длины области усиления?
7. Каковы характерные особенности вынужденного (индуцированного) излучения атомов?
8. Почему окна газоразрядной трубки He-Ne лазера располагаются под углом Брюстера?

Библиографический список

1. Матвеев А. Н. Оптика. М.: Высш. шк., 1985.
2. Шпольский Э. В. Атомная физика. М.: Наука, 1974. Т. 1.
3. Лазеры: Пер. с англ. М.: Иностран. лит., 1963.
4. Аллен Л., Джонс Д. Основы физики газовых лазеров. М.: Наука, 1970.
5. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М.; Л.: Физ.-мат. лит., 1963.
6. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1984.
7. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1990.
8. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981.
9. Павлов А. В., Черников А. И. Приемники излучения автоматических оптико-электронных приборов. М.: Энергия, 1972.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Принцип работы пьезоэлектрических приемников

Пьезоэлектрическим эффектом называют изменение спонтанной поляризации P_{cn} некоторых диэлектриков (*пьезоэлектриков*) при изменении температуры. Его можно представить в виде

$$dP_{cn} = \chi dT, \quad (\text{П1})$$

где χ – пьезоэлектрический коэффициент материала.

Изменение спонтанной поляризации приводит к освобождению части поверхностного заряда и в замкнутой цепи возникает ток

$$I = S \frac{dP_{cn}}{dt},$$

где S – площадь поверхности пьезоэлектрика [8].

С учетом формулы (П1)

$$I = \chi S \frac{dT}{dt}, \quad (\text{П2})$$

т. е. токовый отклик пьезоэлектрика зависит от скорости изменения температуры, а не от самой температуры.

Пьезоэлектрические материалы применяются в качестве тепловых приемников излучения, начиная от рентгеновского диапазона до микроволнового, вызывающего изменение температуры

кристалла. Пироприемники не требуют специального охлаждения и внешнего смещающего электрического поля. Они просты в конструкции, в эксплуатации и надежны в работе [8, 9].

Пусть на поверхность пироприемника падает излучение мощностью $W(t)$, часть которого $\gamma W(t)$ поглощается кристаллом. Она расходуется на нагревание пироэлектрика и выделение части тепла в окружающую среду

$$\gamma W(t) = Q \frac{dT}{dt} + G(T - T_0), \quad (\text{ПЗ})$$

где Q – теплоемкость кристалла; G – коэффициент тепловой отдачи; T_0 – температура окружающей среды.

Если мощность излучения, падающего на пироприемник, не зависит от времени $W(t) = W_0$, то решением уравнения (ПЗ) является

$$(T - T_0) = \frac{\gamma W_0}{G} [1 - \exp(-t/\tau)], \quad (\text{П4})$$

где $\tau = Q/G$ называют временем термической релаксации пироэлектрика.

Из соотношения (П4) следует, что облучение пироприемника потоком света постоянной интенсивности приводит к увеличению температуры кристалла на величину $\Delta T = \gamma W_0 / G$ за характерное время τ , после чего пироприемник теряет чувствительность ($dT / dt = 0$).

Предположим теперь, что падающее излучение имеет 100 %-ю модуляцию в виде $W(t) = W_0 (1 + e^{i\omega t})$ (берется действительная часть комплексной величины). Решением уравнения (ПЗ) в этом случае будет

$$T - T_0 = \frac{\gamma W_0}{G} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} e^{i(\omega t + \varphi)} \right], \quad (\text{П5})$$

где $\varphi = \arctg(\omega \tau)$ [8].

В выражении (П5) можно выделить постоянный член $\gamma W_0 / G$, соответствующий среднему нагреву кристалла, а также переменную составляющую, которая обуславливает появление переменного тока во внешней цепи в соответствии с формулой (П2):

$$I(\omega) = i S \chi \frac{\gamma W_0}{Q} \cdot \frac{e^{i(\omega t + \varphi)}}{\sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 \tau^2}}}. \quad (\text{П6})$$

При $\omega \tau \gg 1$ $|I(\omega)|$ имеет максимальное значение и не зависит от ω , если не учитывать изменение пироэлектрического коэффициента χ с частотой.

Введем понятие токовой и вольтовой чувствительности пироприемника. Для них примем соответственно

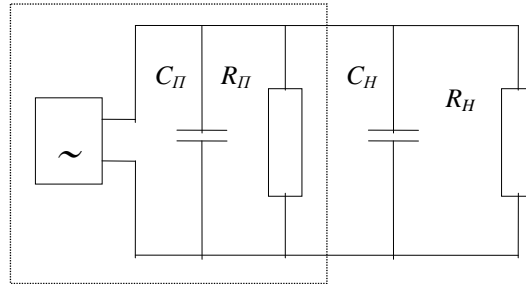
$$\Gamma_I = |I|/W_0 \text{ и } \Gamma_U = |U|/W_0.$$

При условии $\omega \tau \gg 1$, как следует из соотношения (П6), токовая чувствительность $\Gamma_I = S \chi \gamma / Q$ постоянна.

Для определения вольтовой чувствительности Γ_U рассмотрим стандартную схему подключения пироприемника во внешнюю цепь. На схеме пироприемник представлен в виде источника тока и эквивалентных емкости C_H и сопротивления R_H кристалла. Емкость C_H и сопротивление R_H –

параметры нагрузки, которой обычно является входная цепь усилителя. Считая, что ток $I(\omega)$ определяется выражением (П6), запишем для участка цепи (на основе правила Кирхгофа)

$$I + \frac{U}{R} + C \frac{dU}{dt} = 0, \quad (\text{П7})$$



где $R = R_H R_{\Pi} / (R_H + R_{\Pi})$ и $C = C_H + C_{\Pi}$.

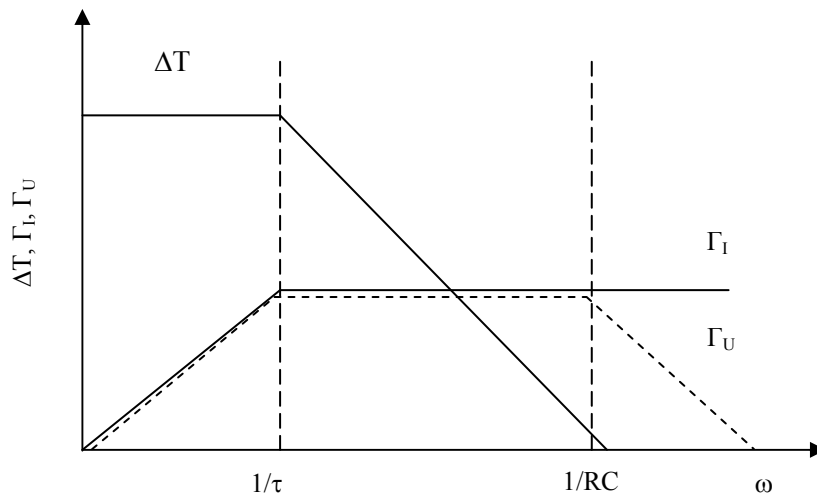
Решением уравнения (П7) является [8]

$$U(\omega) = S \chi \gamma W_0 R \frac{e^{i\omega t}}{\sqrt{1 + R^2 C^2 \omega^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 1/(\omega^2 \tau^2)}}.$$

Тогда для вольтовой чувствительности имеем

$$\Gamma_U = S \chi \gamma R \frac{1}{Q \sqrt{1 + R^2 C^2 \omega^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 1/(\omega^2 \tau^2)}}.$$

Ниже на рисунке в двойном логарифмическом масштабе показаны изменение температуры ΔT , токовая Γ_I и вольтова Γ_U чувствительности в зависимости от частоты ω .



Можно выделить полосу частот $1/\tau \leq \omega \leq 1/RC$, в которой как токовая, так и вольтова чувствительность являются постоянными. Низкочастотный спад обусловлен термической релаксацией пироприемника, а высокочастотный спад Γ_U определяется постоянной времени RC цепи «приемник – нагрузка»

2. Гелий-неоновый лазер и голография

Мощность излучения гелий-неоновых лазеров составляет несколько десятков милливатт, а коэффициент полезного действия не превышает 0,01%. Несмотря на это, высокая временная и пространственная когерентность, направленность излучения, простота в обращении и надежность конструкции способствовали широкому применению лазеров. Гелий-неоновые лазеры применяются в системах оптической связи (передача информации, телевизионных изображений), локации (более точное измерение расстояний), в интерферометрии и в квантовых гироскопах. Стабилизированные по частоте гелий-неоновые лазеры (относительная нестабильность частоты $\approx 10^{-8} - 10^{-9}$) нашли применение в лазерных интерферометрах, используемых для линейных измерений, в машиностроении и в геоэкологии (лазерные интерферометры-деформографы). Широкое применение He-Ne лазеров в медицине связано с воздействием на биологические структуры и процессы, биостимуляцией (в физиотерапии), изучением биологических структур и процессов (доплеровская спектроскопия, проточная цитофотометрия, лазерная микроскопия). В промышленности гелий-неоновые лазеры используются при юстировочных и нивелировочных работах (шахтные работы, кораблестроение, строительство больших сооружений). Находят применение гелий-неоновые лазеры и в быту (системы слежения, экологический мониторинг, лазерные указки, лазерные световые шоу и др.) Особенно эффективным оказалось применение гелий-неонового лазера в голографии, что привело к ее бурному развитию. Остановимся на этом немного подробнее.

Голография – это метод записи и последующего восстановления волновых фронтов [1 - 4]. Он основан на регистрации интерференционной картины, образованной волной, рассеянной объектом (предметная волна) и когерентной с ней опорной волной. Фотографическая запись этой картины (на фотопластинке или на фотопленке с повышенной разрешающей способностью) называется голограммой и содержит информацию о фазах и об амплитудах рассеянных волн. Восстановление волнового фронта происходит на втором этапе, когда проэкспонированная и проявленная голограмма освещается опорной волной.

Представим, что интерференционная картина зарегистрирована позитивно в виде амплитудной двумерной голограммы. Тогда участки голограммы с максимальным пропусканием соответствуют тем участкам фронта предметной волны, в которых ее фаза совпадает с фазой опорной волны. Эти участки будут тем прозрачнее, чем больше была амплитуда предметной волны. Поэтому при освещении голограммы опорной волной в ее плоскости создается такое же амплитудно-фазовое пространственное распределение, которое имела при записи предметная волна. В соответствии с принципом Гюйгенса - Френеля голограмма преобразует опорную волну в копию предметной волны, что и обеспечивает формирование объемного изображения объекта. Это изображение, локализованное на некотором расстоянии от голограммы, обладает глубиной и параллаксом, обычно свойственным реальному объекту. Восстановленное трехмерное изображение объекта можно сфотографировать.

Голографический метод восстановления волнового фронта был впервые предложен физиком Д. Габором⁹ в 1948 г. (осевые голограммы). Термин «голография» происходит от греческого слова «олос» - весь или целый и «графо» - пишу, и означает «полная запись». Этим Габор хотел подчеркнуть, что регистрация как фазовой, так и амплитудной информации обеспечивает более полное описание световой волны. Однако отсутствие в то время достаточно мощных когерентных источников света сильно ограничивало возможности практического использования голографии. Возрождение интереса к этому способу записи изображений связано с созданием He-Ne лазера, дающего сравнительно интенсивное излучение, обладающее высокой когерентностью. В 1962–1964 гг. американские ученые Е. Лейт¹⁰ и Дж. Упатниекс¹¹ предложили схему получения голограмм с наклонным лазерным опорным пучком, освещающим фотопластинку. За изобретение голографии Д. Габор удостоен Нобелевской премии по физике в 1971 г.

Для получения голограммы когерентный свет, идущий от He-Ne лазера, разделяют на два пучка, один из которых освещает объект, а другой является опорным и освещает фотопластинку. На рис. 1 представлена принципиальная схема получения голограмм с разделением в пространстве предметного и опорного пучков. Зарегистрированная на фотопластинке интерференционная картина представляет собой систему светлых и темных полос, направленных перпендикулярно к плоскости рис. 1.

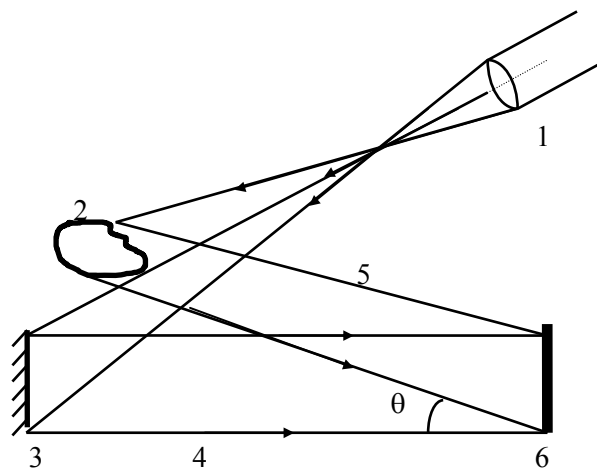


Рис. 1. Схема получения голограмм: 1 – лазерный пучок; 2 – предмет; 3 – зеркало; 4 – опорный пучок; 5 – предметный пучок; 6 – фотопластинка; θ – угол схождения пучков

Характерное расстояние между интерференционными полосами достаточно мало. Например, при $\lambda = 0,63$ мкм и $\theta = 45^\circ$ оно составляет 0,9 мкм. Если коэффициент пропускания обработанной фотопластинки (проявление, закрепление) по амплитуде линейно зависит от интенсивности падающего на нее света, то полученная система полос имеет синусоидальное (косинусоидальное)

⁹ Габор Деннис (Gabor Denes, 1900–1979), венгерский физик, лауреат Нобелевской премии по физике за изобретение и развитие голографического метода (1971)

¹⁰ Лейт Эмметт (Emmett Leith, 1927–2005), американский физик, профессор электротехники Мичиганского университета, создал (совместно с Ю. Упатниексом) классическую схему записи голограмм, применяемую повсеместно (голограммы Лейта-Упатниекса, 1962).

¹¹ Упатниекс Юрис (Juris Upatnieks, 1936), американский физик латышского происхождения, профессор Мичиганского университета, создал (совместно с Э. Лейтом) классическую схему записи голограмм, применяемую повсеместно (голограммы Лейта-Упатниекса, 1962).

распределение пропускания. Иначе говоря, голограмма представляет собой синусоидальную амплитудную дифракционную решетку.

При освещении голограммы исходным опорным пучком (рис. 2) часть дифрагировавшего на голограмме света восстанавливает волновой фронт, который при регистрации голограммы шел от объекта. Наблюдатель воспринимает восстановленную волну как бы исходящей от мнимого изображения предмета 2, расположенного точно там, где ранее находился предмет.

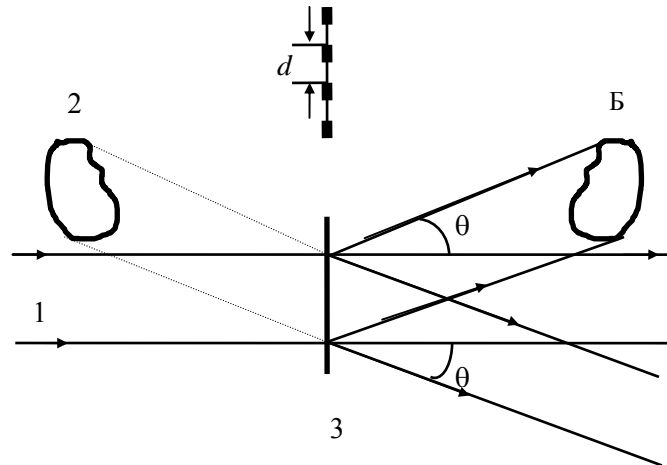


Рис. 2. Образование мнимого 2 и действительного изображения 4 предмета при освещении голограммы 3 опорным пучком 1

Структура интерференционных полос на плоской голограмме не изменится, если предметный пучок будет падать под углом $-\theta$ (см. рис. 1). Поэтому при освещении голограммы опорным пучком условия для возбуждения двух волн первого порядка одинаковы. Волна, идущая вверх, создает действительное изображение 4 предмета, которое может быть непосредственно зарегистрировано фотопластинкой (без применения линзы).

Длина когерентности гелий-неоновых лазеров составляет $\sim 20\text{--}30$ см, что вполне достаточно для голографирования сравнительно небольших объектов. Увлечение длины когерентности (протяженности голографируемых объектов) достигается использованием частотно-селективных элементов.

Важным применением голографии является голографическая интерферометрия. Методами голографической интерферометрии получают картины на основе восстановления и интерференции записанных на голограмме волн с опорной волной. В возможности сохранения и последующего восстановления волн состоит уникальное преимущество голографического метода по сравнению с методами обычной оптической интерферометрии. Голографическая интерферометрия позволила впервые исследовать объекты, диффузно рассеивающие свет. Имеется несколько методов голографической интерферометрии (рис. 3). Первая схема *a* соответствует интерферометрии в реальном времени. В этом случае на голограмме Γ записывается волна E_2 , прошедшая через невозмущенное поле (без объекта). После обработки голограмма устанавливается на прежнее место и освещается опорной волной E_1 . При этом восстанавливается волна E_2 , которая в последующем интерферирует с предметной волной $E_2(t)$, прошедшей сквозь голограмму.

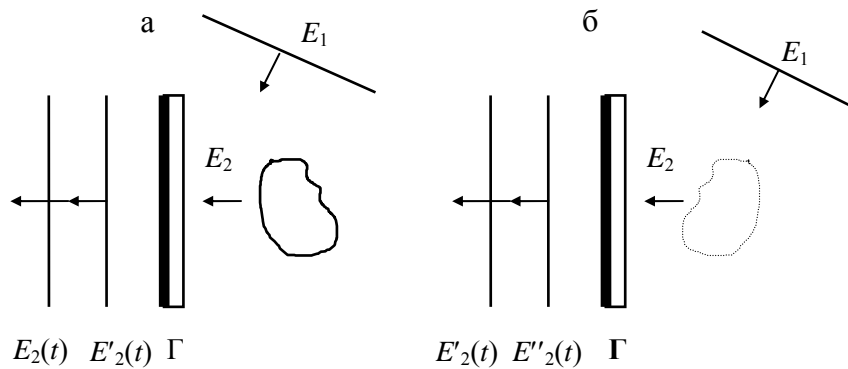


Рис. 3. Методы голографической интерферометрии: *а* – интерферометрия в реальном времени; *б* – метод двухэкспозиционной интерферометрии

Получаемая интерференционная картина может наблюдаться визуально или регистрироваться фотографически. Шаг и ориентация полос интерференции определяются положением голограммы. Существенным недостатком этого метода является то, что интерференционные полосы локализованы в окрестности голограммы. Во втором случае *б* показана схема реализации наиболее распространенного метода двухэкспозиционной интерферометрии, когда на одну и ту же фотопластинку последовательно регистрируются невозмущенная E_2 (без объекта) и возмущенная E'_2 (с объектом) волны. При освещении голограммы опорным пучком E_1 восстановленные волновые фронты E_2 и E'_2 дают интерференционную картину в полосах бесконечной или конечной ширины. Шаг и ориентация полос интерференции задаются поворотом голограммы Γ на малый угол в промежутке между экспозициями либо введением в предметный пучок оптического клина. Заметим, что в этих двух схемах, в отличие от обычной интерферометрии, интерферируют пучки, разделенные не в пространстве, а во времени.

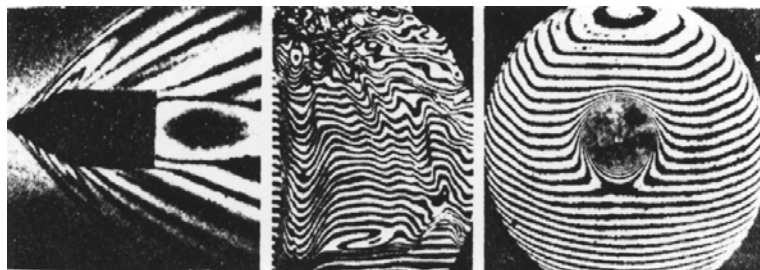


Рис. 4. Интерферограммы, полученные голографическим методом двух экспозиций: *а* – обтекание модели (режим полос бесконечной ширины); *б* – газовый факел; *в* – плазма θ -пинча (режим полос конечной ширины)

В качестве иллюстрации на рис. 4 приведены интерферограммы, полученные голографическим методом двух экспозиций [3].

Библиографический список

1. Кольер Р., Беркхарт, Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973.
2. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971.
3. Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В. Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1977.
4. Островский Ю. И. Голография и ее применение. Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1973.