

Атомный практикум

**Оптический квантовый генератор
на смеси гелия и неона
He - Ne лазер**

Лабораторная работа №16

*УНЦ ДО
Москва
2002*

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

**Научно_исследовательский институт ядерной физики имени
Д.В.Скобельцына**

Кафедра атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники
Лаборатория общего атомного и ядерного практикумов

**Красильников С. С., Красильникова Н. А., Савченко И. А.,
Тарасова В.В.**

Атомный практикум

**Оптический квантовый генератор
на смеси гелия и неона
He - Ne лазер**

Лабораторная работа №16

Под редакцией
Красильникова С. С., Савченко И. А.

*УНЦ ДО
Москва
2002*

УДК 539.18

ББК 22.28

А 92

Красильников С. С., Красильникова Н. А., Савченко И. А., Тарасова В.В.
Оптический квантовый генератор на смеси гелия и неона. Не-Не лазер.
Лабораторная работа № 16. Учебное пособие.-М.:Издательский отдел
УНЦ ДО, 2002.-37с.

ISBN 5-211-03287

Лабораторная работа из цикла «Атомный практикум» физического факультета
МГУ по общему курсу «Атомная физика».
Для студентов физического факультета МГУ.

Под редакцией Красильникова С.С., Савченко И.А..

ISBN 5-211-03287

© Красильников С. С., Красильникова Н. А.,
Савченко И. А., Тарасова В.В., 2002

© Московский государственный
университет, 2002

ОПТИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР

LASER – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Введение

В пятидесятых годах начала интенсивно развиваться область физики, получившая название квантовой электроники. Основной ее задачей является получение и усиление излучения с помощью квантовых систем - квантовых усилителей и генераторов, в которых источником излучения являются атомы и молекулы вещества в различных агрегатных состояниях. В основе работы таких квантовых систем лежит открытое Эйнштейном в 1917г. явление индуцированного излучения. В течение последующих 40 лет физиками не раз обсуждался вопрос о возможности его практического использования. Однако впервые реальные предложения о практическом использовании эффекта индуцированного излучения были сделаны только в пятидесятых годах советскими учеными Басовым и Прохоровым, и, независимо, американскими исследователями Таунсом, Гордоном и Цайгером. С этого момента работа в этой области физики развернулась в исключительно широком масштабе и приняла разнообразный характер. Первоначально исследования преследовали, в основном, цель изучения физической стороны явления. Однако вскоре они приобрели и техническую направленность - применение квантовых систем для целей локации, навигации, связи, телевидения, вычислительной техники, обработки информации, технологии, медицины и т.д.

Целью лабораторных работ является изучение принципов работы оптического квантового генератора (лазера).

Спонтанное и индуцированное излучение.

Усиление излучения.

Для того, чтобы изолированный атом изменил свое энергетическое состояние, он должен либо поглотить фотон и перейти на более высокий энергетический уровень, либо излучить фотон и перейти в более низкое энергетическое состояние. Если атом находится в возбужденном состоянии, то имеется определенная вероятность, что

через некоторое время он перейдет в более низкое состояние и излучит фотон. Если возбужденный атом находится в области, где отсутствует электромагнитное поле, то процесс перехода атома в более низкое состояние, сопровождаемое излучением фотона, называется **спонтанным излучением**. Спонтанное излучение **некогерентно**, так как различные атомы излучают независимо друг от друга.

Если же на атом действует внешнее электромагнитное поле с частотой, равной частоте излучаемого фотона, то процесс спонтанного перехода атома в нижнее состояние происходит так же, как и в отсутствие поля. Однако внешнее электромагнитное поле, имеющее частоту, равную частоте излучаемого фотона, побуждает атомы испускать излучение, повышая тем самым вероятность перехода атома в более низкое энергетическое состояние. Причем **излучение атомов в этом случае имеет ту же частоту, направление распространения (волновой вектор), поляризацию и фазу, что и внешнее электромагнитное поле, то есть излучение будет когерентным**. Такой процесс излучения называется **индуцированным излучением** и характеризуется вероятностью перехода тем **большой, чем больше плотность энергии внешнего электромагнитного поля**. Необходимо подчеркнуть, что на стимулирование перехода энергия электромагнитного поля не расходуется, поэтому она увеличивается на величину энергии испущенных фотонов. Однако одновременно протекают и обратные процессы: атомы поглощают фотоны и переходят в возбужденное состояние, и, соответственно, энергия электромагнитного поля уменьшается.

Рассмотрим эти процессы более детально. Допустим, что мы имеем систему спонтанно излучающих невзаимодействующих атомов. Для простоты полагаем, что атомы могут находиться только в двух состояниях: в нижнем невозбужденном состоянии 1 и в верхнем возбужденном состоянии 2 (рис.1). Пусть в момент времени t в единице объема в состояниях 1 и 2 находятся N_1 и N_2 атомов, соответственно. За время dt из состояния 2 в состояние 1 перейдет dN_2 атомов

$$dN_2 = -A_{21} N_2 dt, \quad (1)$$

где A_{21} вероятность спонтанного перехода атома из состояния 2 в состояние 1 в единицу времени. Отсюда

$$N_2 = N_2(0)e^{-A_{21}t}, \quad (2)$$

где - $N_2(0)$ число атомов в единице объема в состоянии 2 в момент времени $t = 0$.

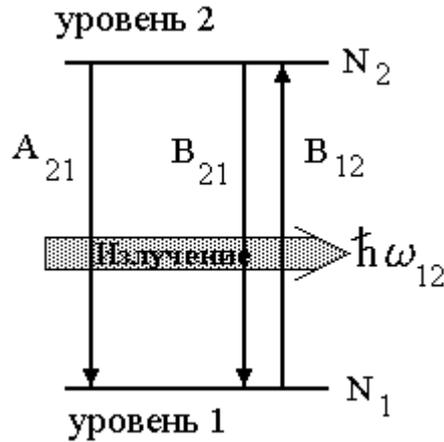


Рис. 1. Двухуровневая система.

Мощность спонтанного излучения \mathcal{E}_c (отнесенная к единице объема), согласно (2), равна

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_c &= \hbar\omega_{21} dN_2/dt = \hbar\omega_{21} A_{21} N_2 = \\ &= \hbar\omega_{21} A_{21} N_2(0) e^{-A_{21}t}, \end{aligned} \quad (3)$$

то есть, мощность спонтанного излучения убывает по экспоненциальному закону.

Согласно (1) и (2) среднее время жизни τ атома в возбужденном состоянии 2 равно

$$\tau = \frac{1}{A_{21}}. \quad (4)$$

Воспользовавшись (4), приведем выражение (3) для мощности спонтанного излучения к виду:

$$\mathcal{E}_c = \frac{\hbar\omega_{21} N_2(0)}{\tau} e^{-t/\tau}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что, исследуя затухание спонтанного излучения, можно определить среднее время жизни атома в возбужденном состоянии, то есть вероятность спонтанного перехода A_{21} .

Теперь допустим, что атомы находятся в поле излучения, плотность энергии которого на частоте ω_{21} равна ρ_ω . Тогда, вследствие взаимодействия атомов с электромагнитным полем, возникает индуцированное излучение. Согласно Эйнштейну вероятность P_{21} индуцированного перехода $2 \rightarrow 1$ в единицу времени пропорциональна плотности энергии электромагнитного поля ρ_ω на частоте перехода, то есть

$$P_{21} = B_{21} \rho_\omega , \quad (6)$$

где B_{21} - постоянная величина, называемая *эйштейновским коэффициентом индуцированного излучения*. В силу статистической независимости процессов, полная вероятность перехода $2 \rightarrow 1$ (спонтанного и индуцированного) равна сумме вероятностей $A_{21} + B_{21} \rho_\omega$. Отсюда полное число dz_{21} переходов $2 \rightarrow 1$ в промежуток времени от t до $t + dt$ в единице объема равно:

$$dz_{21} = (A_{21} + B_{21} \rho_\omega) N_2 dt . \quad (7)$$

Вероятность P_{12} поглощения кванта света атомом определяется аналогичным образом:

$$P_{12} = B_{12} \rho_\omega , \quad (8)$$

где B_{12} - постоянная величина, называемая *эйштейновским коэффициентом поглощения*, отсюда число dz_{12} переходов $1 \rightarrow 2$ равно:

$$dz_{12} = B_{12} \rho_\omega N_1 dt . \quad (9)$$

При равновесии полное число переходов "вниз" ($2 \rightarrow 1$) равно числу переходов "вверх" ($1 \rightarrow 2$); то есть, согласно (7) и (9), условием равновесия будет

$$(A_{21} + B_{21} \rho_{\omega}) N_2 = B_{12} \rho_{\omega} N_1 . \quad (10)$$

Согласно закону Больцмана при термодинамическом равновесии распределение частиц по энергетическим состояниям E_J описывается соотношением

$$N_J = g_J N_0 e^{-E_J/kT} , \quad (11)$$

где N_0 - число невозбужденных частиц в единице объема; g_J - статистический вес уровня (кратность, степень вырождения), который показывает, сколько независимых состояний атома обладают одной и той же энергией E_J , k - постоянная Больцмана.

Статистический вес энергетического уровня атома с заданным значением полного момента импульса J равен

$$g_J = 2J + 1 \quad (12)$$

Из (10) и (11) следует:

$$\frac{g_2}{g_1} e^{-(E_2 - E_1)/kT} = \frac{B_{12} \rho_{\omega}}{A_{21} + B_{21} \rho_{\omega}} \quad (13)$$

При $T \rightarrow \infty$ плотность излучения ρ_{ω} неограниченно растет, поэтому соотношение (13) в этих условиях принимает вид:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (14)$$

Для невырожденных уровней $g_1 = g_2 = 1$ (14) дает

$$B_{12} = B_{21} . \quad (15)$$

Учитывая (15) и полагая в (13) $E_2 - E_1 = \hbar \omega_{21}$ определим ρ_{ω} .

$$\rho_{\omega} = \frac{A_{21} g_2}{g_1 B_{12} \left\{ \exp\left(\frac{\hbar\omega_{21}}{kT}\right) - 1 \right\}} . \quad (16)$$

С другой стороны, по закону Планка при термодинамическом равновесии плотность излучения равна

$$\rho_{\omega} = \frac{\hbar\omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_{21}}{kT}\right) - 1} , \quad (17)$$

где c - скорость света.

Сравнивая выражения (16) и (17), приходим к выводу:

$$A_{21} = B_{21} \frac{\hbar\omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} . \quad (18)$$

Формулы (14), (18) дают соотношения между тремя эйнштейновскими коэффициентами A_{21} , B_{12} , B_{21} . Таким образом, для описания всех трех процессов: спонтанного и индуцированного излучения, а также поглощения света, достаточно знать один из коэффициентов A_{21} , B_{12} , B_{21} . Обычно за атомную константу принимают вероятность спонтанного перехода, которую можно определить из экспериментов по исследованию затухания спонтанного излучения.

Часто, особенно при рассмотрении взаимодействия направленных потоков излучения с веществом, удобно пользоваться понятием сечения фотопоглощения или индуцированного излучения σ . Величина

$$N_1 \sigma_{12}(\omega) \frac{\rho_{\omega} c}{\hbar \omega_{12}} dt \quad (19)$$

тождественна (9) по физическому смыслу. Здесь c – скорость света;

$\frac{\rho_{\omega} c}{\hbar \omega_{12}}$ - число фотонов частоты ω_{12} , прошедших через единицу

поверхности в единицу времени, то есть плотность потока фотонов внешнего электромагнитного поля, а величина $\sigma_{12}(\omega)$ совершенно

аналогична по физическому смыслу понятию сечения соударения частиц. Из (9) и (19) следует, что

$$B_{12} = \frac{\sigma_{12} c}{\hbar \omega_{12}} . \quad (20)$$

Сечения индуцированного излучения σ_{21} и фотопоглощения σ_{12} , очевидно, удовлетворяют принципу детального равновесия (14) или (15), то есть

$$g_1 \sigma_{12} = g_2 \sigma_{21} , \quad (21)$$

или (для невырожденных уровней):

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} . \quad (22)$$

Определим условие усиления излучения. Предположим, что через систему, состоящую из большого числа изолированных атомов, распространяется параллельный монохроматический пучок света, причем частота фотонов пучка равна частоте фотона, излучаемого при переходе $2 \rightarrow 1$. Пусть N_1 и N_2 - населенности соответствующих состояний, то есть число атомов в единице объема вещества в состояниях 1 и 2 соответственно. Очевидно, что сумма населенностей всех состояний равна полному числу атомов N в единице объема вещества. Изменение плотности энергии излучения в пучке происходит только за счет вынужденных переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$. Вероятность спонтанного излучения в весьма малый телесный угол, в котором распространяется пучок, исчезающе мала. Поэтому приращение энергии излучения за счет вынужденных переходов в единице объема вещества

$$\begin{aligned} \Delta \rho &= W_{1 \text{ изл}} - W_{0 \text{ изл}} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \rho_{\omega} B_{21} \hbar \omega_{21} dt = \\ &= \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \rho_{\omega} c \sigma_{12} dt = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \rho_{\omega} \sigma_{12} dx , \end{aligned} \quad (23)$$

или, если уровни невырождены,

$$\Delta\rho = (N_2 - N_1)\rho_\omega c \sigma_{12} dt = (N_2 - N_1)\rho_\omega \sigma_{12} dx, \quad (24)$$

где $dx = c dt$ - пройденное излучением расстояние.

Величина

$$\chi = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \sigma_{12} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \frac{B_{21} \hbar \omega_{12}}{c} \quad (25)$$

называется **коэффициентом усиления**.

Из (23) следует, что если $\chi > 0$, то излучение будет веществом усиливаться; если $\chi < 0$, то, по мере распространения излучения в среде, интенсивность его будет уменьшаться, то есть будет иметь место поглощение излучения. Таким образом, для того, чтобы излучение усиливалось, необходимо выполнение условия

$$N_2 > \frac{g_2}{g_1} N_1, \quad (26)$$

или, в случае невырожденных уровней

$$N_2 > N_1. \quad (27)$$

В тех случаях, когда выполняются условия (26) и (27), говорят, что имеет место **инверсная населенность уровней**. Из (26), (27) следует, что для того, чтобы среда усиливала излучение, число атомов в возбужденном состоянии должно быть больше числа их в нижнем состоянии.

О ширине спектральной линии

Одним из основных понятий спектрального анализа является понятие ширины спектральной линии. Ширина спектральной линии - диапазон частот, в котором излучает или поглощает излучение некоторая квантовая система (атом, молекула и т.д.). Спектр излучения или поглощения атомарного газа - линейчатый, т.е. состоит из отдельных резких линий. Прибор большой разрешающей силы позволяет установить, что спектральные линии имеют конечную ши-

рину. Обычно под шириной спектральной линии $\Delta\omega$ понимают расстояние между двумя точками ее контура, соответствующими интенсивности, равной 0,5 максимальной (см.рис.2). Половину этой величины называют – ”полушириной” линии (см.[1] гл.УП, 83).

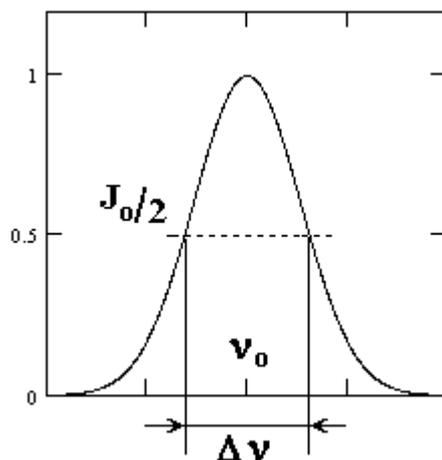


Рис. 2. Форма контура спектральной линии .

Спектральная линия (атома, молекулы) не является строго монохроматичной хотя бы потому, что энергия возбужденного уровня не является строго определенной величиной. Согласно соотношению неопределенностей энергия уровня, имеющего конечное время жизни, не имеет точного значения, а определена лишь с точностью до величины ширины уровня:

$$\Delta E \approx \hbar / \tau \quad . \quad (28)$$

Таким образом, спектральная линия излучения изолированного покоящегося атома должна иметь ширину

$$\Delta\omega \approx 2\pi / \tau \quad (29)$$

Эту величину часто называют **естественной шириной спектральной линии**. Обычно спектральные линии значительно уширены. Это связано с целым рядом причин. Если излучающий атом движется относительно спектрографа, последний регистрирует частоту, сдвинутую относительно частоты излучения покоящегося атома ω_0 на величину, обусловленную эффектом Доплера $\Delta\omega_D \approx \omega_0 \frac{v}{c}$, v - скорость атома относительно прибора. В случае, когда атомы излучающего вещества движутся с тепловыми скоростями, соответствующая доплеровская ширина спектральной линии будет

$\Delta\omega = \omega_0 \frac{v_T}{c}$, где v_T - тепловая скорость атомов. Строгий расчет дает для ширины доплеровского контура величину (см. [1], гл.УП 84)

$$\Delta\omega_D \approx \frac{2\omega_0}{c} \left[\frac{2RT \ln 2}{M} \right]^{1/2}, \quad (30)$$

где R - газовая постоянная; M - атомный вес. В шкале длин волн доплеровская ширина линии равна

$$\Delta\lambda_D \approx \frac{2\lambda_0}{c} \left[\frac{2RT \ln 2}{M} \right]^{1/2} = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left[\frac{T}{M} \right]^{1/2}, \quad (31)$$

где длина волны λ выражена в сантиметрах.

Другим важным механизмом уширения, проявляющимся, в основном, в твердых телах, является сдвиг и уширение атомных уровней при взаимодействии атомов между собой. Колеблясь около положения равновесия в узлах решетки твердого тела, атом испытывает изменяющееся во времени воздействие своих соседей по решетке. Энергия атомных уровней от этого изменяется, уровни сдвигаются и уширяются, причем, как правило, на величину, значительно превышающую собственную (естественную) ширину уровня, определяемую временем жизни. В момент излучения атомы тела могут оказаться в различных местах решетки и иметь, соответственно, различные энергии уровней. Ширина линии излучения в этом случае определяется взаимодействием излучающих атомов с соседями по решетке. Эту ширину часто называют по методу ее наблюдения шириной линии люминесценции. От величины ширины линии излучения сильно зависит взаимодействие излучения с веществом. В атоме может произойти переход ($1 \rightarrow k$ или $k \rightarrow 1$) лишь в том случае, если в системе отсчета атома частота фотона равна частоте перехода ν_{1k} с точностью до естественной ширины, которая, как правило, очень мала. Вероятность такого события P_{1k} (вероятность фотоперехода $1 \rightarrow k$ или $k \rightarrow 1$ есть величина порядка отношения естественной ширины $\Delta\omega_E$ к спектральной ширине линии $\Delta\omega_{1k}$ (люминесценции, доплеровской):

$$P_{1k} = \frac{\Delta\omega_E}{\Delta\omega_{1k}} \quad . \quad (32)$$

В теории столкновений показывается, что, если сечение соударения частиц есть S , а вероятность некоторого процесса α (например, возбуждения атома) есть P_α , то "сечение процесса α "

$$S_\alpha = S P_\alpha \quad . \quad (33)$$

Поскольку сечение имеет размерность площади, а P_{1k} безразмерная величина, то из (33) вытекает, что необходимо найти величину такой же размерности, характеризующую взаимодействие атома с излучением [3]. Таковыми могут быть лишь квадрат длины волны излучения λ^2 , либо "площадь" атома R_a^2 (R_a - радиус атома). При соударениях частиц сечение пропорционально квадрату размера большей из них. Естественно ожидать этого же и в случае "соударения" фотона с атомом. Любые квантовые системы (которыми являются атомы и молекулы) излучают и поглощают, как правило, электромагнитные волны с длиной волны, значительно превышающей размеры атома. Действительно, частота излучения должна иметь порядок величины частоты движения частиц в системе, т.е.

$$\omega_{изл} = \omega_{движ} = \frac{v}{R_a} \quad , \quad (34)$$

где v - скорость частицы в системе. R_a - размер системы.

Из (34) определим порядок величины отношения длины волны к размерам системы, т.е.:

$$\frac{\lambda}{R_a} = \frac{c}{\omega R_a} \approx \frac{c}{v} \gg 1 \quad . \quad (35)$$

Суммируя вышесказанное, приходим к выводу, что сечение фотоперехода должно определяться отношением вида:

$$\sigma_\phi \approx const \cdot \lambda^2 \frac{\Delta\omega_E}{\Delta\omega} \quad , \quad (36)$$

$const$ – численный коэффициент.

Квантовая механика подтверждает соотношение (36) и дает численное значение коэффициента

$$\sigma_{\phi} \approx \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \cdot \frac{\Delta\omega_E}{\Delta\omega} . \quad (37)$$

В дальнейшем под сечением фотоперехода будем иметь в виду эту величину, а под шириной спектральной линии иметь в виду ширину линии люминесценции в случае лазеров на твердом теле и доплеровскую ширину в случае газовых лазеров.

Способы создания инверсной населенности.

Как уже говорилось, излучение может усиливаться в веществе в том и только в том случае, если в нем существует инверсная населенность уровней. Такое состояние вещества является неравновесным, и для создания его требуются затраты энергии в том или ином виде, которые осуществляются при "накачке". Методы накачки вещества с целью получения в нем инверсной населенности весьма и весьма разнообразны (оптическая накачка, электрический разряд, химические реакции и т.д.)

Оптическая накачка заключается в том, что вещество подвергается воздействию мощного излучения, которое, поглощаясь веществом, выводит его из состояния равновесия. Рассмотрим, для простоты, вещество, состоящее из атомов, у которых имеется всего два уровня: основной - 1 и возбужденный - 2 (см.рис.1) По мере "накачки" этого вещества излучением частоты ω_{21} заселенность уровней будет изменяться. Сначала вещество находилось в термодинамическом равновесии со своим окружением, и распределение атомов по уровням описывалось формулой Больцмана

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right); \quad N = N_1 + N_2 . \quad (38)$$

Здесь $g_1 = g_2 = 1$ - уровни невырождены; $N_{1,2}$ - населенности уровней 1 и 2; N - полная концентрация атомов; k - постоянная Больцмана; T - начальная температура вещества. Коэффициент усиления (см. формулу (25)) отрицателен, то есть излучение поглощает-

ся. Ясно, что как только будет достигнуто равенство населенностей $N_1 = N_2$, коэффициент поглощения станет равным нулю, и вещество станет прозрачным. Следовательно, инверсная населенность $N_2 > N_1$ (см.(27)) не может быть получена при оптической накачке в двухуровневой системе.

Поэтому вещества, применяемые для оптических квантовых генераторов (ОКГ), выбираются таким образом, чтобы в процессе накачки и генерации излучения принимало участие более двух уровней. Как правило, используются так называемые трех- и четырехуровневые схемы расположения уровней атомов (см. рис.3)

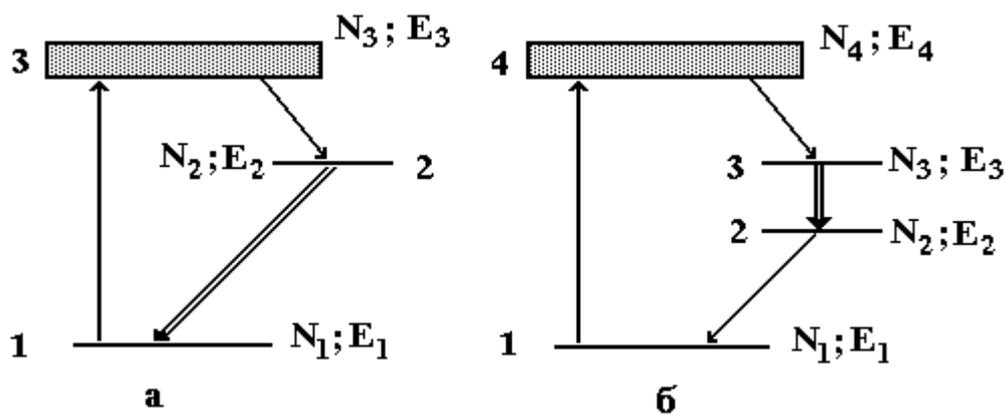


Рис.3. Схемы расположения уровней атомов : а – трехуровневая ; б - четырехуровневая.

Населенности уровней и зависимости их от времени определяются из уравнений баланса, представляющих собой соотношения между скоростями заселения и опустошения уровней

$$\frac{dN_i}{dt} = \Gamma_i - \frac{N_i}{\tau} \quad , \quad (39)$$

где N_i - заселенность уровня i ; Γ_i - полная скорость заселения его, то есть число атомов, совершающих в единицу времени переход из всех состояний в состояние i ; τ - время жизни уровня, так что N_i / τ есть скорость опустошения уровня, то есть число атомов, покидающих состояние i (переходящих из состояния i во все остальные) в единицу времени в единице объема.. Из (39) видно, что чем больше скорость заселения уровня Γ_i и чем больше τ - время

жизни его, тем большая населенность этого уровня может быть достигнута. Поэтому верхние лазерные уровни (уровень 2 на рис.3а и уровень 3 на рис.3б) атомов обладают, как правило, большими временами жизни.

В трехуровневой схеме состояния атомов обладают следующими свойствами:

- а) уровень 3 широкий, переход $1 \rightarrow 3$ разрешен (правилами отбора), вероятность перехода сравнительно велика, скорость заселения большая;
- б) при опустошении уровня 3 наибольшую вероятность имеет переход $3 \rightarrow 2$ (в твердотельных ОКГ этот переход часто совершается безызлучательно); большая вероятность перехода $3 \rightarrow 2$ и определяет большую ширину уровня 3;
- в) уровень 2 имеет большое время жизни, что способствует накоплению атомов в этом состоянии.

Трехуровневая схема обладает, однако, тем недостатком, что для получения инверсной населенности $N_2 > N_1$ необходимо накопить в состоянии 2 огромное количество - порядка половины всех атомов, поскольку до начала накачки почти все атомы, согласно формуле Больцмана, были в состоянии 1 (почти всегда $E_2 - E_1 \gg kT$).

Преимущества четырехуровневой схемы в этом смысле очевидны: чтобы получить инверсную заселенность $N_3 > N_2$, необходимо накопить на уровне 3 не менее, чем $N_2 \sim N_1 \exp(-E_2 / kT)$ атомов, то есть сравнительно малую их долю, если $E_2 \gg kT$. Это ясно из рис.4, где изображена динамика заселения уровней. При температурах $kT \cong E_2$ четырехуровневая схема, по сути, превращается в трехуровневую, поскольку населенности основного уровня 1 и уровня 2 становятся одного порядка величины.

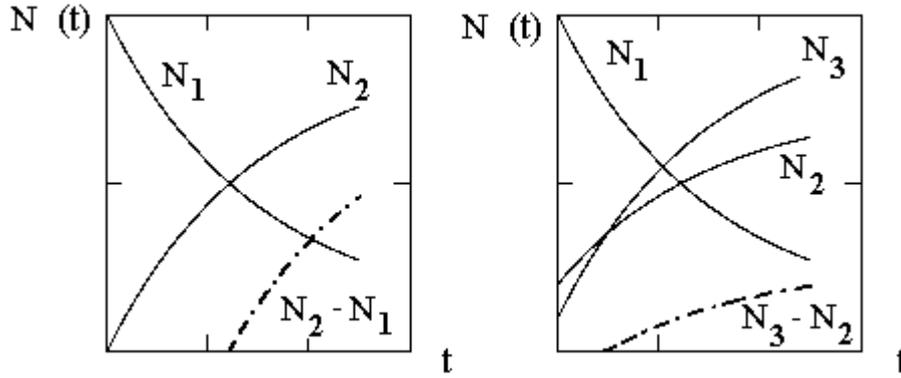


Рис.4. Динамика заселения уровней в трехуровневой и четырехуровневой схемах.

Для возбуждения газовых лазеров используется электрический разряд, однако существуют и другие способы: оптическая накачка, химические реакции, газодинамические методы и др. (см. [5]). В газовых лазерах нижний лазерный уровень (уровень 2 на рис.3,б) обычно не является самым нижним. Высокая скорость опустошения его обуславливает возможность осуществления стационарной генерации, часто имеющей место в газовых лазерах.

Во всех случаях условием осуществления инверсной населенности должно быть (как это видно из (39))

$$\Gamma_v \tau_v > \Gamma_n \tau_n , \quad (40)$$

индексы "v" и "n" относятся к верхнему и нижнему уровням, соответственно.

Резонаторы.

Согласно (24) изменение плотности потока энергии излучения dJ после прохождения слоя толщиной dx есть

$$dJ = (N_2 - N_1) \rho_\omega c \sigma dx = J \sigma \Delta N dx = J \chi dx , \quad (41)$$

где $\Delta N = N_2 - N_1$; $J = \rho_\omega c$ - плотность потока энергии излучения ($[J] = \text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}$); $\chi = \sigma \Delta N$ коэффициент усиления. Интегрируя (41), получим

$$J = J_0 \exp(\sigma \Delta N x) = J_0 \exp(\chi x) , \quad (42)$$

здесь J_0 - плотность потока энергии излучения на входе в вещество ($x=0$). Из (42) следует, что излучение будет усиливаться, если в

верхнем состоянии будет больше частиц, чем в нижнем (то есть, если $\Delta N = N_2 - N_1 > 0$ и $\chi > 0$).

Однако инверсная населенность является необходимым, но не достаточным условием усиления. В реальных веществах всегда имеются дополнительные, не учтенные в (41) причины, приводящие к потерям излучения (например, рассеяние энергии излучения на неоднородностях вещества и др.). С учетом этих дополнительных потерь соотношение (41) примет вид:

$$dJ = J(\chi - k)dx \quad , \quad (43)$$

где k - коэффициент поглощения из-за дополнительных потерь в веществе, не связанных с переходом $1 \rightarrow 2$. Отсюда получим:

$$J = J_0 \exp[(\chi - k)x] \quad . \quad (44)$$

Из (44) видно, что излучение усиливается, если индуцированное излучение с избытком компенсирует все потери электромагнитной энергии в веществе. Однако, обычно коэффициент усиления настолько мал, что $(\chi - k)L \ll 1$ (L - длина вещества с инверсной населенностью) и излучение усиливается незначительно. Так, например, для того, чтобы в кристалле рубина излучение усилилось в 100 раз он, как это следует из расчета, должен иметь длину порядка ~ 5 метров (см. [5]). Очевидно, что такой усилитель осуществить трудно. Применение принципа обратной связи - усиленный сигнал возвращается в усилитель, где он снова усиливается и т.д., позволило не только преодолеть эти трудности, но и создать генератор. Усилитель начнет самопроизвольно генерировать колебания, если усиление, достигаемое при помощи обратной связи, с избытком компенсирует все потери в системе *усилитель - обратная связь*. С этой целью, в случае оптического квантового генератора (ОКГ), активное вещество помещают внутри “резонатора”, образованного двумя параллельными зеркалами, отстоящими друг от друга на расстоянии L (см.рис.5).

В веществе, помещенном в резонатор, распространяются два встречных потока излучения (J_1, J_2) которые при отражении от зеркал переходят один в другой. Рассмотрим распространение в веществе одного из потоков (любого!), считая длину резонатора равной длине активного вещества.

Пусть интенсивность потока, отраженного от левого зеркала 1 равна J_0 ; тогда после полного обхода - двукратного прохода через активное вещество и отражения от обоих зеркал - интенсивность потока (отраженного от левого зеркала 1 и распространяющегося направо) станет равной

$$J_0 r_1 r_2 \exp(2L(\chi - k)) .$$

Если эта интенсивность превысит величину J_0 , она и в дальнейшем будет нарастать после каждого следующего обхода. Таким образом, условием нарастания интенсивности излучения будет соотношение

$$J_0 r_1 r_2 \exp(2L(\chi - k)) > J_0 ; \quad (45)$$

здесь L - длина активного вещества, χ - коэффициент усиления среды (25), k - коэффициент объемных потерь в веществе (44), r_1 и r_2 - коэффициенты отражения зеркал резонатора. Имея в виду (45) замечаем, что нарастание интенсивности излучения - пороговый процесс и имеет место, лишь если коэффициент усиления превышает пороговую величину:

$$\chi_{\text{порог}} = k + (1/2L) \ln(1/r_1 r_2). \quad (46)$$

Из (46) вытекает важный вывод: в случае, если поглощение в веществе мало по сравнению с потерями излучения на выходе из резонатора, пороговый коэффициент усиления не зависит от свойств вещества, а определяется параметрами резонатора (r_1, r_2, L).

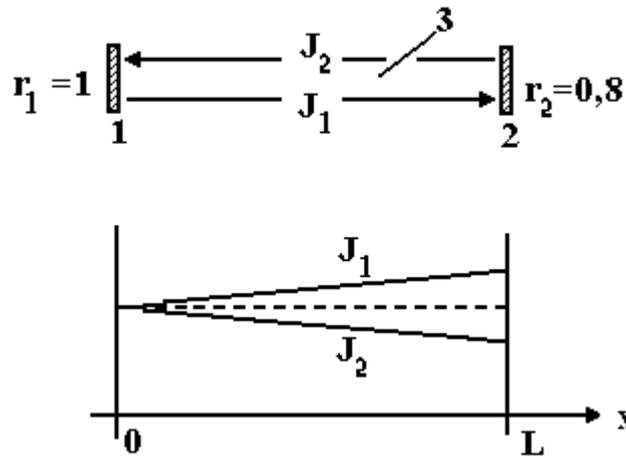


Рис.5. Резонатор : 1, 2 - зеркала резонатора; 3 - активное вещество;

$$J_1, J_2 - \text{ потоки излучения; } J_2(L) = r_2 J_1(L) .$$

Если $\chi > \chi_{\text{порог}}$, то плотность потока излучения непрерывно нарастает (**уменьшая инверсную населенность!**) до тех пор, пока вследствие эффекта насыщения χ не уменьшится до величины $\chi = \chi_{\text{порог}}$. При достижении этого условия поток излучения станет стационарным, а инверсная населенность делается равной пороговой

$$\Delta N = \Delta N_{\text{порог}} = \chi_{\text{порог}} / \sigma \quad . \quad (47)$$

Вследствие огромного количества спонтанно испущенных фотонов существует конечная вероятность того, что испущенный фотон попадет в телесный угол вблизи оси резонатора, внутри которого излучение получает заметное усиление. Именно эти фотоны (**спонтанно испущенные**) и являются родоначальниками процесса размножения фотонов, приводящего к (стационарной или импульсной) генерации. Резонатор, кроме того, накладывает отпечаток на спектральный состав усиливаемого излучения. Устойчивому усилению в резонаторах подлежит только излучение таких длин волн, которые являются собственными колебаниями резонатора (стоячие волны). Рассмотрим для простоты только волны, распространяющиеся вдоль оси резонатора. Собственными колебаниями резонатора будут колебания, частоты которых равны

$$\omega_m = \frac{m\pi c}{L n}, \quad (48)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots, n$ - коэффициент преломления, или

$$L = \frac{m \lambda}{n 2}. \quad (49)$$

В оптических резонаторах номера собственных колебаний достигают значительных величин $m \approx 10^5$ и более. Из-за этого различие длин волн соседних типов колебаний или, как говорят, двух соседних мод, отличающихся номером на единицу, невелико, порядка $\Delta\lambda_m = \lambda / m$. Часто случается, что разность длин волн двух соседних мод не превышает полосы длин волн, которые активная среда способна усиливать, т.е. ширины спектральной линии. В этом случае спектр излучения лазера состоит из нескольких узких линий, разность длин волн которых составляет $\Delta\lambda_m$. Число таких линий (число генерируемых мод) есть

$$\Delta m = \frac{\overline{\Delta\lambda}}{\Delta\lambda_m}, \quad (50)$$

здесь $\overline{\Delta\lambda}$ - характерная ширина спектра излучения лазера (см.рис.6). Не оценивая величины характерной ширины $\overline{\Delta\lambda}$ спектра излучения лазера, заметим лишь, что, поскольку коэффициент усиления в центре линии превышает коэффициент усиления в ее крыльях (см. Приложение), “центральные моды” усиливаются значительно сильнее крайних. Это приводит к резкому сужению характерной ширины спектра по сравнению со случаем, когда инверсная населенность отсутствует и ширина линии излучения равна доплеровской (или ширине линии люминесценции).

В заключение рассмотрим вопрос о расходимости излучения лазера. До сих пор мы рассматривали только те типы колебаний, фронт волны которых перпендикулярен оси резонатора (продольные моды). Расходимость излучения продольных мод обусловлена, в основном, дифракцией на краях активного элемента лазера. В случае цилиндрического активного элемента диаметра d дифракционный угол имеет порядок величины $\delta\varphi \approx \lambda / d$. Некоторый вклад в рас-

ходимость излучения вносят поперечные моды, то есть излучение, распространяющееся под некоторым углом к оси резонатора.

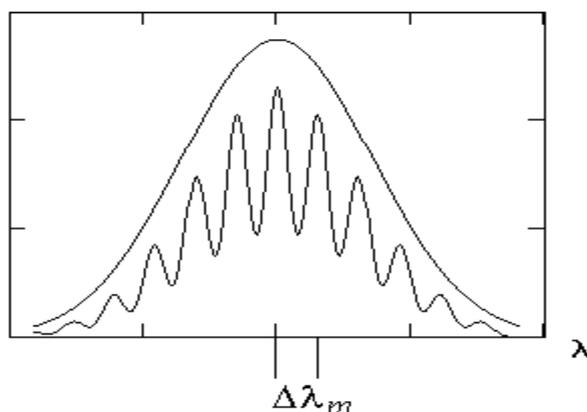


Рис.6. Спектр излучения лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. –М.-Л.: Физматгиз, 1963.
2. Звелто О. Физика лазеров. – М.: Мир, 1979.
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. – М.: Наука, 1966.
4. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. – М.: ИЛ, 1946.
5. Квантовая электроника (Маленькая энциклопедия). –М.: 1969.
6. Ярив А. Введение в теорию и приложения квантовой механики. – М.: Мир, 1984.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 16

ОПТИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР (ОКГ) НА СМЕСИ ГЕЛИЯ И НЕОНА

Введение ¹

Целью задачи является изучение оптического квантового генератора (лазера), рабочим веществом которого является смесь газов: гелия и неона. Главное отличие газовых лазеров от лазеров на твердых веществах состоит в различных методах возбуждения.

Для создания инверсной населенности в газах обычно используют возбуждение атомов электронным ударом в газовом разряде. Электроны и ионы газоразрядной плазмы ускоряются полем разряда, приобретая кинетическую энергию. При взаимодействии электронов и ионов с атомами газа и между собой происходит перераспределение энергии. Обмен энергиями между ионами и атомами протекает интенсивно (так как их массы равны), поэтому средняя кинетическая энергия ионов практически равна средней энергии атомов. В газовом разряде низкого давления (несколько миллиметров ртутного столба) при упругих соударениях электронов с атомами и ионами газа обмен энергиями между ними практически не происходит (так как масса электрона значительно меньше массы атома). Поэтому в стационарном разряде между электронами (вследствие взаимодействия между ними) быстро устанавливается (квази)равновесное распределение, характеризующееся некоторой средней энергией, назовём её температурой T_e .

При этом средняя энергия электронов оказывается существенно больше средней энергии атомов ($T_e \gg T_a$).

Составим уравнение баланса энергии для электронов, считая, что проводимость плазмы обусловлена, в основном, движением электронов (из-за того, что $M \gg m$, скоростью ионов пренебрегаем по сравнению со скоростью электронов). Тогда джоулево тепло, выделяемое в электронном газе, уравнивается передачей энергии от электронов ионам и атомам при упругих столкновениях

$$\hat{\sigma} \mathcal{E}^2 \frac{n(T_e - T_a) m}{\tau M} ; \quad T_e = \frac{m \bar{v}^2}{2} \quad (51)$$

Здесь \mathcal{E} - напряженность электрического поля, $\hat{\sigma} = n e^2 \tau / m$ - проводимость плазмы, n - плотность электронов, $\tau = 1 / \bar{v}$ - время между двумя соударениями электрона с атомом, \bar{v} - средняя скорость электронов, $l = 1 / N \sigma_{ea}$ - длина свободного пробега электро-

¹ Прежде, чем ознакомиться с настоящим описанием, необходимо изучить общие принципы работы ОКГ, изложенные во «Введении к лабораторной работе 16».

на, σ_{ea} - сечение рассеяния электрона на атоме, N - плотность атомов.

Множитель m/M (m - масса электрона, M - масса атома) отражает тот факт, что при упругом соударении электрон передает лишь долю $\approx m/M$ своей энергии. Из (51) получаем оценку для температуры электронов в плазме:

$$T_e \cong e\mathcal{E}l\sqrt{M/m} . \quad (52)$$

При величинах полей, реализующихся в положительных столбах разрядов низкого давления, температуры электронов, определяемых из (52), могут достигать значительных величин (~ 100 эВ). В действительности, однако, этого не происходит, поскольку по достижении электронами энергий порядка энергий возбуждения уровней атомов, они начинают сталкиваться неупруго, теряя при каждом соударении порцию энергии, равную энергии возбуждения уровня при его ионизации. Из-за неупругих соударений энергия электронов не может заметно превысить порог возбуждения атомов. Поэтому оценка электронной температуры (52), не учитывающая неупругие соударения, является завышенной. Однако именно высокие T_e в (52) являются предпосылкой того, что значительное количество электронов сможет приобретать в газовом разряде энергию, необходимую для возбуждения атомов. Поэтому в разряде найдется достаточное количество электронов, которые будут испытывать с атомами неупругие соударения - возбуждать и даже ионизировать атомы.

Если в разряде присутствует смесь двух газов, то при соударении двух различных атомов может происходить обмен энергией возбуждения, если при этом атомы обладают близко расположенными энергетическими уровнями. В этом случае практически вся энергия возбуждения первого атома переходит в энергию возбуждения второго, и лишь малая ее часть переходит в кинетическую энергию сталкивающихся частиц. При этом ранее возбужденный атом в результате такого соударения безызлучательно переходит в основное состояние. Особый интерес представляет случай, когда обмен энергией происходит между атомом, находящимся в метастабильном состоянии, и невозбужденным атомом. В этом случае существует возможность передачи энергии возбуждения с сильно населенного метастабильного уровня атомов одного газа атомам другого газа, что может привести к созданию инверсной населенности их уровней. Таким образом, возбуждение атомов газа в электрическом разряде вызывается двумя основными причинами: а) электрон - атомными

столкновениями и б) резонансной передачей энергии в газовой смеси, состоящей более чем из одного компонента. В газовом разряде возбужденный атом может перейти в более низкое энергетическое состояние (включая основное) в результате следующих процессов:

- а) при столкновении возбужденного атома с электроном, в процессе которого возбужденный атом отдает свою энергию электрону;
- б) при атом-атомных столкновениях в газовой смеси, состоящей из двух и более компонентов;
- в) при столкновении возбужденного атома со стенками газоразрядной трубки;
- г) спонтанного излучения.

Большинство лазеров имеют конструкцию, схема которой представлена на рис.7. Оба выходных окна 2 разрядной трубки 1 расположены под углом Брюстера (угол α), при котором луч лазера, поляризованный в плоскости рисунка, не испытывает потерь на отражение от окна.

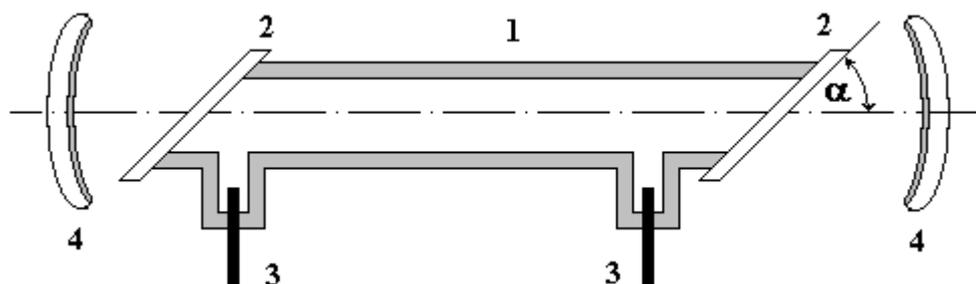


Рис. 7. Схема устройства газового лазера: 1 – газоразрядная трубка; 2 – брюстеровские окна; 3 – электроды; 4 – зеркала резонатора.

Типичным представителем газовых лазеров на нейтральных атомах, в которых инверсная населенность обеспечивается резонансной передачей энергии, является гелий-неоновый ($He - Ne$) лазер.

В этом лазере активными частицами являются атомы неона, между уровнями которого осуществляется инверсия, а атомы гелия служат для создания эффективной накачки верхнего лазерного уровня атомов неона. Этот лазер получил широкое распространение в технике и лабораторной практике. На рис.8 приведена диаграмма низших энергетических уровней атомов гелия и неона (см.[1], 52). Уровни $1s2s\ ^3S_1$ и $1s2s\ ^1S_0$ гелия - метастабильны, прямой радиационный переход в основное состояние $1s^2\ ^1S_0$ запрещен. Основное состояние атома неона соответствует электронной конфигу-

рации $1s^2 2s^2 2p^6$ и имеет терм 1S_0 . Выше (на 16,7 эВ) основного состояния расположены четыре подуровня, соответствующие электронной конфигурации $2s^2 2p^5 3s$. Далее расположена группа из 10 подуровней, соответствующая электронной конфигурации $2s^2 2p^5 3p$ и т.д. (см.рис.8; на нем не указаны подуровни,

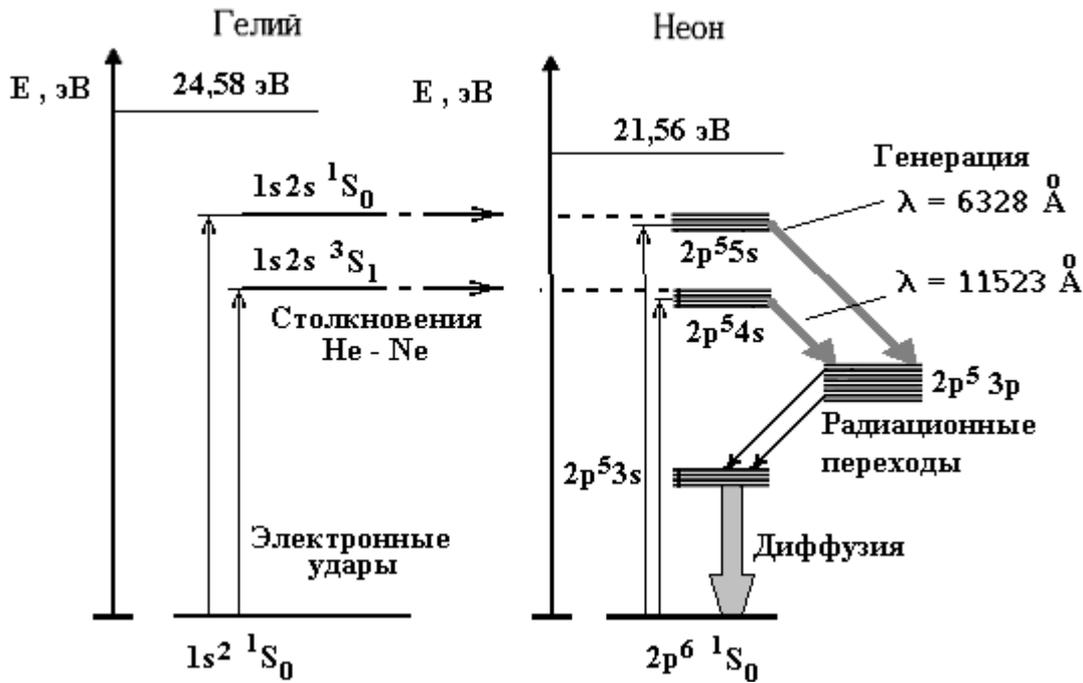
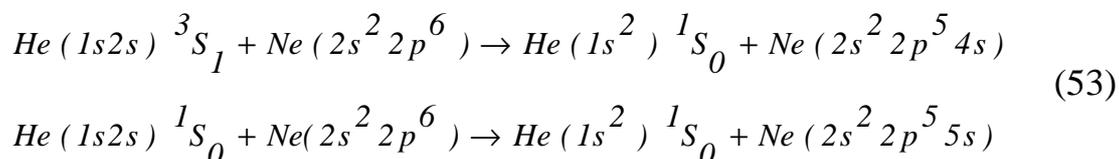


Рис. 8. Схема нижних энергетических уровней *He* и *Ne* (уровни *Ne* $2p^5 4p$ и $2p^5 3d$ не показаны).

соответствующие электронным конфигурациям $2s^2 2p^5 4p$ и $2s^2 2p^5 3d$). При столкновении атомов гелия, находящихся в метастабильных состояниях $1s2s^3S_1$ и $1s2s^1S_0$ с атомами неона, находящимися в основном состоянии, возможна передача энергии возбуждения атому неона. При этом, поскольку вероятность обмена энергией возбуждения между атомами тем больше, чем ближе друг к другу расположены их уровни, атом неона перейдет на один из уровней, принадлежащих конфигурациям $2p^5 4s$ или $2p^5 5s$, а атом гелия вернется в основное состояние.

Процесс резонансной передачи энергии особенно эффективен, если разница энергий ΔE уровней, между которыми происходит переход, не превышает энергию теплового движения частиц газа, то есть, если $\Delta E \leq kT$.

Процесс резонансной передачи энергии возбужденного атома гелия невозбужденному атому неона будет протекать по схеме (см.рис.8).



Таким образом, уровни $2s^2 2p^5 4s$ и $2s^2 2p^5 5s$ неона будут населяться не только за счет электронных ударов, но, главным образом, за счет столкновений атомов неона с возбужденными атомами гелия. Число соударений, при которых происходит процесс резонансной передачи энергии, пропорционально концентрации сталкивающихся частиц в исходных состояниях, то есть скорость заселения верхних лазерных уровней неона пропорциональна концентрации невозбужденных атомов неона и заселенности метастабильных состояний $1s2s \ ^1S_0$ и $1s2s \ ^3S_1$ атомов гелия. Большое время жизни атомов гелия в этих состояниях обуславливает высокую заселенность этих состояний и, в конечном итоге, достаточно высокую скорость заселения верхних лазерных уровней неона $2s^2 2p^5 4s$ и $2s^2 2p^5 5s$ за счет резонансной передачи энергии. Этот процесс является доминирующим в создании инверсной населенности в гелий-неоновом лазере, хотя и прямые столкновения электронов с атомами неона также участвуют в накачке. Таким образом, верхние лазерные уровни неона ($2s^2 2p^5 4s$ и $2s^2 2p^5 5s$) эффективно заселяются. Этому способствует также то обстоятельство, что время жизни этих уровней неона ($\approx 10^{-7}$ с) на порядок больше времени жизни $2p^5 3p$ уровней (10^{-8} с). В согласии с правилами отбора, с системы верхних уровней ($2p^5 4s$ и $2p^5 5s$) могут переходить на нижние $2p^5 3p$ уровни, а затем с большой вероятностью (поскольку $2p^5 3p$ уровни короткоживущие) радиационно переходить на более низкие $2p^5 3s$ уровни. Все это и обеспечивает выполнение условия инверсной населенности (см. Общее “Введение”, форм.(40)).

$$\Gamma_v \tau_v > \Gamma_n \tau_n
 \tag{54}$$

Описанный механизм заселения уровней неона обеспечивает получение инверсной населенности между парами подуровней

$2p^55s \rightarrow 2p^53p$ (излучение с длиной волны $\lambda_1 = 6328 \text{ \AA}$) и
 $2p^54s \rightarrow 2p^53p$ ($\lambda_2 = 11523 \text{ \AA}$), допуская возможность генерации на двух переходах. Поскольку возбужденные уровни неона являются сложными мультиплетами, то генерация возможна на многих переходах между компонентами упомянутых мультиплетов². Таким образом, ОКГ на смеси гелия и неона работает по четырехуровневой энергетической схеме (см. общее “Введение”), что дает возможность осуществления стационарной генерации излучения. В п.5 общего “Введения” показано, что в режиме стационарной генерации инверсная населенность равна пороговой ΔN_{por} , определяемой по формуле

$$\Delta N_{por} \approx \frac{1-R}{2L\sigma} + \frac{k}{\sigma} \quad (55)$$

где $\Delta N_{por} = N_2 - N_1$; N_2 и N_1 - заселенности верхнего и нижнего лазерного уровней, соответственно; L - длина активного элемента;

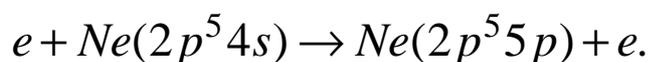
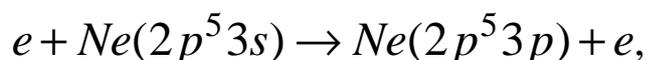
σ - сечение фотопоглощения; R - эффективный коэффициент отражения зеркал резонатора; k - коэффициент поглощения в веществе, не связанный с переходом $2 \rightarrow 1$. Из (55) следует, что для того, чтобы при данных условиях эксперимента (разряда, длины трубки) имела место генерация на переходе $2 \rightarrow 1$, необходимо, чтобы инверсная населенность превышала пороговую (55), зависящую от R . Таким образом, применяя зеркала с различными диэлектрическими покрытиями (различными R), можно на одной и той же трубке со смесью гелия и неона наблюдать генерацию на различных длинах волн. Зеркала резонатора могут быть либо плоскими (как в интерферометре Фабри-Перо), либо сферическими, с радиусом кривизны, значительно превышающим длину резонатора, либо комбинацией того и другого. Для газовых лазеров часто используют сферические зеркала. Они имеют некоторые преимущества, в основном связанные с более простой их юстировкой по сравнению с плоскими. При юстировке зеркала выставляются соосно, что увеличивает эффек-

² В настоящее время генерация получена более, чем на 30 линиях неона, лежащих в диапазоне 0,7 – 5,4 мкм.

тивный коэффициент отражения зеркал и, следовательно, уменьшает пороговую инверсию.

Выше отмечали, что в гелий - неоновом лазере протекает ряд сложных процессов возбуждения и релаксации (переходы возбужденных атомов на более низкие энергетические уровни). В силу этого гелий - неоновый лазер эффективно работает только при вполне определенных условиях - внутреннем диаметре газоразрядной трубки (≈ 2 мм), плотности тока разряда, давления неона ($P_{Ne} \approx 0,1$ мм рт.ст.) и отношении давления гелия к давлению неона ($P_{He} / P_{Ne} \approx 5 - 10$). Требование оптимального внутреннего диаметра газоразрядной трубки возникает из-за того, что нижние $2p^5 3s$ состояния атома неона метастабильны; из этих состояний атом неона может перейти в основное $2p^6 \ ^1S_0$ состояние **только при столкновении со стенкой трубки, на которую он попадает в результате диффузии**. При увеличении диаметра трубки растет время диффузии (уменьшается вероятность распада $2p^5 3s$ уровня), что может привести к резкому увеличению населенности $2p^5 3s$ уровней и, следовательно, к росту населенности (вследствие радиационного захвата излучения $2p^5 3s \rightarrow 2p^5 3p$) нижних рабочих лазерных уровней $2p^5 3p$. Это, в свою очередь, может привести к уменьшению инверсной населенности.

При очень маленьких диаметрах трубки возникают значительные потери из-за дифракции и существенно усложняется процедура юстировки лазера. Необходимость в оптимальной плотности тока разряда связана с тем, что при больших плотностях тока уменьшается инверсная населенность из-за того, что начинают сказываться процессы ступенчатого возбуждения



В настоящей работе исследуются :

1. Коэффициент усиления инверсной среды.
2. Методы настройки оптического резонатора.
3. Расходимость лазерного пучка.
4. Поляризация лазерного пучка.

1. Экспериментальная установка.

В работе используются гелий-неоновые лазеры ЛГ-55. Схема установки представлена на рис.9, расположение элементов установки на оптической скамье - на рис.10.

Установка включает в себя:

а) юстировочный лазер 1, с помощью которого все элементы установки выставляются соосно, а также выполняется упражнение по определению коэффициента усиления в инверсной среде;

б) юстировочную диафрагму 2;

в) исследуемый He - Ne лазер, состоящий из разрядной трубки 3 и съемных зеркал 4;

г) модулятор-диск с отверстиями 5, вращаемый электромотором. Это устройство позволяет получить переменный сигнал приемника излучения - фотосопротивления с тем, чтобы в дальнейшем наблюдать его на осциллографе (амплитуда этого сигнала пропорциональна интенсивности лазерного излучения);

д) приемник излучения 6, состоящий из фотосопротивления, усилителя 13 и стрелочного прибора 14, регистрирующего ток фотосопротивления;

е) блоки питания лазеров 7;

ж) осциллограф 11 для наблюдения сигнала с фотосопротивления.

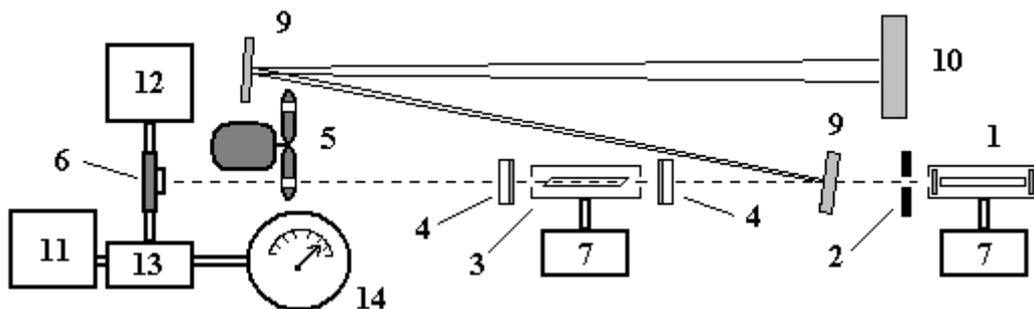


Рис. 9. Схема установки (обозначения – см. рис. 10).

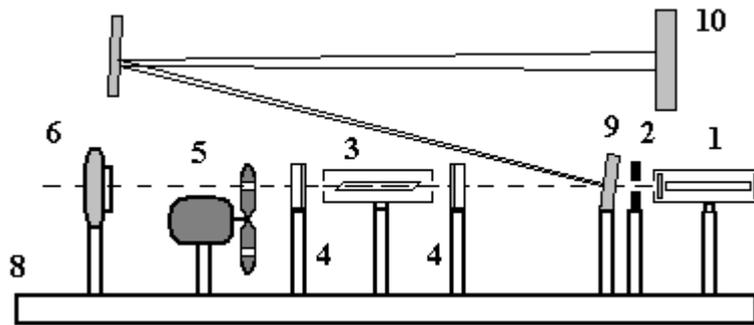


Рис. 10. Расположение элементов установки на оптической скамье:

обозначения к рис. 9 и 10;

1 – юстировочный лазер; 2 – диафрагма; 3 – разрядная трубка; 4 – съемные зеркала; 5 – модулятор; 6 – приемник излучения; 7 – блоки питания лазеров; 8 – оптическая скамья; 9 – зеркала для исследования расходимости пучка; 10 – экран; 11 – осциллограф; 12 – выпрямитель; 13 – усилитель; 14 – миллиамперметр.

ЗАДАНИЯ

Упражнение 1. Измерение коэффициента усиления инверсной среды.

При измерении коэффициента усиления χ сравниваются две величины: интенсивности входящего и выходящего излучения. Входным сигналом служит излучение *He-Ne* лазера 1 (см. рис. 9, 10), идентичного исследуемому 3. Согласно (42) и (25) (см. общее «Введение»), при прохождении в среде с инверсной населенностью интенсивность света возрастает по закону

$$J(x) = J_0 e^{\chi x} , \quad (56)$$

где коэффициент усиления равен

$$\chi = \Delta N \sigma . \quad (57)$$

Однако, при малой оптической длине ($\chi x \ll 1$) экспоненту можно разложить в ряд и учесть лишь первый член :

$$J(x) = J_0 (1 + \chi x) . \quad (58)$$

Сравнение интенсивности излучения $J(L)$, прошедшего через возбужденную электрическим разрядом гелий - неоновую смесь, с интенсивностью излучения J_0 , прошедшего через ту же газовую смесь без электрического разряда, позволяет найти χ - коэффициент усиления $He - Ne$ лазерной смеси. Из (58) следует:

$$\chi = \frac{J(L) - J_0}{L J_0} , \quad (59)$$

где $L = 20$ см - длина активной части разрядного промежутка.

Трубка 3 должна быть выставлена соосно зондирующему лазерному пучку. Юстировка производится следующим образом. Включается юстировочный лазер 1 (см.рис.10). Его луч должен пройти через юстировочную диафрагму 2 с отверстием, диаметр которого заметно меньше внутреннего диаметра газоразрядной трубки активного элемента. На его пути устанавливается активный элемент - выключенная трубка 3 исследуемого лазера - таким образом, чтобы луч лазера 1 проходил вдоль оси трубки 3. Установка трубки 3 производится с помощью юстировочных винтов оптического столика, на котором укреплен трубка. Винты позволяют осуществлять как горизонтальное перемещение трубки, так и угловые перемещения в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Контроль за прохождением луча осуществляется визуально: на диске модулятора должно наблюдаться четкое яркое круглое пятно. При неточной юстировке это пятно окружено ореолом в виде дуг окружностей, появляющихся вследствие отражений юстировочного луча от внутренних стенок разрядной трубки 3. Отъюстировав разрядную трубку, следует установить приемник излучения б так, чтобы юстировочный луч попадал в его центр. Затем, включив трубку 3, осциллограф и выпрямитель,

питающий схему фотосопротивления, следует провести дополнительный контроль юстировки системы. Для этого включается электромотор модулятора 5 и сигнал с фотосопротивления 6 подается через усилитель на осциллограф или стрелочный прибор. Вращением юстировочных винтов оптического столика следует добиться максимальной амплитуды сигнала на экране осциллографа.

После того, как система отъюстирована, нужно:

- а) включить усилитель и подать на него сигнал с приемника излучения;
- б) выход усилителя подключить к стрелочному прибору;
- в) измерить величину сигнала с приемника излучения при выключенном (J_0) и включенном ($J(L)$) разряде в трубке 3 - активном элементе ОКГ на смеси *He - Ne* (измерения провести не менее пяти раз).

ЗАДАНИЕ

1. Вычислить при помощи формулы (59) величину коэффициента усиления χ .
2. Сравнить величину коэффициента усиления χ , определенную в эксперименте, с пороговой $\chi_{порог} = \frac{1-R}{2L}$; $R = r_1 + r_2 - 1$ - значение эффективного коэффициента отражения зеркал резонатора; r_1, r_2 - коэффициенты отражения зеркал резонатора (см. в паспорте задачи).
3. Убедиться в том, что $\chi > \chi_{порог}$.

Упражнение 2. Настройка резонатора *He - Ne* лазера на длину волны $\lambda_1 = 6328 \text{ \AA}$.

Упражнения 2 и 5, имеющие целью убедиться в том, что в лазерной *He - Ne* смеси возможна генерация на различных длинах волн, в частности на $\lambda_1 = 6328 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 11523 \text{ \AA}$, методически идентичны. Разница состоит лишь в том, что для этого используются зеркала с диэлектрическим покрытием, имеющим макси-

мальное отражение на длинах волн, близких к длинам волн генерации.

Так как коэффициент усиления в $He - Ne$ смеси, возбуждаемой электрическим разрядом, мал, то стационарный режим воспроизведения фотонов возможен лишь тогда, когда каждый фотон многократно проходит лазерный объем, что, в свою очередь, возможно лишь при исключительно точно выставленной соосности зеркал.

Методика юстировки зеркал следующая. Не сбивая юстировки газоразрядной трубки 3 (см.рис.10), достигнутой в упражнении 1, установить рейтер с оправой, в которой закреплено сферическое зеркало ($R_{кр} = 1 \text{ м}$) на оптической скамье со стороны трубки 3,

обращенной к приемнику излучения таким образом, чтобы рабочая (напыленная) сторона зеркала была обращена к газоразрядной трубке (напыленная сторона отмечена красной точкой на оправе зеркала). Юстировочный луч от лазера 1 при этом должен попадать в центр зеркала. При помощи трех юстировочных винтов на оправе зеркала добиться того, чтобы луч лазера 1, отраженный от зеркала, пройдя трубку 3 в обратном направлении, шел по направлению падающего, то есть попадал точно в отверстие диафрагмы 2, из которого выходит падающий луч. Затем взять рейтер с плоским зеркалом и закрепить его на оптической скамье с противоположной стороны трубки 3 так, чтобы рабочая сторона зеркала была обращена к газоразрядной трубке, а луч юстировочного лазера попадал примерно в центр зеркала. После этого следует включить трубку 3. Далее, слегка вращая юстировочные винты на оправе плоского зеркала около этого положения, добиться возникновения генерации. Возникновение генерации на длине волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ фиксируется визуально по появлению красного пятна на диске модулятора 5 и на диафрагме. Затем, выключив лазер 1 и включив осциллограф, выпрямитель и модулятор, провести доводку юстировки резонатора лазера. Для этого, слегка вращая юстировочные винты на оправе плоского зеркала, следует добиться максимальной амплитуды сигнала на экране осциллографа. Измерить величину амплитуды полученного сигнала.

Затем развернуть плоское зеркало на 180° таким образом, чтобы стеклянная подложка зеркала оказалась внутри резонатора. Вновь по вышеописанной методике отъюстировать резонатор и, получив генерацию, измерить амплитуду сигнала. Сравнить с результатами предыдущего эксперимента.

ЗАДАНИЕ

1. Измерить и сравнить мощности генерации ОКГ при двух положениях плоского зеркала.
2. Объяснить полученный результат.

Упражнение 3. Определение расходимости лазерного луча.

Схема эксперимента по определению расходимости лазерного луча ясна из рис.10. Между плоским зеркалом 4 и диафрагмой 2 устанавливается рейтер с зеркальцем 9. Отраженный от него лазерный луч направляется на другое зеркало, прикрепленное к стене комнаты, и, отразившись от него, попадает на наклонный экран 10, помещенный на столе. Измерив диаметр пятна на экране d , определяют угол расходимости по формуле

$$\varphi \approx \frac{d}{2 L_{\text{экран}}}$$

где $L_{\text{экран}}$ - полное расстояние, пройденное лучом от выходного зеркала лазера до экрана ($L_{\text{экран}} = 500 \text{ см}$).

ЗАДАНИЕ

1. Оценить расходимость лазерного пучка по результатам измерений.
2. Сравнить полученный результат с дифракционной расходимостью (см. общее “Введение”), (диаметр трубки 3 указан в паспорте задачи).

Упражнение 4. Поляризация лазерного луча.

На оптическую скамью на пути луча перед модулятором устанавливается поляроид. Измеряя на стрелочном приборе амплитуду сигнала, снять зависимость интенсивности лазерного излучения от угла поворота поляроида. Построить зависимость от угла поворота поляроида (обратите внимание на расположение брюстеровских окон).

Упражнение 5. Настройка резонатора *He-Ne* лазера на длину волны $\lambda_2 = 11523 \text{ \AA}$.

Как уже указывалось, методика настройки резонатора лазера на длину волны $\lambda = 11523 \text{ \AA}$ совпадает с методикой настройки резонатора на $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ (см. упражнение 2) с той лишь разницей, что в настоящем случае используются зеркала, имеющие максимальный коэффициент отражения на длине волны $\lambda = 11523 \text{ \AA}$. Контроль за возникновением генерации на $\lambda = 11523 \text{ \AA}$ ведется не визуально, а осуществляется по величине сигнала с приемника излучения. При появлении генерации на экране осциллографа возникает сигнал приблизительно синусоидальной формы. Слегка вращая юстировочные винты на оправе плоского зеркала, следует добиться максимальной амплитуды сигнала на экране осциллографа, что соответствует максимальной интенсивности лазерного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. - М.-Л.: Физматгиз, 1963.
2. Эккарт Ф. Электронно-оптические преобразователи изображения и усиление рентгеновского изображения. - М.: Госэнергоиздат, 1961.