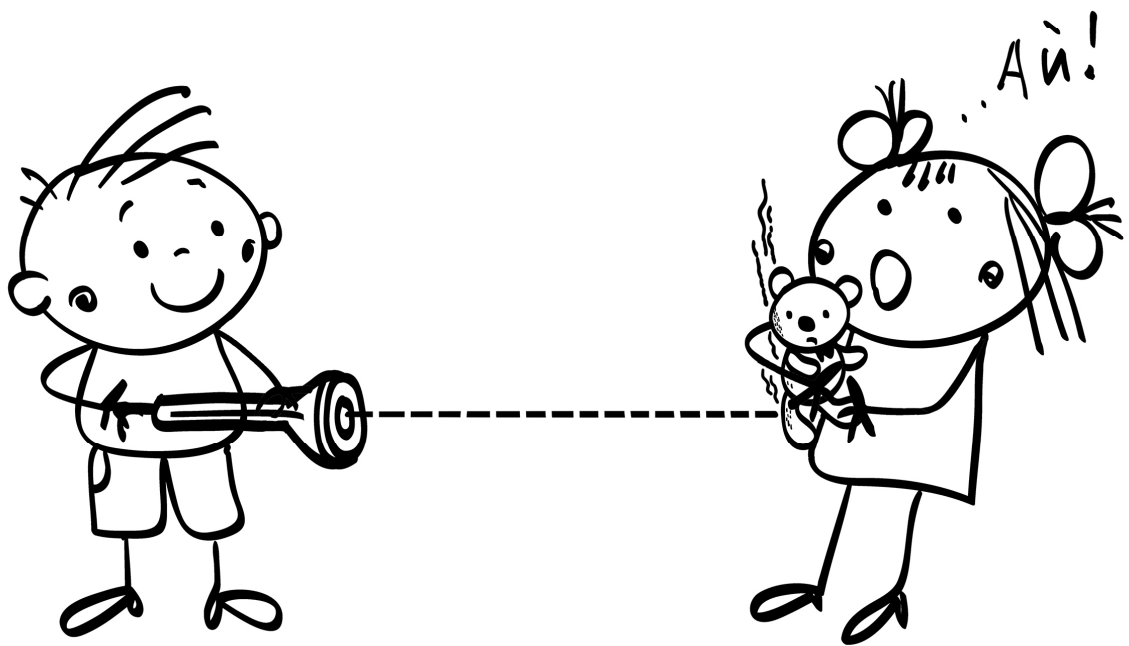


*В.В.Попов*

# Как работает гелий-неоновый (He-Ne) лазер



Москва, 2020 г.

Я хочу быть понят родной страной,  
а не буду понят - что ж?!  
По родной стране пройду стороной,  
как проходит косой дождь.  
(В. Маяковский)

### Лазер

Лазер – одно из величайших изобретений XX века, породивший новую науку - квантовую электронику. Первый работающий лазер на кристалле рубина продемонстрировал Теодор Мейман в 1960г., а уже в 1964 г. советским ученым Басову и Прохорову и американцу Таунсу была присуждена Нобелевская премия по физике «за фундаментальные работы в области квантовой электроники, приведшие к созданию генераторов и усилителей на основе принципа мазера – лазера».

В данной работе сделана попытка изложить в максимально простой и доступной форме принцип работы лазера вообще и его конкретное воплощение на примере He-Ne лазера.

### Теория

Слово «лазер» является аббревиатурой от английского *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, т.е. усиление света посредством вынужденного испускания излучения. Рассмотрим подробно смысл этого выражения.

Для начала определим, что такое свет, откуда он берется и каким бывает.

Согласно современным представлениям свет представляет собой поток сгустков энергии – квантов, обладающих как корпускулярными, так и волновыми свойствами, не имеющих массы покоя и движущихся в вакууме со скоростью света  $C$ . Кванты появляются при элементарных процессах, связанных с изменением энергии элементарных частиц, атомов и молекул. В повседневной жизни источником видимого нами света являются атомы, а точнее – системы «ядро-электронная облочка». Энергия этой системы, согласно квантовой теории, может принимать лишь дискретные значения и, при определенных условиях, система может перейти из одного дискретного состояния в другое.

Рассмотрим условную схему энергетических уровней атома на примере атома водорода (Рис.1)

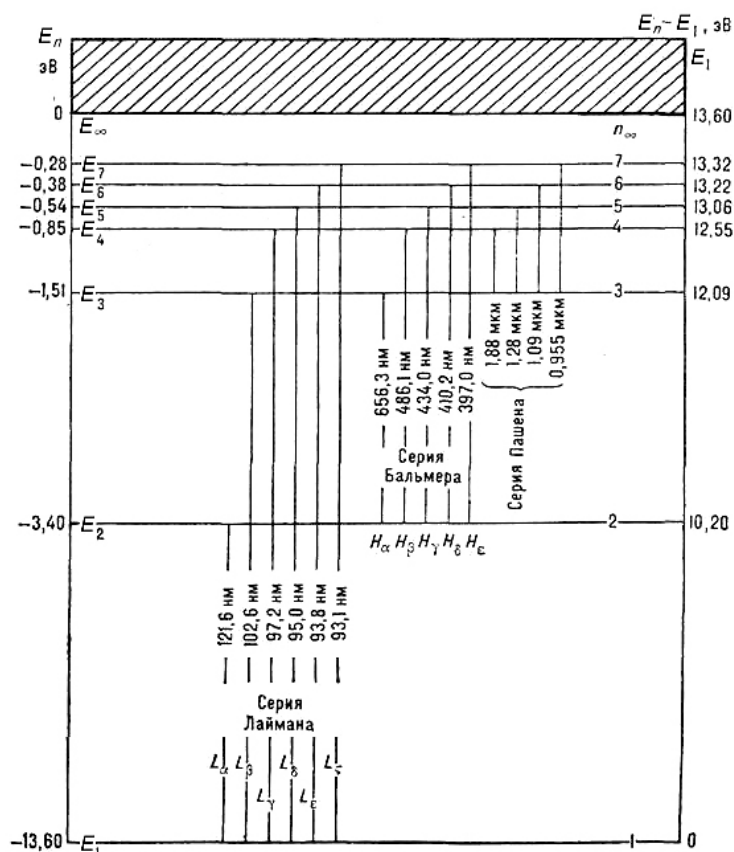


Рис.1. Схема энергетических уровней атома водорода.

Состояние атома, соответствующее наименьшей энергии, называется основным, а все остальные – возбужденными. В основном состоянии электрон находится ближе всего к ядру и притяжение между ними максимально. Соответственно, и энергия этого состояния максимальна и равна работе, необходимой для удаления электрона от ядра на бесконечное расстояние. Атом при этом превращается в ион, поэтому эта энергия называется энергией (потенциалом) ионизации и имеет отрицательный знак. Номер энергетического уровня обозначается главным квантовым числом. Чем больше номер уровня, тем ближе атом к состоянию ионизации и тем меньше расстояние между соседними уровнями. Возбужденные состояния атома нестабильны. С течением времени атом по тем или иным причинам переходит в основное состояние с минимумом потенциальной энергии. Возможны также переходы с одного энергетического уровня на другой.

Если в системе есть два уровня с энергиями  $E_1$  и  $E_2$ , между которыми возможен переход, и  $E_2 > E_1$ , то перейти в состояние с меньшей энергией атом может двумя способами: либо путем излучения кванта с энергией  $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$ , либо путем неупругого столкновения с другим атомом или электроном (при этом энергия  $\Delta E$  переходит в кинетическую энергию, переданную другому объекту). Аналогично, в состоянии с большей энергией атом может перейти за счет поглощения соответствующего кванта либо при столкновении с другим атомом или электроном.

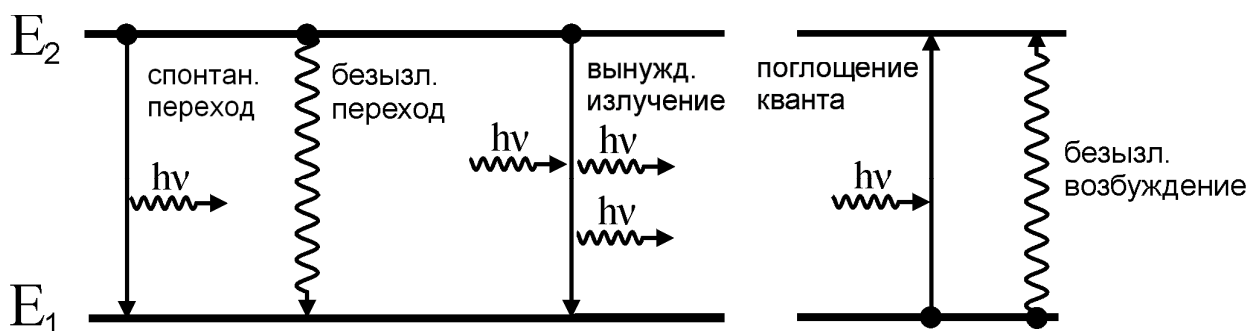


Рис. 2. Возможные переходы в двухуровневой системе.

Излучение возбужденного атома, не испытывающего внешних воздействий, называется спонтанным. Направление, фаза и поляризация вылетающего при спонтанном излучении кванта имеют случайные значения, но энергия и, соответственно, длина волны определены разницей энергий соответствующего перехода. Интенсивность же спонтанного излучения определяется концентрацией возбужденных атомов и средним временем жизни возбужденного состояния  $\tau$ , которое, в свою очередь, зависит от вероятности перехода  $W_{21}^{сп}$  с уровня  $E_2$  на  $E_1$ .

### Индукированное (вынужденное) излучение и поглощение

Квантовая теория дискретных уровней энергии имеет экспериментальное подтверждение в оптике и спектроскопии. Чем, например, обусловлен различный цвет растворов солей никеля и меди? Разной интенсивностью поглощения различных участков спектра, т.е. излучения разных длин волн. Логично предположить, что лучше всего поглощаются кванты, энергия которых  $\Delta E$  соответствует разнице энергий уровней в атомах данного вещества, между которыми возможен вынужденный переход с поглощением кванта с энергией  $h\nu = E_2 - E_1$

Т.е. при взаимодействии кванта, обладающего энергией перехода  $h\nu_{12}$ , с атомом, квант поглощается, а атом переходит из состояния  $E_1$  в  $E_2$ . Если энергия кванта  $h\nu \neq E_2 - E_1$ , то в этом случае квант не поглощается и свет с такой частотой свободно проходит через вещество. Таким образом, изучая **спектры поглощения** веществ, мы можем определить все возможные в измеряемом диапазоне пары  $E_i$  и  $E_j$ , между которыми возможны вынужденные поглощательные переходы, а степень поглощения, очевидно, пропорциональна вероятности переходов.

Так же и **спектры излучения** газов состоят из отдельных линий, частота которых соответствует энергиям переходов. Однако излучение квантов с такими дискретными частотами происходит спонтанно, поэтому излучение нагретого газа происходит равновероятно по всем направлениям, оно не поляризовано и не когерентно.

В начале 20 века не было никаких экспериментальных данных, предполагающих какие-либо иные механизмы возникновения излучения.

Поэтому А.Эйнштейн руководствовался только общими соображениями термодинамического равновесия между атомной системой и излучением, когда в 1916г. предположил, что, если на систему, имеющую уровни энергии  $E_2$  и  $E_1$  и находящуюся в возбужденном состоянии  $E_2$ , падает квант с энергией  $\Delta E = E_2 - E_1$ , то их взаимодействие может привести к вынужденному излучению нового кванта с энергией  $\Delta E$ , а система перейдет в энергетическое состояние  $E_1$ .

Это утверждение является краеугольным камнем квантовой электроники.

**Уникальной особенностью процесса вынужденного излучения является тождественность кванта, излученного системой, падающему на нее кванту. Новый квант будет обладать теми же частотой, фазой, направлением движения и поляризацией, что и падающий.**

При этом «вынуждающий» квант продолжит свое движение без всяких изменений, то есть акт вынужденного испускания проходит без каких-либо затрат энергии или импульса первого кванта, что кажется удивительным с точки зрения классической механики.

### Инверсная населенность

В среде с двумя уровнями энергии  $E_1$  и  $E_2$ , между которыми возможен индуцированный переход существуют атомы имеющие энергии как  $E_1$ , так и  $E_2$ . Поэтому фотон с частотой  $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ , сталкиваясь с атомами на уровне  $E_2$  будет порождать новый фотон, а, сталкиваясь с атомом на уровне  $E_1$  – будет поглощаться. Следовательно поток фотонов, проходящий через среду будет усиливаться или ослабляться, в зависимости от того на каком из уровней  $E_2$  или  $E_1$  будет находиться больше атомов. (Здесь мы принимаем во внимание, что, согласно Эйнштейну, вероятность индуцированных переходов  $W_{21}$  с уровня  $E_2$  на  $E_1$  равна вероятности перехода  $W_{12}$  с уровня  $E_1$  на  $E_2$ .) Общее число частиц на определенном энергетическом уровне называется населенностью уровней. При тепловом равновесии при температуре  $T$  распределение частиц по уровням подчиняется распределению Больцмана:

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \text{ где } k - \text{ постоянная Больцмана.}$$

Как видно из этой формулы, в термодинамическом равновесии всегда  $N_1 > N_2$ , т.е. частиц на нижнем уровне всегда больше, и, следовательно, невозможно усиление излучения.

**Главная задача при создании лазера – обеспечить такие условия, когда термодинамическое равновесие нарушается и частиц с энергией  $E_2$  становится больше, чем с энергией  $E_1$ . Такое состояние среды называется «инверсной населенностью», а процесс ее создания – «накачкой».**

### Усиление света в инверсной среде

Предположим, нам удалось каким-то способом создать среду с инверсной населенностью. Рассмотрим, что произойдет, если направить в нее поток квантов с энергией  $h\nu = E_2 - E_1$ .

Часть квантов будет поглощаться атомами, находящимися на уровне  $E_1$ , переводя их в возбужденное состояние. Другая часть может пройти без всякого взаимодействия со средой, не изменяя ее и свое состояние. Наконец, оставшиеся кванты провзаимодействуют с атомами, находящимися в возбужденном состоянии, переводя их на уровень с  $E_1$  и вынуждая излучить тождественный себе квант (Рис.4).

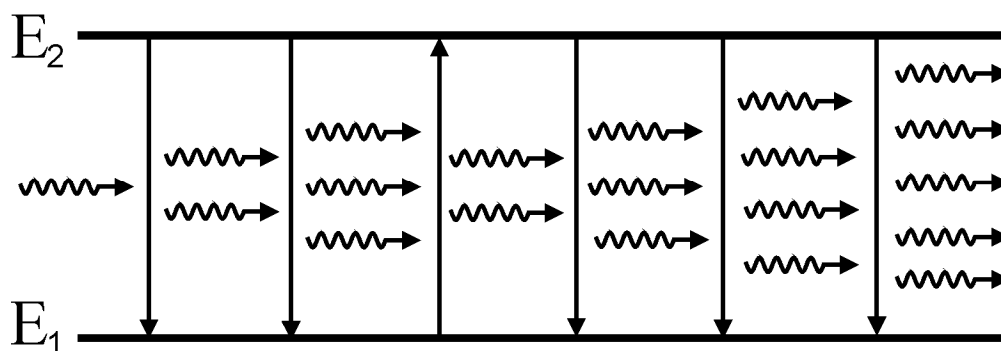


Рис. 4 Усиление излучения средой с инверсной населенностью

Учитывая, что вероятности вынужденного перехода сверху вниз  $W_{21}$  и снизу вверх  $W_{12}$  одинаковы, а количество атомов на верхнем уровне выше, чем на нижнем, очевидно, что, по мере прохождения, количество квантов будет увеличиваться, что и приведет к усилению излучения, которое будет монохроматичным (так как все кванты имеют  $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ ) и когерентным (т.е. будут иметь одинаковую фазу). Это и есть то самое «**усиление света посредством вынужденного испускания излучения**», и это определяет специфику лазерного излучения – *монохроматичность и когерентность*.

Впервые экспериментально это явление обнаружил советский ученый В.А.Фабрикант в 1939 г. Справедливости ради следует отметить, что понимания когерентности квантов падающего и вынужденного излучения ни у Эйнштейна ни у Фабриканта не было.

#### Создание инверсной населенности

На настоящий момент существует множество типов лазеров, которые мы здесь не будем перечислять. Интересующиеся могут обратиться, например, к книге [1], где кроме подробного и строгого изложения теоретических основ квантовой электроники описаны 17 типов «наиболее известных» лазеров.

Два главных параметра, определяющих тип лазера – это активная среда и способ накачки.

Рассмотрим подробнее принцип создания инверсной населенности в He-Ne лазере.

Гелий-неоновый лазер, как и многие другие газовые лазеры, работает по так называемой «**трехуровневой схеме**».

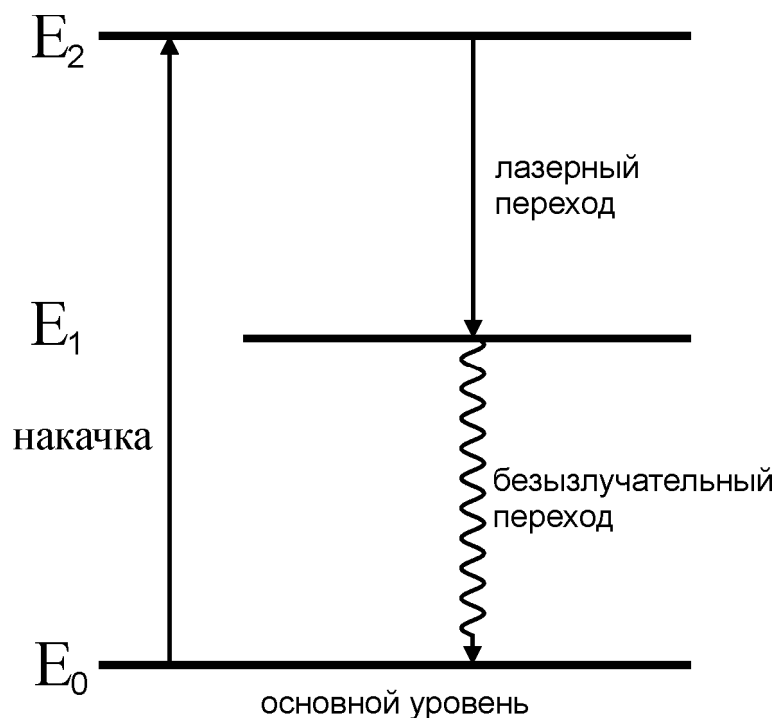


Рис.4. Трехуровневая схема лазерной генерации

Принцип работы этой схемы таков:

существуют 3 уровня (реально их много больше, но для нас сейчас это не важно): основной, первый и второй возбужденные. Между первым и вторым уровнями возможен индуцированный переход, а между первым и основным – безызлучательный релаксационный переход, энергия которого переходит в тепловую. Но в процессе излучения атомы с уровня 2 будут переходить на уровень 1 до тех пор, пока их населенности не сравняются, и тогда процесс усиления прекратится. Чтобы этого не произошло, уровень 1 должен постоянно опустошаться, причем скорость опустошения должна быть не меньше, чем скорость его заселения за счет излучательных переходов. Это условие является кардинальным для возникновения и поддержания лазерного излучения. В He-Ne лазере расселение уровня 1 происходит за счет столкновения атомов со стенками тонкой трубки, в которой находится газ.

Теперь перейдем к главному процессу – заселению верхнего лазерного уровня 2.

Наша задача – перевести как можно больше атомов неона из основного состояния на уровень 2, при этом, не увеличивая населенности уровня 1.

Для этого используется возможность резонансной передачи энергии между частицами разного сорта при неупругих столкновениях. Такая передача тем более эффективна, чем более точно совпадают энергии сталкивающихся частиц. В атоме гелия два первых возбужденных уровня по энергии довольно точно совпадают с уровнями неона (Рис.5), поэтому возможна эффективная передача энергии при столкновении.

Таким образом, процесс происходит по следующей схеме. Через смесь гелия и неона пропускают электрический разряд, возбуждающий уровни как гелия, так и неона. Но уровни неона, между которыми возможен индуцированный переход с излучением фотона, быстро опустошаются как за счет вынужденного, так и спонтанного излучения. При этом атомы гелия, которых примерно в 5 раз больше в смеси и уровни которого являются долгоживущими (метастабильными), запасают энергию и резонансно передают ее верхним уровням неона, поддерживая их инверсную населенность. С этих уровней и осуществляются лазерные переходы на более низкие уровни, которые, в свою очередь, расселяются за счет релаксационных безызлучательных переходов на основной уровень.

Принципиальным здесь является то, что уровень, на который совершается лазерный переход не является основным или долгоживущим, и поэтому всегда остается менее населенным по сравнению с верхним. Если же по какой-то причине, например при большом разрядном токе в трубке, газ нагревается сильнее и этот уровень существенно заселяется, то генерация прекращается.

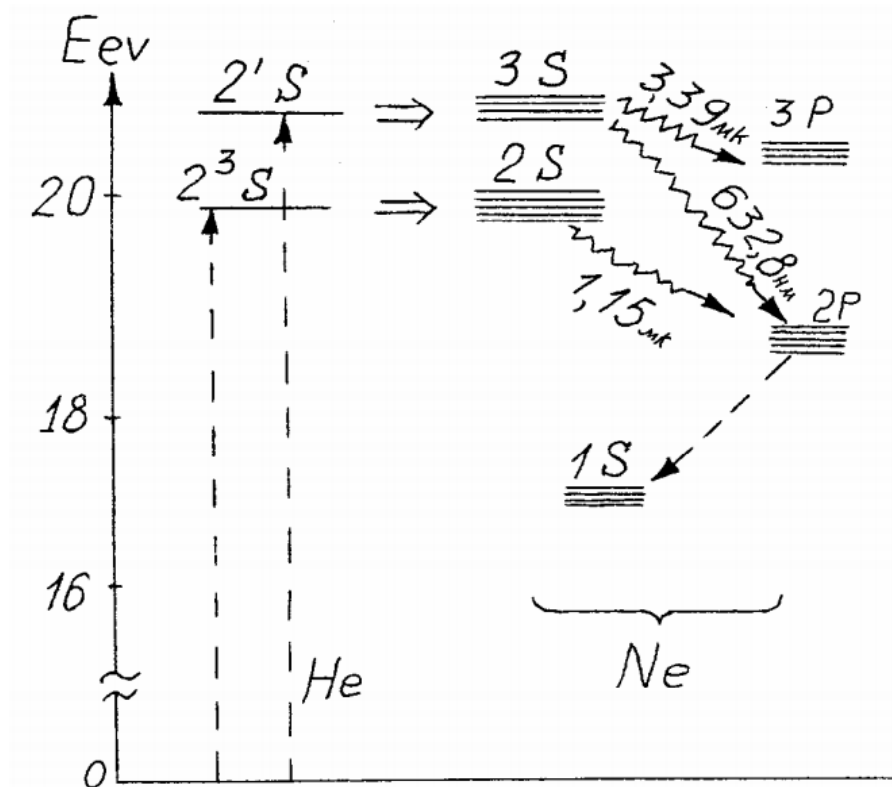


Рис.5. Схема энергетических уровней гелия и неона

На рисунке 5 показана подробная схема уровней гелия и неона, из которой видно, что возможно лазерное излучение одновременно на нескольких линиях. Реально генерация идет на какой-то одной линии, для которой наиболее благоприятны условия излучения (конкуренция линий). Первоначально генерация в He-Ne лазере была получена на линии 1,15 мкм и только потом в видимом диапазоне на линии 0,63 мкм.

### Коэффициент усиление излучения

Рассмотрим более подробно взаимодействие монохроматического излучения частоты  $\nu$  с атомами среды в рамках двухуровневой модели с уровнями  $E_1$  и  $E_2$  и  $E_2 - E_1 = h\nu$ .

Если все атомы находятся на нижнем уровне, то происходит вынужденное поглощение энергии, причем уменьшение энергии пропорционально интенсивности падающего излучения, пройденному излучением расстоянию  $dx$ , вероятности вынужденного перехода  $W_{12}$ , населенности нижнего уровня  $N_1$ . Согласно Эйнштейну, вероятности вынужденного перехода  $W_{12}$  и  $W_{21}$  пропорциональны плотности энергии внешнего поля в единичном спектральном интервале  $\rho_\nu$  [Дж/(см<sup>3</sup>хГц)], поэтому, чтобы охарактеризовать сравнительную вероятность конкретного перехода независимо от величины внешнего поля, в квантовой электронике пользуются коэффициентами



Эйнштейна  $B_{12}$  и  $B_{21}$  для индуцированного поглощения и излучения, которые определяются соответственно из выражений

$$W_{12}^{\text{инд}} = B_{12}\rho_\nu$$

$$W_{21}^{\text{инд}} = B_{21}\rho_\nu$$

В общем виде изменение интенсивности можно записать как

$$dI(x) = -\alpha_1 I_0 dx, \text{ где } \alpha_1 \sim B_{12}N_1.$$

В интегральном виде это выражение выглядит как

$$I(x) = I_0(x)\exp(-\alpha_1 x)$$

и называется законом Бугера, определяющим поглощение излучения в веществе.

Очевидно, что для среды с заполненным верхним уровнем все будет наоборот: излучение будет усиливаться с коэффициентом  $\alpha_2 \sim B_{21}N_2$ .

Характер взаимодействия излучения с реальной средой будет результатом суммирования усиления и поглощения:

$$dI(x) = I_0(B_{12}N_1 - B_{21}N_2)dx,$$

а учитывая, что  $B_{12} = B_{21}$ ,  $\alpha \sim (N_1 - N_2)$ . Это означает, что в активной среде при  $N_2 > N_1$  интенсивность излучения будет экспоненциально возрастать, стремясь к бесконечности для большой длины пути.

В реальности, однако, этого не происходит. Необходимым условием усиления излучения является наличие инверсной населенности. Но что происходит с ней по мере увеличения интенсивности излучения? В стационарном случае, когда время рассмотрения свойств среды значительно больше времени переходных и релаксационных процессов, инверсия населенности уровней определяется кинетическим балансом между верхним и нижним уровнями. Верхний уровень заселяется за счет накачки и вынужденного поглощения и расселяется за счет вынужденного излучения. Нижний уровень заселяется, в основном, за счет вынужденных переходов с верхнего уровня и расселяется за счет релаксационных переходов.

При малых уровнях входного излучения скорость накачки превышает скорость расселения верхнего уровня за счет вынужденных переходов, а скорость релаксации нижнего превышает скорость его заселения. Таким образом поддерживается максимально возможная инверсная населенность, позволяющая значительно усилить входное излучение.

При большой интенсивности излучения верхний уровень опустошается тем быстрее, чем выше интенсивность излучения. В то же время скорость накачки постоянна – она ограничена конструкцией лазера и свойствами среды, поэтому населенность верхнего уровня уменьшается, в сравнении со случаем слабого излучения. Скорость релаксации нижнего уровня также ограничена свойствами среды и конструкцией лазера, в то время, как скорость заселения его увеличивается за счет вынужденных переходов с верхнего уровня. При определенной интенсивности излучения населенности верхнего и нижнего уровня сравниваются, инверсия пропадает, и среда перестает быть усиливающей.

Для любого усилителя существует понятие коэффициента усиления  $K$ . Если на входе прибора имеем сигнал с амплитудой  $U_0$ , а на выходе -  $U_1$ , то коэффициент усиления  $K = \frac{U_1}{U_0}$ . В соответствии с вышеприведенными рассуждениями можно заключить, что в зависимости от расстояния, пройденного излучением в активной среде, его интенсивность, увеличивается вначале экспоненциально, затем скорость ее роста

уменьшается, она достигает максимального значения, а коэффициент усиления прибора падает от максимального до единицы

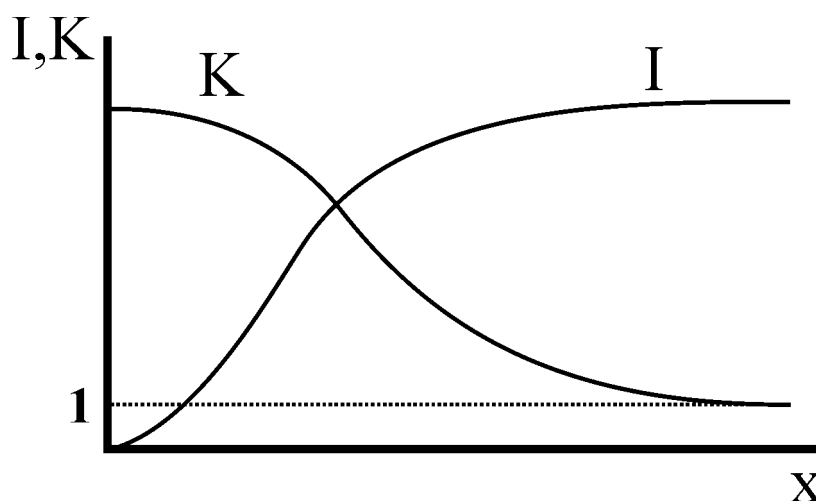


Рис. 6. Зависимость интенсивности сигнала и коэффициента усиления от расстояния

Следует отметить, что усиленное излучение будет обладать той же направленностью, фазой и поляризацией, что и падающее. Это свойство лазерных усилителей позволяет использовать их для создания пучков высокой интенсивности для фокусировки на мишени в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу.

#### Генерация излучения, резонатор

Рассмотрим теперь, что происходит в активной среде лазера в отсутствие внешнего резонансного излучения.

Возбужденные атомы, как говорилось выше, имеют определенное время жизни, по истечении которого они испускают фотон. У испущенного фотона есть три возможности:

1. Не испытывая взаимодействия с другими атомами активной среды покинуть ее.
2. Провзаимодействовав с невозбужденным атомом, поглотиться и перевести его в возбужденное состояние.
3. Провзаимодействовав с атомом возбужденным спровоцировать акт вынужденного излучения, породив еще один тождественный фотон (т.е. фотон с той же фазой, направлением и поляризацией).

Первые два случая для нас интереса не представляют по понятным причинам. Фотон же, инициировавший излучение еще одного фотона можно рассматривать как входное излучение, усиленное активной средой. Если активная среда, например как в He-Ne лазере, представляет собой длинную трубку, то фотоны, летящие вдоль оси трубки, будут испытывать больше актов взаимодействия с активной средой, чем летящие под углом и быстро выходящие за ее пределы. Соответственно, в направлении оси трубки должно возникнуть усиление излучения.

При небольшой длине трубки каждый из спонтанно испущенных фотонов будет усиливаться независимо, в результате чего на выходе появится усиленное излучение в виде отдельных цугов, имеющих различную длительность, фазу и поляризацию. При увеличении длины трубки их интенсивности будут увеличиваться, и, в конце концов, они начнут оказывать влияние друг на друга. Это влияние заключается в следующем: поскольку вероятность вынужденного испускания пропорциональна величине электрического поля резонансной частоты, то, при наличии в определенной точке активной среды нескольких колебаний разной интенсивности, наибольший коэффициент усиления будет иметь колебание с наибольшей интенсивностью. В результате именно оно

и будет усиливаться быстрее всего, в результате чего достигнет предельной величины и дальше будет распространяться с постоянной интенсивностью.

Мы рассмотрели гипотетический случай бесконечно длинной активной среды. В реальности, для того, чтобы выделить и усилить излучение какого-то одного фотона и в результате получить генерацию излучения используется так называемый открытый резонатор. Идея открытого резонатора была предложена А.М. Прохоровым в 1958 г. Заключается она в том, что в активную среду помещаются друг напротив друга два плоскопараллельных зеркала (или наоборот, активную среду помещают между зеркалами). При точной юстировке фотон, испущенный вдоль оптической оси резонатора, будет летать внутри него бесконечно долго, отражаясь то от одного, то от другого зеркала и усиливая интенсивность поля за счет вынужденного испускания излучения встретившихся на пути возбужденных атомов. Но необходимым условием усиления излучения является синфазность. Предположим, что фотон, испущенный из точки  $O$  центра резонатора длиной  $L$ , отразился от правого зеркала, затем от левого и вернулся в точку  $O$ . Для того, чтобы фаза излучения осталась той же, необходимо, чтобы пройденное расстояние  $2L$  равнялось целому числу длин волн, т.е.  $2L = m\lambda$  или  $\lambda = \frac{2L}{m}$ . Это означает, что для данного резонатора длиной  $L$  возможна генерация только для дискретного набора длин волн, удовлетворяющих требованию  $\nu_m = m \frac{c}{2L}$ , в то время, как резонансная частота перехода также составляет дискретное значение  $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ . То есть, теоретически, резонатор должен иметь длину, равную величине  $L = \frac{mc \cdot h}{2(E_2 - E_1)}$  с точностью до долей длины волны при общей длине порядка 1 м, что технически весьма затруднительно. К счастью, за счет столкновений атомов и эффекта Доплера величина  $\nu$  имеет некоторый разброс – ширину линии, и в эту ширину заведомо попадают несколько собственных частот  $\nu_m$  резонатора. Поэтому для нескольких  $\nu_m$  выполняются условия синфазности после двух отражений от зеркал и генерация излучения, если не принимать специальных усилий, всегда идет на нескольких частотах, которые называются продольными модами резонатора.

Резонатор, состоящий из плоскопараллельных зеркал также не очень пригоден для практического использования, т.к. при малейшем отклонении от плоскопараллельности лучи будут быстро выходить за пределы тонкой трубки лазера. Практически чаще используют резонаторы со сферическими зеркалами, фокальные точки которых совпадают и находятся в центре резонатора (конфокальный резонатор). При такой конфигурации излучение, испущенное вблизи оси, может не выходить за пределы активной среды при бесконечном числе отражений. В результате образуются устойчивые конфигурации лучей, у которых для фиксированной частоты  $\nu_m$  на длине резонатора укладывается разное число полуволн. Такие конфигурации получили названия поперечных мод резонатора.

В зависимости от качества юстировки резонатора моды могут иметь радиальную или иную симметрию (Рис.7), Следует иметь в виду, что оптический луч, ограниченный апертурой  $d$  подвержен дифракционной расходимости, поэтому при большой длине трубки или большом числе проходов через резонатор внешние участки пучка будут «задевать» стенки трубки, внося таким образом потери в резонатор. Еще больше это будет сказываться для мод, где лучи идут не строго параллельно оси трубки. Поэтому минимальные потери будут иметь моды, идущие вблизи оси резонатора. При очень малом коэффициенте усиления или при вводе в резонатор диафрагмы, сужающей его световой диаметр, можно получить генерацию только на одной поперечной моде  $TEM_{00}$ . Такой режим работы лазера называется одномодовым. В этом случае лазерный пучок имеет минимальную расходимость и является гауссовым, т.е. распределение интенсивности в поперечном сечении изменяется по закону Гаусса.

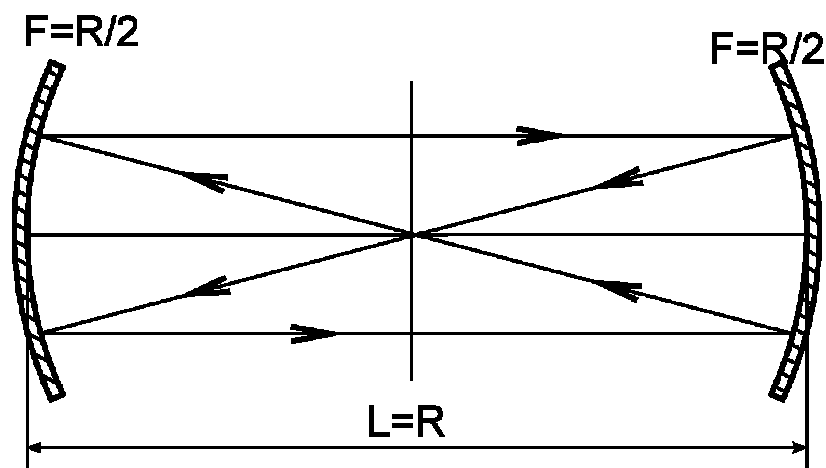


Рис.7. Схема конфокального резонатора.

Поперечные моды обозначают как  $TEM_{mn}$ , где  $m$  и  $n$  – целые числа  $0,1,2,3,\dots$ , обозначающие число изменений знака электрического поля на поверхности зеркал резонатора в направлениях  $X$  и  $Y$  для прямоугольных мод или по углу и радиусу для круговых.

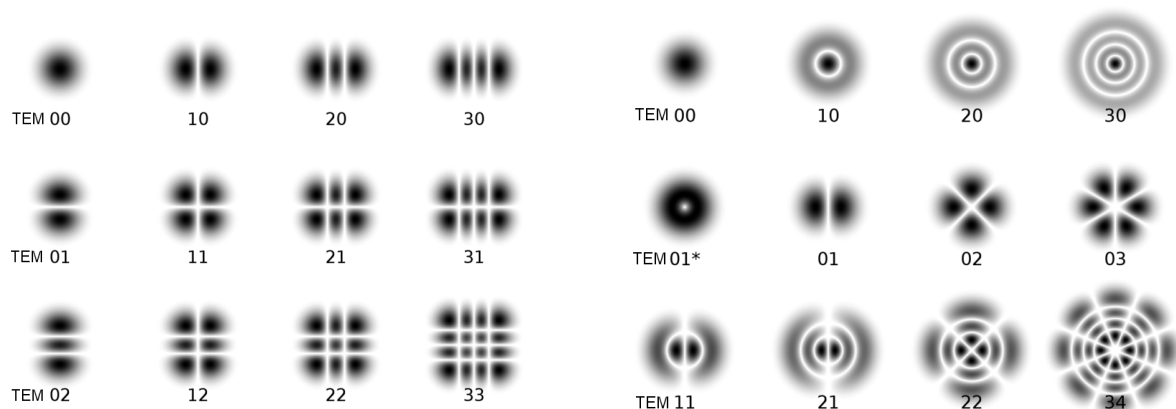


Рис.8. Моды резонатора с прямоугольной (слева) и аксиальной (справа) симметриями.

При этом все равно будет возможна генерация нескольких продольных мод с разными частотами. Если же еще ввести в резонатор спектральный фильтр, ухудшающий условия генерации на некоторых частотах, можно получить генерацию только на одной продольной моде. Такой режим работы лазера называется одночастотным. В этом случае реализуется максимальная монохроматичность излучения лазера.

### Вывод излучения из лазера

Как указывалось выше, при прохождении излучения в активной среде оно будет усиливаться. При зеркалах, имеющих коэффициент отражения 100%, один из фотонов, спонтанно испущенных вдоль оптической оси резонатора, будет вызывать вынужденные переходы, усиливающие интенсивность излучения до тех пор, пока не установится баланс между переходами с уровня  $E_2$  на  $E_1$  и обратно, т.е. установится режим стационарной генерации. Интенсивность излучения будет максимальной, а коэффициент усиления равен 1.

Однако использовать излучение, существующее только внутри резонатора, практически невозможно, необходимо вывести его наружу. Для этой цели служат

полупрозрачные зеркала. Если одно или оба зеркала сделать частично прозрачными, то часть излучения будет выходить из резонатора, и его можно использовать. Чем больше коэффициент пропускания зеркал, тем большей мощности излучение будет выходить из резонатора. Однако увеличение выходной мощности будет происходить за счет уменьшения интенсивности поля внутри резонатора и при определенном критическом значении пропускания  $T_{кр.}$  потери в резонаторе за счет излучения станут такими большими, что генерация прекратится. Таким образом, понятно, что максимальная мощность выходного излучения будет наблюдаться при некотором оптимальном значении  $T_{опт.}$ , лежащим в интервале от 0 до  $T_{кр.}$ . Теоретически можно рассчитать значение  $T_{опт.}$ , решая довольно сложные кинетические уравнения, учитывающие все проходящие в активной среде процессы, но в рамках данного описания мы этого делать не будем.

Для ясности рассмотрим более подробно процесс генерации в реальном He-Ne лазере.

Для случая стационарной генерации распределение мощности электромагнитного поля внутри резонатора и активного элемента показано на рис.8. В верхней части рисунка изображены два зеркала резонатора: левое с коэффициентом отражения 99,8% и правое с коэффициентом отражения 97%. Между зеркалами находится активный элемент гелий-неонового лазера.

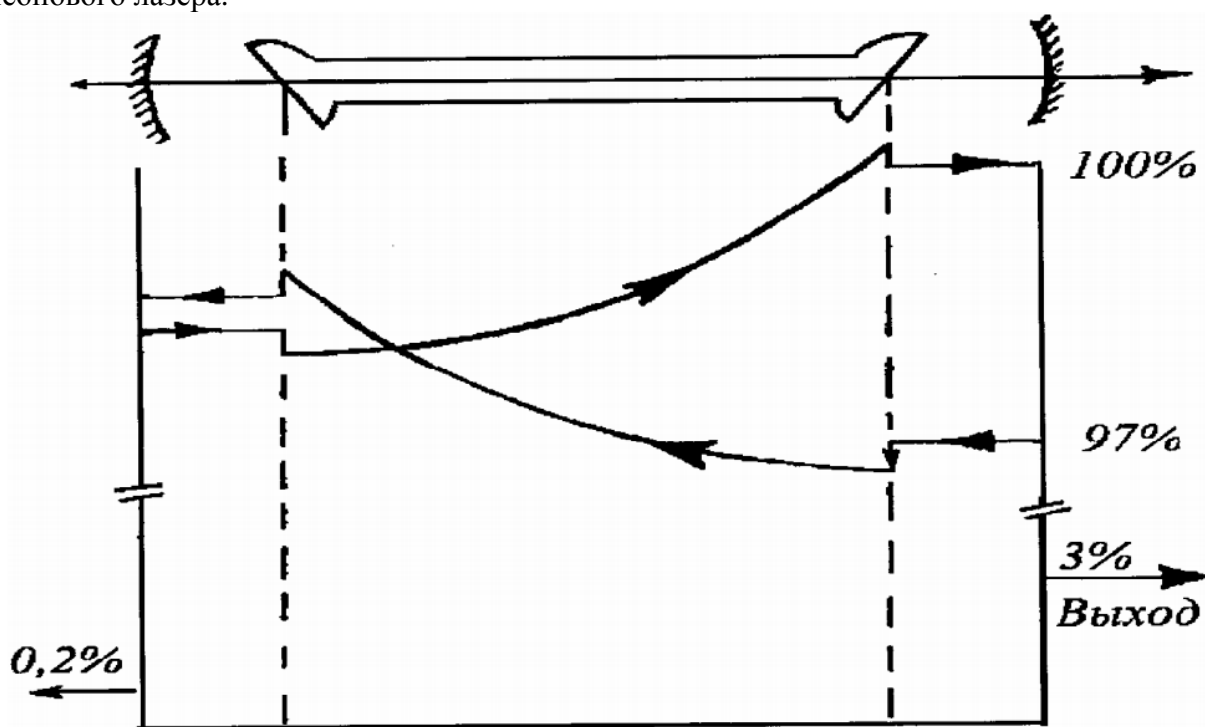


Рис. 9 Распределение мощности электромагнитного поля внутри резонатора и активного элемента.

В нижней части рисунка изображен условно график изменения мощности электромагнитного поля при прохождении световой волны вдоль резонатора. В тех местах резонатора, где волна идет в активной среде, будет происходить усиление. Мощность поля и его интенсивность будут нарастать по экспоненциальному закону. На участках между зеркалами и окнами разрядной трубки волна идет в воздухе, и усиления нет.

Максимальная мощность светового потока принята за 100%. Достигнув правого зеркала, часть потока (около 3%, пренебрегая поглощением в зеркале) выйдет за пределы резонатора; остальная часть (~97%) отразится и возвратится в резонатор. Испытав небольшие потери на границе выходного окошка за счет рассеяния, поток движется внутри активного элемента с усилением, потом, отразившись от левого зеркала и потеряв за счет этого около 0,2% мощности, движется в обратном направлении.

Очевидно, для того, чтобы получить замкнутый цикл, а следовательно и стационарную генерацию, необходимо, чтобы общие потери были полностью скомпенсированы общим усилением луча. В нашем случае, как видно из рис. 4, увеличение мощности за один цикл несколько превышает потери за счет излучения (~3%), что и обеспечивает режим стационарной работы лазера.

Существенной особенностью He-Ne лазера являются выходные окна, расположенные под углом Брюстера к оптической оси. Так как зеркала резонатора расположены за пределами находящейся в трубке активной среды, то при каждом проходе резонатора излучение должно проходить через два прозрачных выходных окошка, испытывая при этом отражение на границе воздух-стекло. Коэффициенты отражения зависят как от угла падения, так и от положения плоскости поляризации излучения и выражаются так называемыми *формулами Френеля* [3]. На Рис.9 показан характер зависимости коэффициента отражения от угла падения и поляризации излучения. Для перпендикулярного падения коэффициент отражения выражается формулой

$$R = \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$$

из которой видно, что при показателе преломления стекла  $n = 1,5$ , отражение на каждой грани составит 4%. При маленьком коэффициенте усиления френелевские потери могут превысить усиление, делая генерацию невозможной.

При расположении выходных окон под углом Брюстера, когда угол между отражённым и преломленным лучами составляет  $90^\circ$  (Рис.10) фотоны, имеющие определенную поляризацию (если вектор  $E$  лежит в плоскости падения луча на окошко), будут проходить без потерь на отражение и усиливаться в среде, а фотоны с перпендикулярной поляризацией усиливаться не будут. В результате выходное излучение будет поляризованным.

Элементарное физическое истолкование закона Брюстера таково: электрическое поле падающей световой волны  $E_{\text{пад}}$  [его слагающие — в плоскости падения ( $E_p$ )<sub>пад</sub> и перпендикулярно к ней ( $E_s$ )<sub>пад</sub>] вызывает в диэлектрике колебания электронов, направление которых совпадает с направлением электрического вектора преломленной волны  $E_{\text{прел}}$ . Эти колебания возбуждают на поверхности раздела отражённую волну  $E_{\text{отр}}$ , распространяющуюся в 1-й среде. Но колеблющийся электрон не излучает в направлении своих колебаний. Таким образом, в отражённой световой волне колебания электрического поля ( $E_s$ )<sub>отр</sub> происходят только в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения.

Следует отметить, что поляризация, в отличие от направленности и монохроматичности, не является необходимым атрибутом лазерного излучения. В других конструкциях лазеров при больших коэффициентах усиления среды френелевские потери не вносят существенного вклада в потери, поэтому от выходных окон под углом Брюстера можно отказаться, и излучение не будет поляризованным.

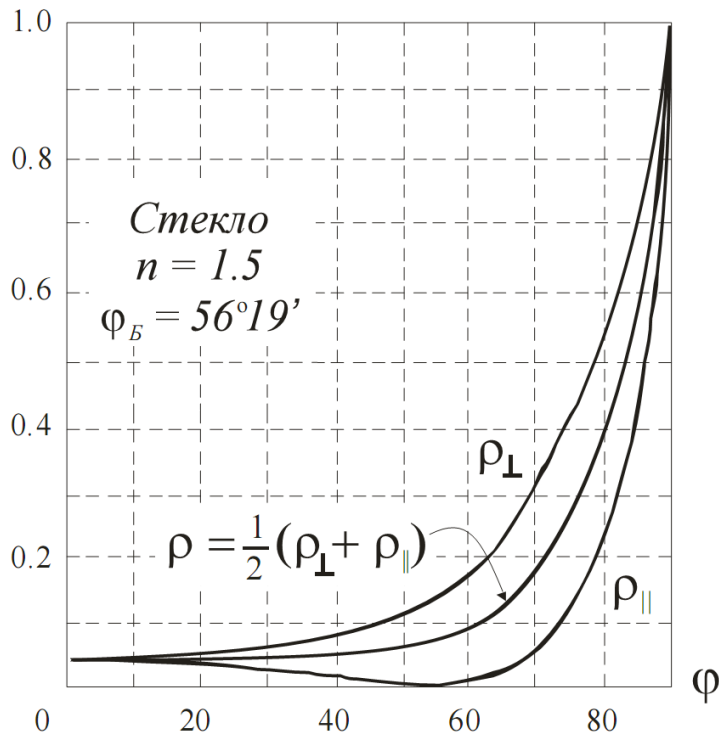


Рис. 10. Теоретические значения коэффициентов отражения видимого света от стекла для различных компонент вектора поляризации

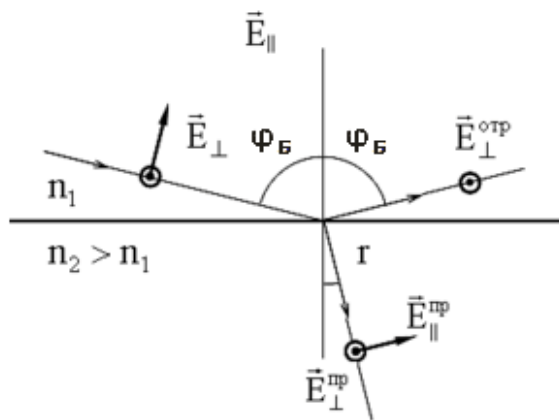


Рис.11. Отражение и преломление света при падении под углом Брюстера: свет, поляризованный в плоскости падения, проходит без потерь на отражение (отраженный свет полностью поляризован в направлении, перпендикулярном к плоскости падения).

#### Активный элемент (АЭ)

Активный элемент He-Ne лазера, используемого в данной работе, представляет собой стеклянную газоразрядную трубку длиной 1 м и внутренним диаметром ~6 мм. К ее торцам вакуумно-плотно приклеены плоскопараллельные стеклянные пластинки – **оптические окна**, изготовленные с высокой степенью точности из оптического стекла. Окна устанавливаются таким образом, чтобы в общей для них плоскости падения лазерного луча нормали к их поверхности составляли с осью трубки угол 56,6° (это угол Брюстера для  $\lambda = 632,8$  нм и стекла с  $n = 1,52$ ).

Разрядная трубка заполнена смесью спектрально-чистых гелия и неона при общем давлении смеси газов около 130 Па (~1 тор), причем парциальное давление He в несколько раз больше, чем давление Ne (примерно 5:1). С одного конца трубки припаян стеклянный цилиндр, напоминающий вакуумную радиолампу, в котором находится катод, представляющий собой вольфрамовую спираль, нагреваемую током низкого напряжения. С другого конца непосредственно в стеклянную трубку впаян металлический анод. Высокое напряжение ~2 кВ подаётся от выпрямителя на анод и катод, в результате чего в трубке возникает тлеющий разряд постоянного тока. Силу тока можно регулировать с помощью источника питания. Специфической особенностью He-Ne лазера является наличие буферного резервуара с газовой смесью, который, сообщается с трубкой. Это необходимо для поддержания достаточной для возникновения тлеющего разряда концентрации гелия, который с течением времени поглощается стенками трубки и вновь высвобождается за счет нагрева при включении лазера. Сама же трубка, в которой происходит разряд и генерация излучения должна быть достаточно тонкой, поскольку расселение нижних уровней идет за счет столкновения атомов с ее стенками.

He-Ne лазер – один из первых оптических квантовых генераторов, но до сих пор он является весьма популярным и востребованным прибором (главным образом в метрологии), благодаря высокому качеству излучения, а также относительной простоте и надежности конструкции. Но наиболее массовыми в настоящее время являются полупроводниковые и твердотельные лазеры, имеющие гораздо более высокий КПД и мощность излучения.

### **Литература**

1. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике, М.1983.
2. Крохин О.Н. Лазер – источник когерентного света, УФН, 2011г., Т.181, №1, с.3-7.
3. Ландсберг Г.С. Оптика, М. 2003, с.428-436.
4. Иванов С.А., Киселев Д.Ф., Акимов А.И. Изучение оптического квантового генератора света - лазера. Лабораторный практикум по физике. Физический факультет МГУ, 2003г.

### **Контрольные вопросы**

- 1) Что значит слово LASER? Что такое оптический квантовый генератор?
- 2) Что такое фотон (свет)?
- 3) Что является источником излучения видимого диапазона?
- 4) Понятия: монохроматичность, когерентность.
- 5) Уровни энергии в атоме.  
Время жизни уровня. Вероятность переходов.
- 6) Спонтанное излучение и вынужденное.  
Инверсная населенность.



- 7) Усиление и поглощение света активной средой.
- 8) Методы накачки лазеров.  
(создание инверсной населенности).
- 9) Оптический резонатор.  
Направленность излучения.  
Продольные и поперечные моды.  
Свойства зеркал резонатора He-Ne лазера  
Почему лазерное излучение опаснее солнечного?
- 10) Уровни энергии гелия и неона.  
Резонансная передача возбуждения.  
Лазерные переходы. Длина волны излучения He-Ne лазера  
Опустошение нижних уровней.
- 11) Устройство гелий-неонового лазера.  
Тлеющий разряд.  
Зеркала резонатора. Свойства зеркал резонатора He-Ne лазера  
Потери в резонаторе. Условие стационарной генерации.  
Какими процессами определяется оптимальное значение разрядного тока?  
Поляризация излучения. Угол Брюстера.
- 12) В чем специфика измерения коэффициента усиления He-Ne лазера?  
Можно ли днем измерить интенсивность излучения яркой звезды?  
Какова минимальная величина коэффициента усиления He-Ne лазера, при которой возможна генерация излучения?  
Как оценить к.п.д. лазера?