

Атомный практикум

Оптический квантовый генератор На рубине. Лазер

Лабораторная работа № 17

*УНЦ ДО
Москва
2005*

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

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

Атомный практикум

**Оптический квантовый генератор
На рубине.
Лазер**

Лабораторная работа № 17

Под редакцией
Красильникова С. С.

*УНЦ ДО
Москва
2005*

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 излу-

чит 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 **большей, 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 $t = 0$.

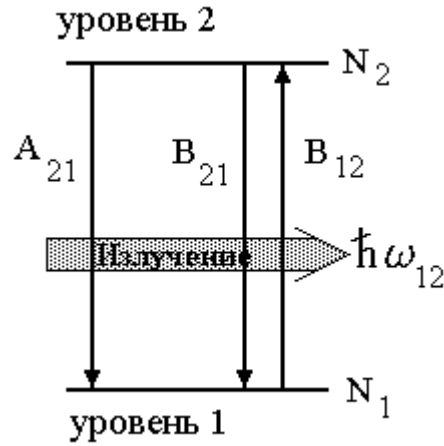


Рис. 1. Двухуровневая система.

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 $d z_{21}$ переходов $2 \rightarrow 1$ в промежуток времени от t до $t + dt$ в единице объема равно:

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

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 $d z_{12}$ переходов $1 \rightarrow 2$ равно:

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

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

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

или (для невырожденных уровней):

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

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

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

или, если уровни невырождены,

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

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 ширину. 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).

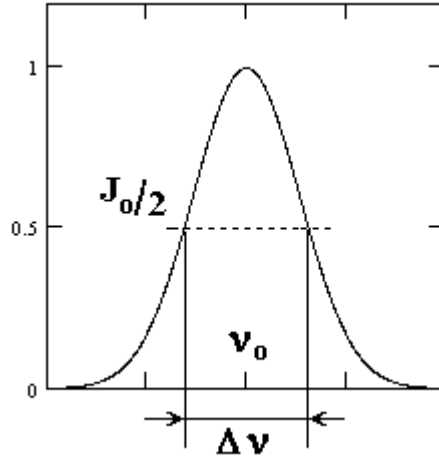


Рис. 2. Форма контура спектральной линии .

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 зарегистрирует 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):

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

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 "

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

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]. Такowymi 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.

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

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

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

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

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

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

$const$ – 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 поглощается. 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)

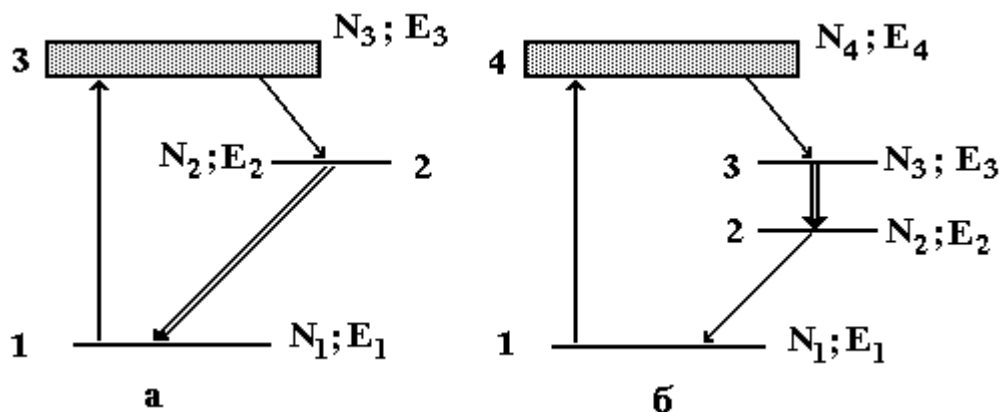


Рис.3. Схемы расположения уровней атомов : а – трехуровневая ; б - четырехуровневая.

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.

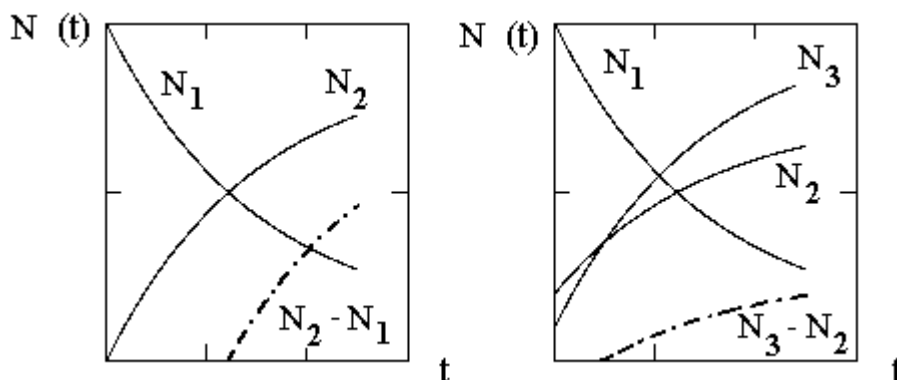


Рис.4. Динамика заселения уровней в трехуровневой и четырехуровневой схемах.

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:

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

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

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

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:

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

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).

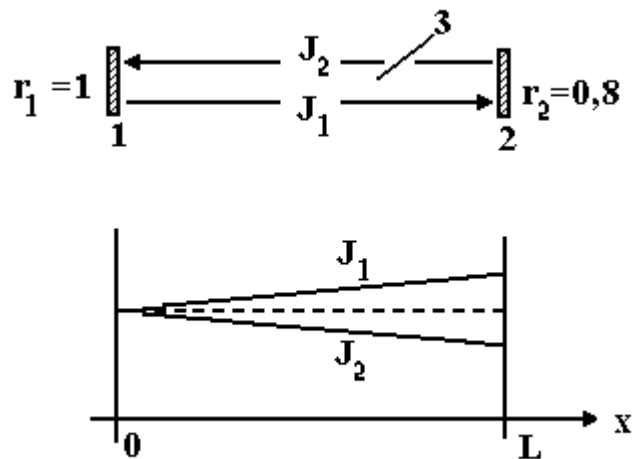


Рис.5. Резонатор : 1, 2 - зеркала резонатора; 3 - активное вещество;

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

Если $\chi > \chi_{порог}$, то плотность потока излучения непрерывно нарастает (**уменьшая инверсную населенность!**) до тех пор, пока вследствие эффекта насыщения χ не уменьшится до величины $\chi = \chi_{порог}$. 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

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

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

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

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

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

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

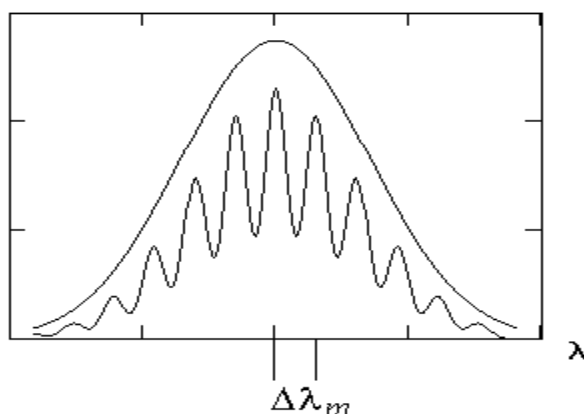


Рис.6. Спектр излучения лазера.

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 17

ОПТИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР (ОКГ) НА РУБИНЕ

Введение. ¹

Активным элементом рубинового лазера является кристалл рубина ² в котором генерирующими центрами (активными частицами) являются ионы хрома Cr^{3+} . Число активных частиц невелико и составляет доли процента от полного числа атомов среды. Таким образом, активные частицы (ионы хрома) в рубине практически не взаимодействуют друг с другом, и их энергетический спектр сохраняет некоторые черты спектра, присущего изолированному иону. Однако, каждый отдельный ион хрома (активная частица) находится в поле кристаллической решетки, то есть взаимодействует с атомами решетки.

Взаимодействие активных атомов с полем кристаллической решетки приводит к расщеплению и уширению энергетических уровней, к превращению их в энергетические полосы, зоны. Электроны внутренних оболочек атома, сильно связанные, экранируются внешними электронами, поэтому они слабо взаимодействуют с кристаллическим полем, и связанные с ними энергетические уровни расширяются незначительно. Наибольшее уширение испытывают уровни, соответствующие внешним, слабее связанным, электронам в атоме. Таким образом, спектр поглощения (излучения) кристалла должен состоять из отдельных полос и резких линий поглощения (излучения), ширина которых зависит от ширины соответствующих энергетических уровней. На рис.11а изображена схема уровней энергии иона хрома Cr^{3+} в рубине.

Обычно рубин возбуждается излучением мощной лампы накачки. При этом излучение поглощается в двух широких по-

¹ Прежде чем ознакомиться с описанием данной задачи, необходимо изучить работу ОКГ, изложенную во введении к лабораторной работе № 17.

² Рубин - кристалл окиси алюминия, в котором часть атомов Al замещена ионами Cr^{3+} ($Al_2O_3 : Cr^{3+}$)

лосах, соответствующих переходам ионов из основного состояния E_0 в состояния E_3 и E_4 .

Центральным частям этих полос поглощения соответствуют длины волн $\lambda_1 = 4100 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 5600 \text{ \AA}$; ширина каждой из них $\approx 1000 \text{ \AA}$.

В течение малого времени одна часть возбужденных ионов из состояний E_3 и E_4 возвращается в основное состояние E_0 , а другая часть переходит в состояния $E_{1,2}$. Переход в состояние E_0 радиационный, сопровождается излучением света; переходы в состояния $E_{1,2}$ - безызлучательные. Энергия при таком переходе передается кристаллической решетке.

Вероятность безызлучательного перехода $E_{3,4} \rightarrow E_{1,2}$ ($2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$) значительно больше, чем вероятность радиационного перехода $E_{3,4} \rightarrow E_{1,2}$ ($3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$). Поэтому ионы хрома из состояний $E_{3,4}$ будут, в основном, переходить в

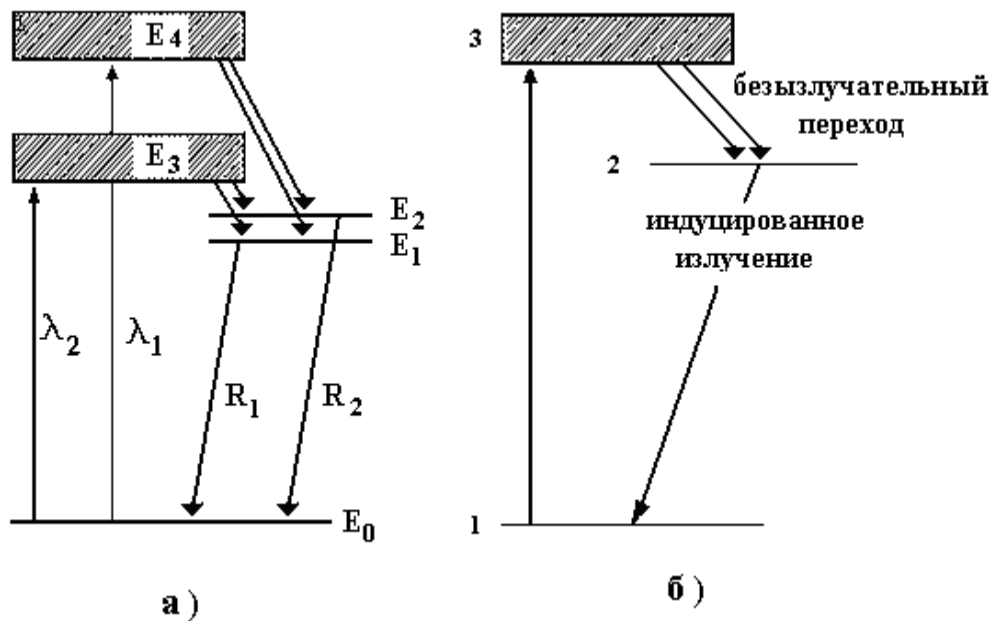


Рис.11. Реальная (а) и модельная (б) схема уровней и переходов в ионе хрома Cr^{3+} в рубине.

состояния $E_{1,2}$. Состояния $E_{1,2}$ являются метастабильными (переходы $E_{1,2} \rightarrow E_0$ запрещены правилами отбора для дипольного излучения), то есть, в этих состояниях ионы хрома могут находиться сравнительно долго ($\approx 10^{-3}$ с). Переходам между уровнями E_1 , E_2 и основным состоянием E_0 соответствуют линии излучения R_1 и R_2 с длинами волн $\lambda_1 = 6943 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 6929 \text{ \AA}$. Каждая из этих линий, в свою очередь, дублетная, потому что основное состояние - дублет (состоит из двух близко расположенных подуровней, расстояние между которыми равно $0,38 \text{ см}^{-1}$). При комнатной температуре тонкую структуру R -линий наблюдать нельзя из-за их большой спектральной ширины ($\approx 11 \text{ см}^{-1}$). Лазерное излучение в рубиновом кристалле, в принципе, может быть получено на обеих R_1 и R_2 -линиях. Однако практически все ОКГ работают на линии R_1 , так как на ней проще осуществить инверсную населенность. Это обусловлено тем, что вероятность перехода для линии R_1 больше, чем для линии R_2 . Кроме того, время релаксации частиц между уровнями E_1 и E_2 очень мало (меньше 10^{-7} с). Поэтому между ними очень быстро устанавливается термодинамическое равновесие, и соотношение населенностей подуровней определяется законом Больцмана.

При достижении инверсной населенности генерация возникает на линии R_1 , это будет препятствовать достижению порога генерации на линии R_2 (из-за малого времени релаксации опустошение подуровня E_1 повлечет за собой опустошение подуровня E_2). (Генерация на линии R_2 может быть получена в том случае, если пороговая инверсия для линии R_2 будет много меньше, чем для линии R_1). Таким образом, рубиновый ОКГ работает по трехуровневой энергетической схеме, см. рис.3а и 11б.

При поглощении излучения ионы хрома из основного состояния 1 переходят на энергетические уровни, лежащие в заштрихованной энергетической зоне 3. Уровни зоны 3 являются вспомогательными и используются только для возбуждения ионов хрома. В течение малого времени часть возбужденных ионов переходит на уровень 2, а остальные - на уровень 1. Уровень 2 - метастабильный - вероятность спонтанного перехода с уровня 2 на уровень 1 мала. Благодаря этому происходит накопление большого числа ионов хрома в состоянии 2, а при определенной мощности лампы накачки достигается инверсная населенность уровней 1 и 2, и система оказывается способной под действием излучения частоты $\nu_{1,2}$ перейти в состояние 1, генерируя при этом мощное монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda_1 = 6943 \text{ \AA}$. Большое время жизни τ_2 ($\tau_2 \approx 10^{-3} \text{ с}$) верхнего рабочего уровня 2 рубинового (или другого твердотельного) лазера (ОКГ) ответственно за ряд особенностей его генерации. Коротко познакомимся с некоторыми из них. Большое время жизни верхнего рабочего уровня рубинового лазера позволяет получать так называемые гигантские импульсы - световые импульсы сверхвысоких мощностей (до 10^{14} Вт и более). **Режим гигантского импульса реализуется при модуляции добротности - управлением изменением порога генерации.**

Принцип работы лазера при модуляции добротности следующий. Допустим, что внутри лазерного резонатора помещен затвор. Если затвор закрыт, то генерация не возникает и инверсная населенность за время $\approx \tau_2$ может достигнуть очень большой величины. Если теперь затвор "быстро" открыть, то накопленная энергия выделится в виде короткого (длительностью порядка нескольких наносекунд) и интенсивного импульса. Для модуляции добротности используются электрооптические затворы (основанные на эффекте Керра), оптико-механические затворы (механические способы модуляции добротности например, путем вращения с большой скоростью выходного зеркала) и др. Лазеры, работающие в режиме гигантского импульса, находят широкое практическое применение (точная механика, микроэлектроника, медицина и др.).

Большое время жизни τ_2 верхнего рабочего уровня 2 рубинового (или другого твердотельного) лазера в сочетании с большой скоростью накачки ответственны за пульсирующий характер установления генерации лазера. Убедимся в этом. Предположив, что лазер генерирует на одной моде, рассмотрим начало генерации.

В первые мгновения после включения лампы накачки населенность N_2 верхнего рабочего лазерного уровня растет линейно (влияние спонтанного излучения незначительно, поскольку τ_2 велико). В момент времени, когда инверсная населенность ΔN станет равной пороговой ($\Delta N = \Delta N_{пор}$), интенсивность излучения J лазера начнет возрастать из-за индуцированных переходов, рост населенности ΔN замедляется и затем прекращается, когда скорость опустошения уровня индуцированным излучением становится равной скорости его накачки; при этом интенсивность излучения лазера J продолжает расти, так как $\Delta N > \Delta N_{пор}$, см. рис.12.

Возникший мощный пик генерации быстро уменьшает инверсную населенность ΔN до уровня ниже порога (активная среда теперь не усиливает излучение) и вскоре сам затухает.

Накачка снова увеличивает инверсную населенность до уровня выше порога – возникает второй пик генерации и т.д.

После короткого импульса накачки в случае отсутствия резонатора возникает экспоненциально затухающее спонтанное излучение (люминесценция), см. рис. 13. Зависимость логарифма интенсивности спонтанного излучения от времени позволяет измерить время жизни τ_2 верхнего рабочего уровня 2 лазера.

В настоящей работе исследуются следующие характеристики ОКГ на рубине:

- 1. Порог генерации, длительность и форма генерируемого импульса.**
2. Энергия пакета импульсов и коэффициент полезного действия ОКГ.
3. Спектральная ширина генерируемой линии.
4. Время жизни верхнего лазерного уровня рубина.

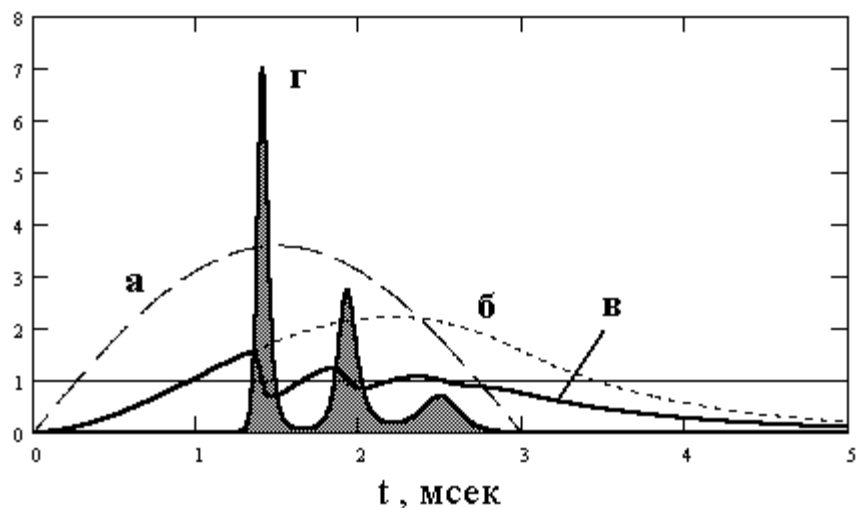


Рис. 12. Вид временной зависимости инверсной населенности и интенсивности генерируемого излучения J в лазере, работающем на одной моде;
 а - мощность накачки, б - поведение инверсной населенности без генерации, в - инверсная населенность при генерации, г - мощность генерации, горизонтальная линия – уровень пороговой инверсной населенности.

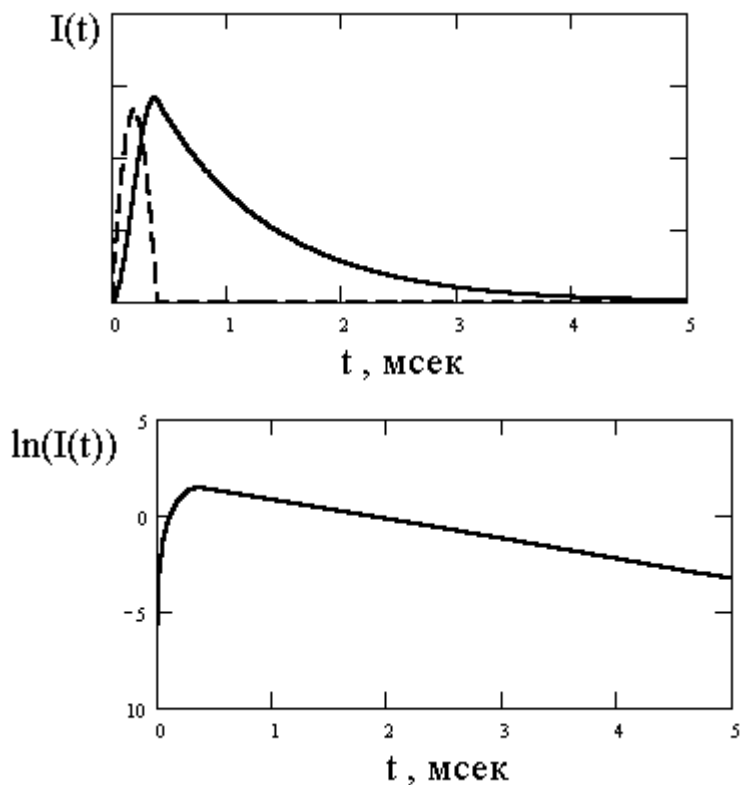


Рис.13. Спонтанное излучение (люминесценция) рубина.

2. Экспериментальная установка.

Схема установки представлена на рис.14.

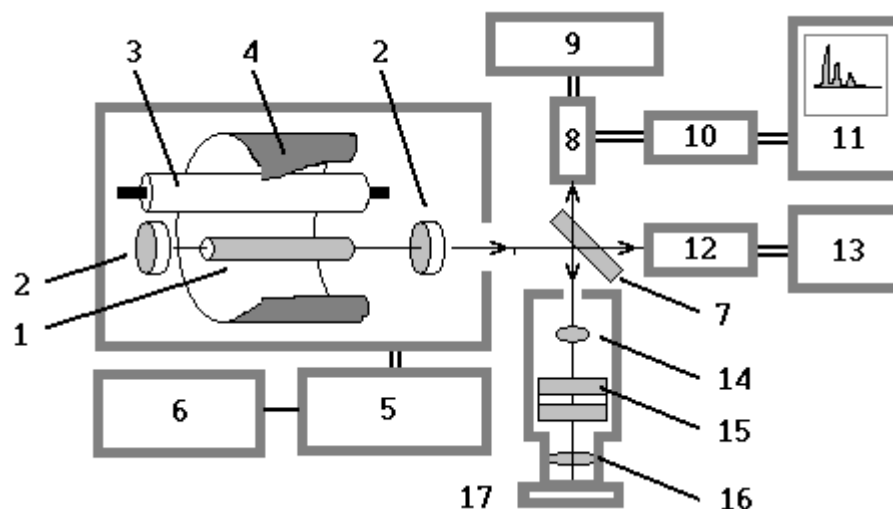


Рис. 14. Схема установки: 1 - кристалл рубина; 2 - зеркала резонатора; 3 - лампа накачки; 4 - эллиптический отражатель; 5 – блок питания лазера; 6 – ЛАТР; 7 - отклоняющая плоскопараллельная пластинка; 8 - ФЭУ; 9 - блок питания; 10 - катодный повторитель; 11 –компьютер с осциллографической платой (АЦП); 12 - датчик измерителя мощности; 13 - измеритель мощности; 14 - конденсор; 15 - эталон Фабри-Перо; 16 – объектив; 17 – кассета .

В работе используется рубиновый лазер “Арзни-206”. Его активным элементом является кристалл рубина 1 длиной 80 мм, диаметром $d=6,5$ мм, расположенный между плоскопараллельными зеркалами 2 (см.рис.14). Для вывода излучения одно из зеркал сделано полупрозрачным. Кристалл помещен в одном из фокусов отражателя 4, выполненного в виде эллиптического цилиндра, в другом находится лампа накачки 3. Лампа дает излучение в достаточно широкой области спектра, максимум интенсивности которого лежит довольно близко к области длин волн, соответствующих переходу $1 \rightarrow 3$ (см. рис. 11б). Зарядное напряжение на батарее конденсаторов (питающей лампу накачки во время импульса) измеряется вольтметром, расположенным на лицевой панели прибора “Арзни-206”.

Источник питания лампы, представляющий собой полупроводниковый выпрямитель с батареей конденсаторов $C = 1300$ мкф, вынесен в отдельный блок. Входное напряжение на выпрямителе может изменяться с помощью ЛАТР 6

(см.рис.14). При этом напряжение на батарее конденсаторов достигает **1000 В !!!**

Рубиновый кристалл охлаждается проточной водой, за подачей и напором которой следит дежурный инженер. Запуск лазера осуществляется кнопкой “пуск”. Лазер “Арзни-206” может работать как в однократном импульсном режиме, так и в режиме повторяющихся импульсов с частотой 2 Гц. В работе используется только однократный импульсный режим. Генерируемый импульс излучения, отразившись от стеклянной плоскопараллельной пластинки 7, установленной под углом в 45° к оси лазера ³ (см.рис.14), попадает на пластинки интерферометра Фабри-Перо 15, а затем на фотопластинку 17. Частично отразившись от первой пластинки интерферометра, луч попадает на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-16) 8 (рис.14). Сигнал с ФЭУ через катодный повторитель 10 по коаксиальному кабелю попадает на осциллографическую плату компьютера 11 (рис.14). Типичная картина, наблюдаемая на экране монитора, представлена на рис.12г. Одновременно часть излучения лазера сквозь плоскопараллельную пластинку 17 попадает на датчик 12 измерителя мощности и регистрируется прибором ИНИ-2 (или ИКТ-1м).

Остальные узлы установки описаны в соответствующих упражнениях.

П О Р Я Д О К В Ы П О Л Н Е Н И Я Р А Б О Т Ы

Помните - Вы работаете на **высоковольтной установке** - строго соблюдайте **правила техники безопасности**.

Будьте внимательны! Лазер - мощный источник света: попадание в глаза как прямого, так и отраженного лазерного луча недопустимо.

Установка отъюстирована сотрудником лаборатории и **не требует** от студента дополнительной настройки.

³ Такое расположение пластины позволяет направлять лазерный импульс одновременно на эталон Фабри-Перо 15, ФЭУ 8 и датчик измерителя мощности 12 (см.рис.14).

Порядок работы на установке следующий:

1. Включить тумблер “накал” на панели лазерного блока (загорается сигнальная лампочка на торцевой панели блока питания);
2. через 10-15 минут включить тумблеры “анод” и “излучение”;
3. с помощью ЛАТРа установить на лазере нужное напряжение (см. паспорт установки) и затем вывести ЛАТР в нулевое положение;
4. кнопкой “пуск” произвести запуск лазера.

Лазер выключается в обратной последовательности:
“пуск” -
“излучение” - “анод” - “накал”.

Не оставляйте установку включенной без присмотра.

Упражнение 1. Определение порога генерации, длительности и формы генерируемого импульса.

Для выполнения упражнения используются следующие приборы установки: лазер “Арзни-206”, ФЭУ-16 и осциллографическая плата компьютера.

Поскольку на установках 1, 2 в компьютерах установлены разные осциллографические платы, описания работы с ними находятся на установках.

Упражнение выполняется в следующей последовательности:

1. включить блок питания ФЭУ;
2. по заданию и под непосредственным наблюдением преподавателя (или сотрудника лаборатории) определить **порог генерации лазера**, то есть установить, начиная с каких напряжений на батарее конденсаторов лампы накачки ОКГ генерируется импульс излучения. Напряжение на лампе накачки регулируется ЛАТР’ом 6 (рис.14) и измеряется вольтметром, расположенным на лицевой панели данного блока;
3. *зарисовать типичные картины генерируемого импульса на экране монитора.*

Задание.

1. Определить порог генерации. Идеальной является осциллограмма с **единственным** импульсом .
2. Оценить при помощи картинки на экране монитора длительность генерируемого ОКГ пакета импульсов излучения при различных напряжениях питания лампы накачки; объяснить временную зависимость его формы.

Упражнение 2. Определение энергии импульсов ОКГ.

Для определения энергии одиночных импульсов ОКГ в задаче используются приборы : измеритель калориметрический твердотельный ИКТ - 1М или измеритель средней мощности и энергии импульсов ИМО-2. Принцип работы обоих приборов заключается в сравнении теплового действия излучения ОКГ, поглощенного приемным элементом (поглощающей нагрузкой) с тепловым действием постоянного тока, рассеиваемого в той же поглощающей нагрузке. Регистрация нагрева нагрузки поглощенной энергией производится в ИКТ-1М медным проволочным термометром сопротивления, включенным в мостовую схему, в ИМО - 2 термобатареей, сигнал с которой попадает на усилитель (ФГУ), а затем регистрируется индикаторным прибором. Приборы состоят из следующих основных частей измерительной головки, юстировочного механизма, блока индикации (см рис. 15).

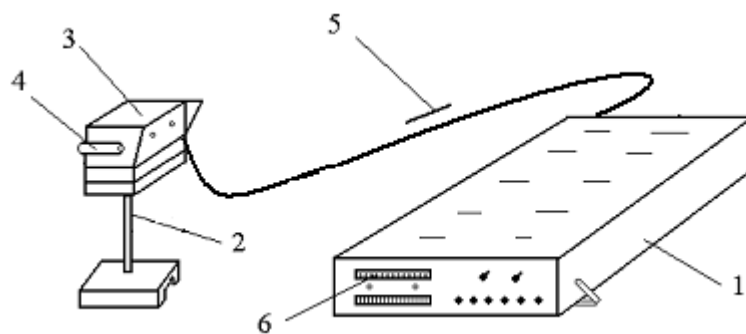


Рис.15. Основные части приборов ИМО-2 и ИКТ - 1М; 1 - блок индикации; 2 - столик с юстировочным механизмом; 3 - измерительная головка; 4 – визир; 5 – кабель; 6 - индикаторный прибор.

Измерительная (см.рис.16) головка состоит из двух одинаковых приемных элементов (ТЭС)1, помещенных в конических выемках массивного медного тела 2, расположенного

внутри массивного термостата, образованного медным корпусом 3 и кожухом измерительной головки 4.

Каждая из ТЭС содержит тонкостенный полый медный конус 5, на наружной поверхности которого размещена медно-константановая термобатарея 6, состоящая из ≈ 2000 термопар, равномерно распределенных по поверхности конуса 5⁴. Внутри конуса 5 на стеклянных держателях 7 расположен резистор 8, выполненный из нихромовой проволоки, намотанной на конус 9. В резисторе 8 поглощается и преобразуется в тепло энергия пучка излучения ОКГ, в нем же выделяется энергия постоянного тока при калибровке прибора. Измерительная головка закрепляется на юстировочном механизме, позволяющем совмещать оптическую ось измерительной головки (ТЭС) с осью пучка ОКГ. Для облегчения юстировки прибора предусмотрен визир 12 (видимого или ИК-диапазона). Измерительные головки ИМО-2 или ИКТ-1М расположены за плоскопараллельной пластинкой. Перед включением прибора (ИМО-2 или ИКТ-1М) необходимо запустить лазер и проверить юстировку измерительной головки. Лазерный луч должен попадать на перекрестье крышки, одетой на вход измерительной головки. В случае, если юстировка сбита, следует обратиться к преподавателю или к дежурному в данном помещении практикума сотруднику учебной лаборатории. После проверки того, что измерительная головка отъюстирована, нужно снять крышку с входного отверстия ТЭС. Далее следует включить тумблер “сеть” на передней панели блока индикации, при этом загорается сигнальная лампочка. Дать прибору прогреться в течении 20-25 минут. Переключатель “калибр-выкл.” должен находиться в положении “выкл”, а переключатель “мощность-энергия” - в положении “энергия”. После прогрева прибора установить указатель индикаторного прибора на нулевую отметку шкалы, а переключатель “ватты-джоули” поставить в положение 3 Дж. Затем подать пучок ОКГ в измерительную головку и произвести отсчет (максимальное отклонение указателя индикаторного прибора.) После каждого импульса необходимо выждать время 8 - 10 минут для остывание ТЭС и кристалла рубина.

⁴ В ИКТ-1М вместо термобатареи используется медный проволочный термометр.

Следует помнить, что при работе с прибором ИМО-2 или ИКТ-1М необходимо соблюдать все правила безопасной работы с высоким напряжением. Кроме того, при юстировке прибора и измерениях нельзя допускать поглощения бликов, отраженных от входного окна, в глаза человека.

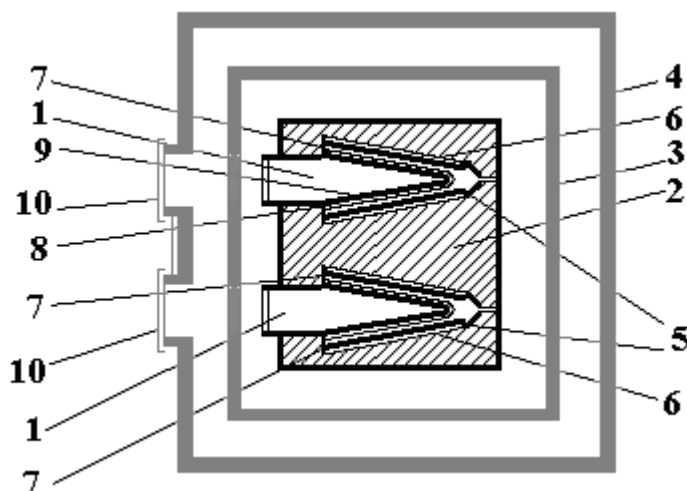


Рис.16. Схема конструкции измерительной головки ИМО-2: 1 – приемный элемент (ТЭС); 2 - массивное медное тело; 3 - медный корпус; 4 - кожух головки; 5 - медный конус; 6 – термобатарея; 7 – стеклянные держатели; 8 – резистор; 9 - внутренний конус; 10 – крышка; 11 – кабель.

Задание

1. Определить энергию импульса и среднюю мощность генерации при тех же величинах напряжения питания лампы накачки, при которых производились измерения длительности пакета импульсов излучения лазера в первом упражнении.
2. Определить КПД лазера при тех же условиях.

Упражнение 3. Определение спектральной ширины генерируемой линии.

Ширина линии определяется по интерференционной картине, получаемой с помощью эталона Фабри-Перо (см.рис. 14, 17) расстояние между зеркалами интерферометра $l = 0.4$ мм.

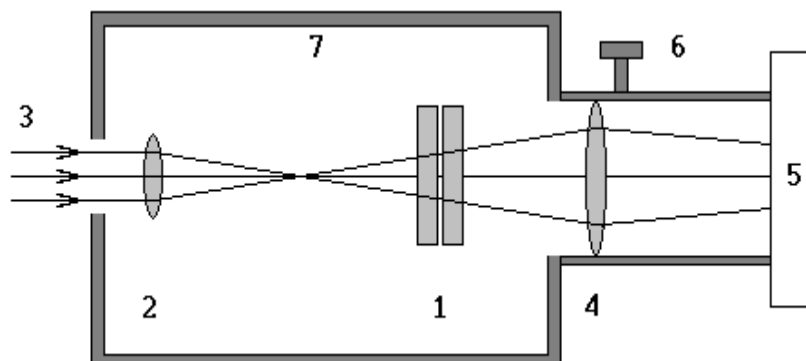


Рис.17. Эталон Фабри-Перо: 1 – эталон Фабри-Перо; 2 – конденсор; 3 – излучение от ОКГ; 4 – объектив; 5 – кассета; 6 – ручка фокусировки объектива; 7 – кожух камеры.

Генерируемое излучение с помощью отклоняющей пластинки 7 (рис.14) направляется через конденсор на эталон Фабри-Перо и затем фокусируется объективом и регистрируется фотопластинкой “инфра”. Фотографирование производится с экспозицией от одного запуска ОКГ. Вид интерференционной картины, получаемой на пластинке, показан на рис. 18.

Задание.

1. Построить контур генерируемой линии и определить его полуширину.

Строго говоря, полученный профиль линии есть результат наложения истинного контура линии источника на так называемую аппаратную функцию⁵ интерферометра Фабри-Перо.

Полуширина, найденная из этого профиля, не равна сумме полуширин истинного контура и аппаратной функции, а зависит от них сложным образом. Характер этой зависимости определяется видом функции, описывающей истинный контур линии и аппаратной функции.

В данном случае полуширина аппаратной функции, экспериментально определенная с помощью газового лазера (ли-

⁵ Понятие аппаратной функции вводится в связи с тем, что любой реальный спектральный прибор даже бесконечно узкую линию источника изображает в виде контура конечной ширины [1].

нию излучения которого можно считать бесконечно узкой, так как ее ширина заведомо меньше аппаратной функции), по порядку величины много меньше полуширины линии генерации лазера.

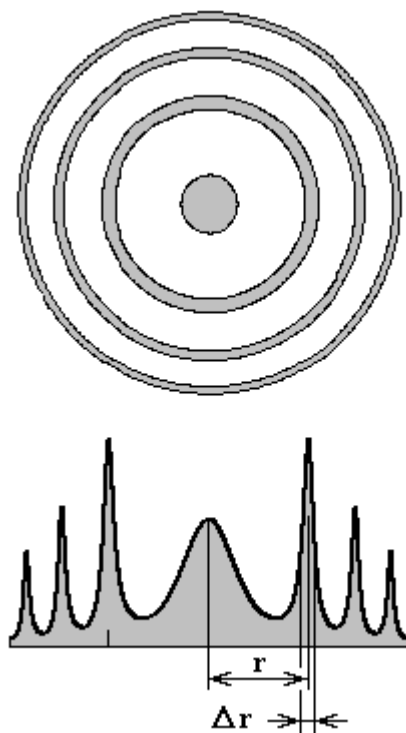


Рис.18. Вид интерференционной картины и распределение интенсивности по ее диаметру.

Поскольку измерения в настоящем упражнении не претендуют на большую точность (мы не строим кривую почернения фотопластинки и не определяем коэффициент контрастности, что необходимо для точных вычислений (см., например, Прокофьев “Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов”)), то аппаратную полуширину можно не учитывать.

Обработка интерферограмм производится на микрофотометре МФ-4 [3].

Строится кривая зависимости почернения фотопластинки (пропорциональная интенсивности излучения J) от расстояния от какой-либо точки вблизи края пластинки на прямой, проходящей через центр интерференционной картины (рис.18). Отметим, что интенсивность интерференционных колец убывает с увеличением номера кольца. При фотографировании первые кольца на снимке могут попасть в область пере-

держек, а удаленные - в область недодержек. Поэтому при обработке снимка следует выбрать тот его участок, который соответствует линейной части кривой почернения.

Измеряются радиусы интерференционных колец и их ширины Δr , соответствующие половинной интенсивности (см.рис.18) и по формуле [3]

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{r \Delta r}{f^2}$$

определяется полуширина линии $\Delta\lambda$ в шкале длин волн, где λ - длина волны излучения в Å , а r - расстояние (мм) от центра картины до внутреннего края измеряемого кольца на половине высоты; Δr - ширина измеряемого кольца (мм) на половине высоты; а f - фокусное расстояние объектива ($f = 270$ мм). Полуширину линии определить как среднюю из результатов измерений по трем кольцам.

2. По формулам общего “Введения” (формулы (49), (50)), рассчитать число генерируемых мод и определить различие длин волн двух соседних мод ($L = 80$ мм, показатель преломления рубина $n = 1,77$).

3. Рассчитать доплеровскую ширину линии (общее “Введение”, формула (31)) и сравнить ее с измеренной (температуру кристалла принять равной $T=300$ К). Объяснить результаты сравнения.

4. Сравнить измеренную ширину линии генерации с шириной линии люминесценции $\Delta\nu = 11 \text{ см}^{-1}$; объяснить результат.

Упражнение 4. Определение времени жизни верхнего лазерного уровня рубина.

Время жизни верхнего лазерного уровня 2 (см.рис.11,б) рубина определяется по зависимости интенсивности спонтанного излучения, возникающего при переходе $2 \rightarrow 1$, от времени (см.общее «Введение»). Для выполнения упражнения № 4 собрана отдельная установка, схема которой изображена на рис. 19.

Рубиновый кристалл, лишенный зеркал, освещается коротким импульсом лампы накачки; питание лампы накачки осуществляется от полупроводникового выпрямителя с конденсатором емкостью $C = 120$ мкФ. Для измерения времени жизни в возбужденном состоянии необходимо, чтобы во время спонтанного излучения не было дополнительной подкачки излучающего уровня, то есть необходимо, чтобы время свечения лампы накачки было меньше среднего времени жизни атомов в возбужденном состоянии. Разряд в лампе накачки поджигается при нажатии выносной кнопки. Сигнал спонтанного излучения рубинового кристалла и свечения лампы накачки регистрируется ФЭУ и поступает на экран монитора. Для питания ФЭУ используется выпрямитель ВСВ-2.

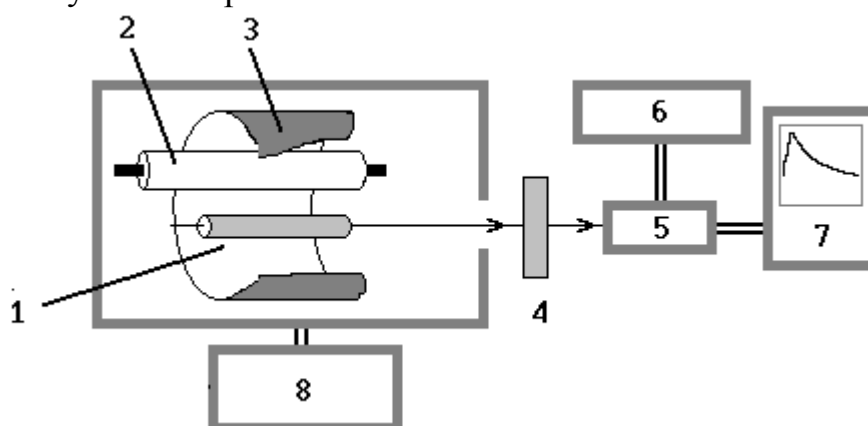


Рис. 19. Блок-схема установки для упражнения 4.

1-рубиновый кристалл; 2- лампа накачки; 3- эллиптический отражатель; 4- светофильтр; 5- ФЭУ; 6- блок питания ФЭУ; 7- компьютер с осциллографической платой (АЦП); 8- блок питания лампы накачки .

Порядок выполнения упражнения.

1. Включить питание лазерного блока (на торцевой панели), и выпрямитель ВСВ-2.
2. Привести компьютер в состояние готовности.
3. Нажатием выносной кнопки поджечь разряд в лампе накачки и наблюдать на экране монитора сигнал спонтанного перехода $2 \rightarrow 1$, и сигнал излучения лампы накачки.

Задание

1. Срисовать с экрана монитора сигнал спонтанного перехода, определить время жизни атомов в возбужденном состоянии, убедиться в том, что его интенсивность убывает по экспоненциальному закону.

Согласно формуле (5) общего «Введения», интенсивность спонтанного излучения должна убывать по закону

$$J(t) = J_0 \exp(-t/\tau);$$

где τ - время жизни уровня, J_0 - интенсивность в момент времени $t = 0$.

Отсюда

$$\ln \frac{J_i}{J_k} = \frac{t_k - t_i}{\tau};$$

где t_k и t_i произвольные моменты времени.

Используя экспериментальные данные, построить график $\ln J_i / J_k$ от t , убедиться, что зависимость линейна, определить τ .

Примечание: Объем задания по задаче и ее отдельным упражнениям может быть изменен преподавателем, что и отмечается в лабораторном журнале.

ЛИТЕРАТУРА

1. Прокофьев В.К. Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов. - М.-Л.: Гостехиздат, 1951.
2. Толанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы. - М.: ИЛ, 1955.
3. Нагибина И.М., Прокофьев В.К. Спектральные приборы и техника спектроскопии. - Л.: Машиностроение, 1967.
4. Фолин К.Г., Гайнер А.В. Динамика свободной генерации твердотельных лазеров. - Новосибирск: Наука, 1979.
5. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. Оптические квантовые генераторы на твердом теле. - М.: Соврадио, 1967.