

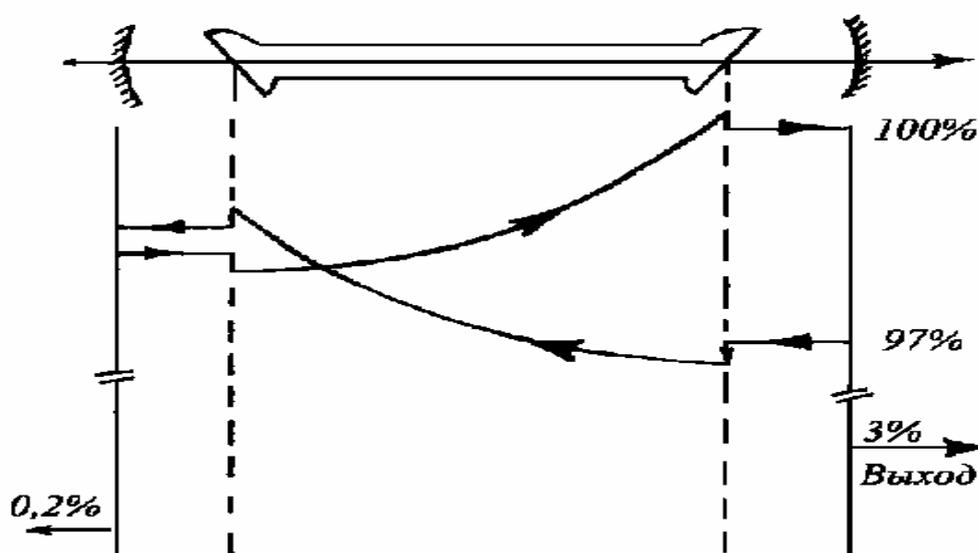
Лабораторный практикум по физике

Оптика

Задача № 401

С.А. Иванов, Д.Ф. Киселев, А.И. Акимов

Изучение оптического квантового генератора света - лазера



Москва

Физический факультет МГУ

2003

Цель работы

Знакомство с принципом действия и экспериментальное изучение оптического квантового усилителя (ОКУ) и оптического квантового генератора света (ОКГ) – лазера.

В области теории: на примере двухуровневой модели атомной системы изучаются элементарные процессы поглощения и излучения света в активной среде лазера, а также принцип работы гелий-неонового (He-Ne) лазера.

В экспериментальной части: изучается компенсационная методика измерения слабых сигналов и измеряется коэффициент усиления в активном элементе He-Ne лазера. Осваиваются практические навыки настройки оптического резонатора и получения различных поперечных мод резонатора. Экспериментально изучается состояние поляризации излучения He-Ne лазера.

Постановка эксперимента

Работа выполняется в два этапа.

1. Изучение принципа действия оптического квантового усилителя. Излучение от вспомогательного He-Ne лазера проходит через разрядную трубку, наполненную смесью газов гелия и неона (активная среда), в результате чего оно усиливается и в дальнейшем попадает на приемник света. С помощью электрической компенсационной схемы измеряется интенсивность света до и после прохождения через активную среду и вычисляется коэффициент усиления.

2. Изучение работы гелий - неоновый лазер. По обе стороны разрядной трубки устанавливаются зеркала резонатора. Их юстировкой добиваются осуществления положительной обратной связи, вследствие чего режим усиления переходит в режим генерации света. Экспериментально изучаются модовая структура и состояние поляризации излучения полученного ОКГ.

1. Введение

В начале 60-х годов были созданы принципиально новые источники света, основанные на явлении вынужденного излучения в квантовой системе, которые получили название *оптических квантовых генераторов – (ОКГ), или лазеров.*

Главное отличие ОКГ от традиционных тепловых и газоразрядных источников света состоит в том, что генерируемое ими излучение характеризуется *большой пространственной и временной когерентностью, высокой монохроматичностью и направленностью.*

Лазерное излучение распространяется в виде узких пучков света, что позволяет передавать его на большие расстояния без заметной потери

энергии, а также сфокусировать на ничтожно малой площади и получить огромную освещенность. В некоторых типах лазеров процесс генерации совершается в течение весьма коротких промежутков времени $\sim 10^{-15}$ с, что позволяет получать колоссальные мощности в световых импульсах.

Создание лазеров сыграло огромную роль в развитии как современной оптики, так и физики в целом^{*)}. Лазеры широко применяются в разных областях научных исследований и технических приложений, в различных технологических процессах, в военной технике, медицине и т.п. Пожалуй, труднее указать такую область деятельности, где не используются лазерные технологии и различные лазеры.

Для реализации ОКГ (как и любого генератора незатухающих колебаний) требуется выполнение двух условий. Первоначально нужно найти возможность получить *режим усиления света*. Затем, используя известный принцип положительной обратной связи, осуществить автоколебательный режим, т.е. получить *генерацию света*. Эти условия в ОКГ реализуются следующим образом.

Возможность усиления света достигается путем использования *явления вынужденного излучения*, открытого А. Эйнштейном. С этой целью в ОКГ создается так называемая *активная среда*, в которой и осуществляется режим вынужденного излучения и усиления. *Режим положительной обратной связи* в ОКГ осуществляется путем помещения активной среды в *оптический резонатор*, состоящий из двух зеркал с высоким коэффициентом отражения и с малыми потерями на поглощение.

Для понимания сущности явления усиления света необходимо более подробно изучить элементарные акты взаимодействия электромагнитного излучения с атомной системой.

2. Теория

2.1. Энергетические характеристики излучения

Пусть плоская электромагнитная волна проходит через слой вещества за время Δt путь $\Delta x = C\Delta t$ (C – скорость света в среде) и переносит через площадку S [м^2] количество энергии ΔW [Дж], которое заполняет в пространстве объем $\Delta V = S\Delta x$ [м^3].

Введем следующие энергетические характеристики волны:

$$P = \frac{\Delta W}{\Delta t}$$
 [Дж/с; Вт] – *поток* или *мощность* излучения, т.е. количество энергии, переносимое волной за 1 [с];

^{*)} За разработку и реализацию нового принципа усиления и генерации электромагнитных волн советским физикам Н.Г. Басову и А.М. Прохорову в 1959 г. была присуждена Ленинская премия, а в 1964 г. (совместно с американским физиком Ч. Таунсом) – Нобелевская премия по физике. При создании ОКГ была использована указанная в 1940 г. В.А. Фабрикантом возможность усиления света на основе открытого в 1917 г. А. Эйнштейном явления вынужденного усиления.

$$J = \frac{\Delta W}{S \Delta t} = \frac{P}{S} \quad [\text{Дж}/\text{м}^2\text{с}; \text{Вт}/\text{м}^2] - \text{интенсивность, т.е. количество энергии, переносимое волной через площадку } 1 \text{ м}^2 \text{ за } 1 \text{ с, которое имеет смысл } \text{плотности потока} \text{ или } \text{плотности мощности} \text{ излучения;}$$

$$U = \frac{\Delta W}{\Delta V} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} \right] - \text{объемная плотность энергии.}$$

Используя эти характеристики, можем записать:

$$\Delta W = P \Delta t = J S \Delta t = \frac{J}{C} (S \Delta x) = \frac{J}{C} (\Delta V) = U (\Delta V), \quad (1)$$

Для плоской электромагнитной волны, как видно из (1), выполняется следующее условие:

$$J = UC \quad (2)$$

Величины U и J – интегральные характеристики и служат мерой энергии и мощности излучения независимо от его спектрального состава. Полезно ввести дифференциальные характеристики излучения: **спектральную плотность интенсивности** $j(\nu)$ [Дж/м²], и **спектральную объемную плотность энергии** $\rho(\nu)$ [Дж·с/м³], показывающие интенсивность и объемную плотность энергии волн, лежащих в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ так, чтобы выполнялись условия:

$$J = \int_0^{\infty} j(\nu) d\nu \quad \text{и} \quad U = \int_0^{\infty} \rho(\nu) d\nu \quad (3)$$

Если излучение отлично от нуля только для малых спектральных интервалов $\Delta\nu$, тогда вместо (3) можем записать: $J = j_\nu \cdot \Delta\nu$ и $U = \rho_\nu \cdot \Delta\nu$, откуда:

$$j_\nu = \frac{J}{\Delta\nu}, \quad \rho_\nu = \frac{U}{\Delta\nu}. \quad (4)$$

Таким образом, j_ν и ρ_ν есть, соответственно, интенсивность и объемная плотность энергии, **отнесенные к единичному частотному интервалу** $\Delta\nu = 1[\text{с}^{-1}]$.

Из (4) и (2) получаем для малых $\Delta\nu$ соотношение между дифференциальными характеристиками j_ν и ρ_ν , аналогичное соотношению (2) между интегральными характеристиками J и U :

$$j_\nu = \rho_\nu \cdot C. \quad (5)$$

2.2. Элементарные процессы в двухуровневой системе

В основе работы ОКГ лежат три фундаментальных явления, происходящих при взаимодействии электромагнитных волн с веществом, а именно процессы **спонтанного и вынужденного излучения и процесс поглощения**. Как известно, эти процессы определяются переходом атомов в различные квантовые состояния, характеризующиеся дискретными значениями энергии и называемые **энергетическими уровнями** (рис. 1).

Рассмотрим упрощенную модель изучаемой атомной системы, которая взаимодействует с внешним электромагнитным полем. Рассмотрим два энергетических уровня с энергиями E_1 и E_2 , причем $E_2 > E_1$, между которыми происходит изучаемый оптический переход, характеризующийся частотой $\nu_{12} = \nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$, где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. – постоянная Планка. Будем считать энергетические уровни E_1 и E_2 бесконечно узкими и невырожденными.

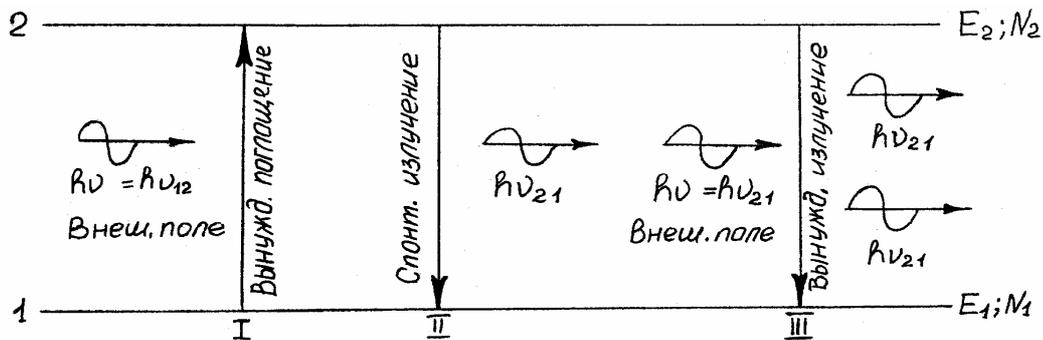


Рис. 1. Элементарные процессы в двухуровневой атомной системе

Пусть плоская электромагнитная волна частоты ν проходит через слой вещества, представляющего *двухуровневую систему*. Пусть N_1 – число атомов в единице объема вещества, находящихся на нижнем уровне E_1 , а N_2 – на верхнем уровне E_2 .

В результате взаимодействия электромагнитной волны (т.е. световых квантов с энергией $h\nu$) с атомами вещества будут происходить изменения ее интенсивности, обусловленные указанными выше элементарными процессами. Рассмотрим эти процессы [1-7].

1. Резонансное поглощение фотонов частоты $\nu = \nu_{12} = (E_2 - E_1)/h$, при котором атомы переходят с нижнего уровня E_1 на верхний – в возбужденное состояние с энергией E_2 . Скорость этого процесса характеризуется числом переходов в единицу времени (в расчете на 1 м^3). Она пропорциональна числу невозбужденных атомов N_1 и спектральной объемной плотности ρ_ν энергии падающей волны частоты ν , приходящейся на частоту перехода ν_{12} :

$$\frac{dN_{\text{пог}}}{dt} = B_{12} N_1 \rho_\nu, \quad (6)$$

где $B_{12} [\text{Дж}^{-1} \text{ м}^3 \text{ с}^{-2}]$ – *коэффициент Эйнштейна для поглощения*, $B_{12} \rho_\nu$ – вероятность вынужденного перехода, отнесенная к единице времени.

2. Спонтанное излучение фотонов с частотой ν_{21} атомами, при котором они самопроизвольно переходят из возбужденного состояния E_2 на уровень E_1 . Число этих переходов (в расчете на 1 м^3) в единицу времени пропорционально населенности N_2 верхнего уровня и равно:

$$\frac{dN_{2\text{сп}}}{dt} = A_{21}N_2, \quad (7)$$

где $A_{21}[\text{с}^{-1}]$ – *коэффициент Эйнштейна, характеризующий вероятность спонтанных переходов в единицу времени* в расчете на один атом на верхнем уровне N_2 и имеет смысл величины обратной среднему времени жизни возбужденного состояния атома.

Так как эти переходы происходят вследствие внутренних причин и статистически независимы, каждый атом излучает квант света в произвольном направлении, с произвольной начальной фазой и поляризацией. В результате этого спонтанное излучение носит тепловой (“шумовой”) характер и по отношению к внешнему электромагнитному полю будет *некогерентным*.

3. Вынужденное или индуцированное излучение фотонов с частотой $\nu_{21} = \nu$, при котором атомы переходят из возбужденного состояния E_2 в состояние E_1 под действием внешнего светового поля. Число этих переходов в единицу времени (в расчете на 1м^3) пропорционально населенности N_2 верхнего уровня и спектральной плотности электромагнитного поля ρ_ν и будет равно:

$$\frac{dN_{2\text{вын}}}{dt} = B_{21}N_2\rho_\nu, \quad (8)$$

где $B_{21}[\text{Дж}^{-1}\text{м}^3\text{с}^{-2}]$ – *коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения*; $(B_{21}\rho_\nu)$ – вероятность индуцированного перехода с излучением фотона, отнесенная к единице времени.

Важной особенностью вынужденных переходов является то, что излучаемый под действием внешнего поля квант полностью когерентен с внешним полем, т.е. имеет ту же частоту, фазу, поляризацию и распространяется по тому же направлению. Таким образом вынужденное излучение является когерентным по отношению к внешнему полю.

2.2.1. Кинетические уравнения, коэффициенты Эйнштейна

В силу статистической независимости указанных процессов можно составить так называемые кинетические уравнения, описывающие изменение населенностей рассматриваемых двух уровней во времени. Для этого запишем *балансные уравнения*, характеризующие общее изменение населенностей уровней 1 и 2:

$$dN_1 = dN_{2\text{сп}} + dN_{2\text{вын}} - dN_{1\text{пог}}, \quad (9)$$

$$dN_2 = dN_{1\text{пог}} - dN_{2\text{сп}} - dN_{2\text{вын}}. \quad (10)$$

Из них, учитывая (6), (7), (8), получим *кинетические уравнения*:

$$dN_1 = \{(A_{21} + \rho_\nu B_{21})N_2 - B_{12}\rho_\nu N_1\}dt, \quad (11)$$

$$dN_2 = \{B_{12}\rho_\nu N_1 - (A_{21} + \rho_\nu B_{21})N_2\}dt. \quad (12)$$

Вероятностные коэффициенты Эйнштейна A_{21} , B_{21} , B_{12} не являются независимыми. Соотношение между ними можно найти из рассмотрения случая, когда атомная система будет находиться в термодинамическом равновесии с внешним электромагнитным полем [1-7]. В этом случае:

1) населенности уровней остаются неизменными, т.е. $dN_1=0$ и $dN_2=0$, вследствие чего из кинетических уравнений (11) или (12) имеем:

$$(A_{21} + \rho_\nu B_{21})N_2 = B_{12}\rho_\nu N_1; \quad (13)$$

2) распределение атомов по уровням энергии подчиняется закону Больцмана, имеющего (для невырожденных уровней) вид:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right), \quad (14)$$

где k – постоянная Больцмана;

3) спектральная плотность равновесного излучения ρ_ν определяется формулой Планка:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (15)$$

Решая (13) и (14) относительно ρ_ν , получаем:

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}/B_{21}}{\left(\frac{B_{12}}{B_{21}}\right) \cdot e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (16)$$

Термодинамическое равновесие может быть установлено для любой температуры, в том числе для $T \rightarrow \infty$. Поэтому, сравнивая асимптотики формул (15) и (16), получаем:

$$B_{12} = B_{21}, \quad (17)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot B_{21} \quad (18)$$

Коэффициент A_{21} , как отмечено выше, имеет смысл величины, обратной среднему времени жизни возбужденного состояния атома.

2.2.2. Коэффициент усиления. Закон Бугера

Пусть плоская квазимонохроматическая^{*)} волна с интенсивностью $j(\nu)$ проходит в направлении оси x через бесконечно тонкий слой dx внутри исследуемого вещества сечением S [м²] (рис. 2). Энергия такой волны сосредоточена в узком интервале частот $\Delta\nu$ и волна в пределах $\Delta\nu$ характеризуется средним значением частоты ν . Рассмотрим результат взаимодействия волны с атомами среды, представляющими двухуровневую систему.

^{*)} Подобные условия существуют, например, при прохождении квазимонохроматического излучения вспомогательного He-Ne лазера через усиливающую среду, изучаемую в данной задаче.

1) Поглощение^{*)}. За время dt прохождения бесконечно тонкого слоя dx внутри вещества, световая волна заполнит объем $dV = Sdx$ и произойдет $(dn)_1$ актов поглощения фотонов атомами, пропорциональное величине dV :

$$(dn)_1 = (B_{12}N_1\rho_\nu dt) \cdot dV, \quad (19)$$

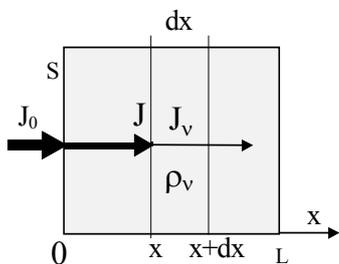


Рис. 2.

где, в соответствии с (6), выражение в скобках есть число фотонов, поглощаемых за время dt в единичном объеме, ρ_ν – спектральная плотность энергии в слое dx на частоте ν , приходящейся на частоту перехода $\nu_{12} = (E_2 - E_1)/h$. Затраченная на поглощение в слое dx энергия определяется энергией $h\nu$ поглощаемого за один переход фотона, и их числом: $(-$

$$dW)_1 = h\nu (dn)_1.$$

Разделив эту энергию на объем dV , получим уменьшение объемной плотности энергии волны в слое dx на величину:

$$(-dU)_1 = h\nu(B_{12}N_1\rho_\nu)_1 dt = \left(\frac{h\nu}{C}\right)(B_{12}N_1\rho_\nu)_1 dx \quad (20)$$

Так как энергия падающей волны сосредоточена в узком интервале частот, то согласно (4) имеем $U_1 = (\rho_\nu)_1 \Delta\nu$ и $(-dU)_1 = (-d\rho_\nu)_1 \Delta\nu$. Подставляя последнее соотношение в левую часть (20), находим уменьшение величины объемной спектральной плотности энергии излучения:

$$-(d\rho_\nu)_1 = \left(\frac{h\nu}{C\Delta\nu}\right)(B_{12}N_1\rho_\nu)_1 dx. \quad (21)$$

Учитывая (5), заменим в (21) ρ_ν на j_ν/C и $(d\rho_\nu)_1$ на $(dj_\nu)_1/C$. В результате получаем уменьшение спектральной плотности интенсивности излучения:

$$-(dj_\nu)_1 = \left(\frac{h\nu}{C\Delta\nu}\right)(B_{12}N_1)(j_\nu)_1 dx \quad (22)$$

где ν [c^{-1}] – частота излучения в поглощающей среде, которая совпадает с частотой перехода и находится внутри интервала $\Delta\nu$;

j_ν [$Дж/м^2$] и $(-dj_\nu)_1$ [$Дж/м^2$] – спектральная плотность интенсивности и ее уменьшение за счет поглощения в слое dx . Запишем уравнение (22) в другом виде:

$$(dj_\nu)_1 = -\alpha_1(\nu)(j_\nu)_1 dx, \quad (23)$$

где через $\alpha_1(\nu)$ обозначен коэффициент пропорциональности, называемый **коэффициентом поглощения**:

^{*)} Все величины, относящиеся к поглощению отмечены индексом 1, а к излучению - индексом 2.

$$\alpha_1(\nu) = \left(\frac{h\nu}{C\Delta\nu} \right) \cdot B_{12}N_1, \quad (24)$$

Интегрируя уравнение (23) и заменяя j_ν на J_ν , согласно (4), получаем:

$$(J_\nu)_1(x) = (J_\nu)_0 e^{-\alpha_1(\nu)x}, \quad (25)$$

где $(J_\nu)_0$ – начальная интенсивность волны при входе в среду, $J_\nu(x)$ – интенсивность в слое с координатой x , соответственно, заключенные в узком интервале частот $\Delta\nu$. Показатель экспоненты $\alpha_1(\nu)$ характеризует поглощательную способность среды и имеет размерность $[m^{-1}]$. Соотношения (23) и (25) выражают известный **закон Бугера** для поглощения.

2) Учет вынужденного излучения. Помимо уменьшения энергии волны за счет поглощения, одновременно идет процесс ее увеличения за счет индуцированных и спонтанных переходов с уровня E_2 на основной уровень E_1 .

Пренебрегая долей спонтанного излучения по сравнению с вынужденным (т.е. считая $A_{21} \ll B_{21}\rho(\nu)$), и рассуждая аналогично, получаем после прохождения волной слоя dx и заполнения объема dV увеличение числа фотонов в волне, равное, в соответствии с (8), числу актов вынужденных переходов: $(dn)_2 = (N_2 B_{21} \rho_\nu dt)_2 dV$.

В результате за счет вынужденных фотонов происходит увеличение энергии волны на величину:

$$(dW)_2 = h\nu(dn)_2 = h\nu(N_2 B_{21} \rho_\nu dt)_2 dV \quad (26)$$

что ведет, к увеличению объемной плотности энергии волны:

$$(dU)_2 = h\nu(B_{21}N_2\rho_\nu)_2 dt = \left(\frac{h\nu}{C} \right) (B_{21}N_2)(\rho_\nu)_2 dx. \quad (27)$$

Используя, как и ранее, соотношения (4) и (5): $U = \rho_\nu \Delta\nu$ и $\rho_\nu = j_\nu/C$, сделаем в (27) следующие замены:

$$(dU)_2 \text{ на } (d\rho_\nu)_2 \Delta\nu; \quad (\rho_\nu)_2 \text{ на } (j_\nu)_2/C; \quad (d\rho_\nu)_2 \text{ на } (dj_\nu)_2. \quad (28)$$

В результате получим увеличение числа фотонов в волне и, как следствие, увеличение спектральной плотности интенсивности волны после прохождения слоя dx :

$$(dj_\nu)_2 = \frac{h\nu}{C\Delta\nu} B_{21}N_2 (j_\nu)_2 dx \quad (29)$$

Общее изменение интенсивности волны после прохождения ею слоя dx найдем, суммируя (23) и (29). Учитывая, что $B_{12} = B_{21}$, получим:

$$dj_\nu = (dj_\nu)_2 - (dj_\nu)_1 = \frac{h\nu}{C\Delta\nu} B_{12}(N_2 - N_1)j_\nu dx, \quad (30)$$

или

$$dj_\nu = \alpha(\nu)j_\nu dx, \quad (31)$$

где через $\alpha(\nu)$ обозначен коэффициент пропорциональности, равный:

$$\alpha(\nu) = \frac{h\nu}{C\Delta\nu} \cdot B_{12}(N_2 - N_1). \quad (32)$$

Интегрируя (31) и заменяя j_ν на J_ν , согласно (4), получаем:

$$J_\nu = J_{0\nu} e^{\alpha(\nu)x} \quad (33)$$

Показатель экспоненты $\alpha(\nu)$ определяет характер и быстроту изменения интенсивности волны при прохождении в среде вдоль оси X.

В обычных условиях сред, близких к равновесным, в соответствии с распределением Больцмана $N_1 > N_2$. Тогда $\alpha(\nu) < 0$ и имеет место **экспоненциальное ослабление** проходящего через рассматриваемую среду излучения **по закону Бугера**.

Если в среде удастся создать условия, когда $N_2 > N_1$, тогда показатель экспоненты в (33) положительный $\alpha(\nu) > 0$ и среда будет усиливать проходящую сквозь нее волну. В этом случае величину $\alpha(\nu)$ в (33) называют **коэффициентом усиления среды, или "отрицательным коэффициентом поглощения"** на частоте ν [3,4].

Размерность коэффициента усиления $\alpha(\nu)$, как следует из формул (32) и (33), равна $[m^{-1}]$.

При рассмотрении прохождения через среду параллельного квазимонохроматического пучка излучения в качестве спектрального интервала принимают единичный интервал $\Delta\nu = 1 \text{ с}^{-1}$ (1 герц). Тогда формула для коэффициента усиления, соответствующая формуле (32), имеет вид:

$$\alpha(\nu) = \left(\frac{h\nu}{C} \right) \cdot b_{12}(N_2 - N_1), \quad (34)$$

где $b_{12} [Дж^{-1}м^3с^{-1}]$ **спектральный коэффициент Эйнштейна**, который отличается от **интегральных коэффициентов** B_{12} и $B_{21} [Дж^{-1}м^3с^{-2}]$ своей размерностью (см. [1, с.740; 6, с.73]).

Среды, для которых выполняется условие $N_2 > N_1$, называются средами **с инверсной заселенностью или активными средами**, а разность населенностей верхнего и нижнего уровней $N_2 - N_1 > 0$ называют **инверсией**.

Как видно из (32), **коэффициент усиления зависит от величины инверсии и от вероятности оптического перехода атома из одного энергетического состояния в другое**. Существенно также то, что коэффициент усиления активной среды лазера зависит от спектральной ширины $\Delta\nu$ излучения, распространяющегося вдоль активной среды, в которой создана инверсия, и возрастает с уменьшением $\Delta\nu$.

2.2.3. Накачка. Насыщение коэффициента усиления

Накачка. Чтобы создать среду, где $N_2 > N_1$ и $\alpha(\nu) > 0$, необходимо иметь внешний источник энергии, обеспечивающий так называемую **"накачку"**, который с заданной скоростью переводил бы атомы среды на

верхний уровень. При этом величина создаваемой инверсии будет тем больше, чем больше мощность накачки.

Следует отметить, что коэффициент усиления рассматриваемой среды будет определяться как мощностью внешней “накачки”, так и плотностью энергии в электромагнитной волне.

Пока мощность электромагнитной волны значительно меньше мощности накачки, приходящейся на частоту перехода, коэффициент усиления среды будет возрастать с увеличением плотности энергии в волне. Однако по мере приближения мощности накачки к мощности электромагнитного поля в среде, рост коэффициента усиления будет замедляться, а сам *коэффициент усиления будет стремиться к постоянному значению*. Это явление, связанное со скоростью наполнения и обеднения верхнего уровня, называется *насыщением коэффициента усиления* [1,3].

Конечно, все реальные активные среды обладают значительно более сложным строением, чем рассмотренная упрощенная двухуровневая модель. На практике при составлении кинетических уравнений всегда приходится учитывать различные переходы, связанные с другими уровнями системы.

Кроме того, *все реальные переходы не строго монохроматичны, а уширены* вследствие как внутренних (конечное время жизни уровня – естественная ширина линии), так и внешних причин. В газовых средах главными причинами такого уширения являются *столкновения между атомами (однородное уширение) и эффект Доплера (неоднородное уширение)*.

При прохождении через активную среду квазимонохроматической волны (как в условиях данной задачи) усиление происходит в области перекрытия спектральных контуров переходов, соответствующих как излучению, так и поглощению в активной среде. В этом случае *коэффициент усиления будет различным для однородного и неоднородного уширения перехода*, и расчет его зависимости от спектральной ширины $\Delta\nu$ становится значительно более сложным.

Для создания инверсной населенности в различных активных средах используются различные способы осуществления накачки. Наиболее распространены оптическая и электрическая накачки.

Оптическая накачка осуществляется путем облучения активного элемента лазера мощным импульсным, либо непрерывным излучением специальных ламп накачки, либо излучением другого лазера. Она применяется в основном в твердотельных (рубиновые, активированные стеклянные и на основе различных синтетических кристаллов) и жидкостных лазерах [4].

Электрические виды накачки применяются в основном для накачки газовых и полупроводниковых активных сред. В частности, используемые

в настоящей работе гелий - неоновые активные среды накачиваются с помощью электрического тлеющего разряда постоянного тока.

Рассмотренная принципиальная возможность усиления света реализуется в специальных устройствах, получивших название **оптических квантовых усилителей (ОКУ)**. Наиболее широкое применение ОКУ получили для усиления излучения твердотельных (а также жидкостных и полупроводниковых) лазеров, у которых имеются широкие полосы поглощения и коэффициент усиления значительно больше, чем у рассматриваемого нами гелий-неонового лазера.

2.3. Генерация света

2.3.1. Оптический резонатор. Моды резонатора

Для генерации света, как уже указывалось, необходимо в ОКУ осуществить положительную обратную связь. С этой целью активную среду помещают в так называемый **оптический резонатор**, который не только осуществляет положительную обратную связь, но и играет решающую роль в формировании частотного и пространственного спектра генерируемого излучения.

Оптический резонатор представляет собой систему специально согласованных двух зеркал, подобранных таким образом, чтобы возникающее в резонаторе за счет спонтанных переходов слабое вынужденное излучение многократно усиливалось проходя через активную среду, помещенную между зеркалами. Вследствие многократных отражений излучения между зеркалами происходит как бы удлинение активной среды в направлении оси резонатора, что определяет высокую направленность лазерного излучения.

Простейшим примером такого резонатора является **конфокальный резонатор**, состоящий из двух одинаковых сферических вогнутых зеркал, фокусы которых сопряжены в одной точке (рис. 3). Такая система является типичным примером **резонатора открытого типа**^{*)}.

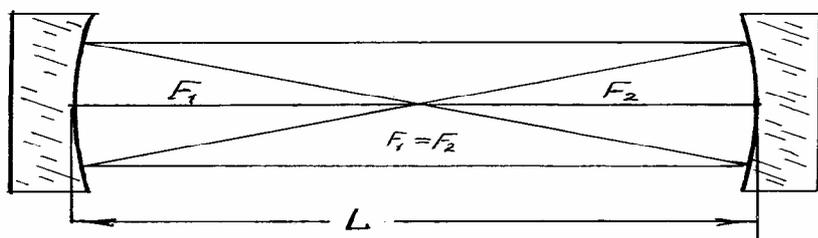


Рис. 3. Оптическая схема конфокального резонатора

^{*)} Резонатор называется открытым, так как у него нет боковой поверхности, в отличие от закрытых – объемных резонаторов, представляющих собой замкнутые полости с отражающими стенками, которые применяются в технике СВЧ. Пример простейшего открытого резонатора – интерферометр Фабри-Перо.

Условия резонанса в нем выполняются только для тех волн, которые распространяются в направлениях, мало отличающихся от направления оптической оси резонатора. Как и в любом резонаторе, условия **стационарного состояния** выполняются только для тех волн, для которых на оптическом пути внутри резонатора укладывается **целое число полуволн**. Это условие выполняется не только для осевого пучка, но и для ряда приосевых пучков, которые дают в плоскости, перпендикулярной оси пучка, сложное распределение амплитуд, зависящее от направления распространения и от дифракционных потерь. Такие колебания, для которых выполняются указанные условия резонанса, получили название **поперечных мод, или поперечных типов колебаний резонатора**.

Для каждого выбранного направления, т.е. для каждой поперечной моды, условия резонанса могут выполняться не для одной, а для целого ряда длин волн, или частот, удовлетворяющих соотношению:

$$\nu_n = n \frac{c}{2L_p}, \quad (35)$$

где n – число полуволн, укладываемых на пути L_p [м], равном длине резонатора, c – скорость света в вакууме.

Таким образом, внутри одной поперечной моды может существовать ряд колебаний, которые получили название **продольных мод** [3-5]. В вакууме расстояние между частотами соседних продольных мод будет:

$$\Delta\nu = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2L_p}. \quad (36)$$

Если пространство резонатора заполнено средой, то скорость света в вакууме следует заменить на групповую скорость C волны в среде:

$$\Delta\nu = \frac{C}{2L_p}. \quad (37)$$

2.3.2. Одномодовый и одночастотный режимы генерации; условия стационарной генерации; угол Брюстера

Режимы генерации. В любом оптическом резонаторе, в особенности состоящем из плоских зеркал или из плоского и сферического зеркал, поперечные моды по мере отклонения от оси резонатора испытывают все возрастающие **потери мощности за счет дифракции**. Поэтому **условия генерации выполняются только для мод, расположенных вблизи оси резонатора**, что и обеспечивает чрезвычайно высокую направленность излучения лазера.

Путем специальной настройки резонатора или с помощью введения в резонатор соответствующих диафрагм можно получить *генерацию на одной осевой поперечной моде, которую называют модой TEM_{00}* ^{*)}.

Соответствующий режим работы лазера называют *одномодовым*. В этом случае лазерный пучок имеет *минимальную расходимость* и является *гауссовым пучком*, в котором радиальное распределение амплитуды поля в поперечном сечении меняется по *закону Гаусса*. В ряде случаев путем введения в резонатор селективных фильтров удастся получить *генерацию только на одной продольной моде*. Такой режим работы лазера называют *одночастотным режимом*. В этом случае реализуется *максимальная монохроматичность излучения лазера*.

Условия стационарной генерации. Для получения стационарной генерации на какой-либо моде необходимо, чтобы коэффициент усиления превышал общую сумму потерь для данной моды. Помимо упомянутых выше дифракционных потерь, которые обуславливаются конечными размерами зеркал резонатора и активного элемента, важную роль играют потери за счет неидеальности отражающей способности зеркал.

Зеркала. Коэффициенты отражения зеркал подбираются таким образом, чтобы, с одной стороны, *максимально уменьшить потери* при отражении, а с другой – без срыва генерации вывести за пределы резонатора *максимальную полезную мощность*. С этой целью одно из зеркал (“глухое”) выбирается с максимальным коэффициентом отражения, а пропускание другого зеркала (“выходное”) подбирается так, чтобы общая сумма потерь была бы немного меньше *насыщенного коэффициента усиления*. Для гелий-неонового лазера обычно глухое зеркало имеет коэффициент отражения около 99,8%, а выходное – около 98-97%.

Естественно, что таким условиям могут удовлетворять только зеркала с *многослойным диэлектрическим покрытием*, имеющим ничтожно малое поглощение^{*)}.

Угол Брюстера. Вторым важным источником потерь является отражение на границах активного элемента (АЭ). В гелий-неоновом лазере активный элемент представляет собой длинную стеклянную трубку, наполненную гелий-неоновой смесью, в которой возбужден тлеющий разряд. *Для уменьшения потерь на концах этой трубки выходные окошки располагаются под углом Брюстера*. В этом случае волна, электрический вектор E которой лежит в плоскости падения луча на окошко (Р-компонента), *проходит его без потерь на отражение*. Волна с перпен-

^{*)} Поперечные моды обозначают как TEM_{mn} , где m и n – целые числа $0, 1, 2, 3, \dots$, обозначающие число изменений знака электрического поля на поверхности зеркал резонатора. Для круглых зеркал, как в данной работе, TEM_{mn} означает поперечную моду, где m – число изменений направления поля по радиусу, а n – число изменений знака поля по углу [1;3-7].

^{*)} Для получения диэлектрических зеркал с большим коэффициентом отражения используют многослойные покрытия из чередующихся четверть волновых слоев с высоким и низким показателем преломления. Лучи, отраженные от каждого из слоев, интерферируют, и суммарный коэффициент отражения повышается [3].

дикулярной поляризацией (S-компонента) будет испытывать на окошках обычное *френелевское отражение* приводящее к дополнительным потерям, ведущим к подавлению генерации колебаний с таким направлением поляризации. В результате усиливается только одна р-компонента и *выходное излучение лазера оказывается линейно поляризованным с вектором E в плоскости падения луча на брюстеровское окошко*.

Для случая *стационарной генерации* распределение мощности электромагнитного поля внутри резонатора и активного элемента показано на рис. 4. В верхней части рисунка изображены два зеркала резонатора: левое с коэффициентом отражения 99,8%, и правое с коэффициентом отражения 97%. Между зеркалами находится активный элемент гелий-неонового лазера.

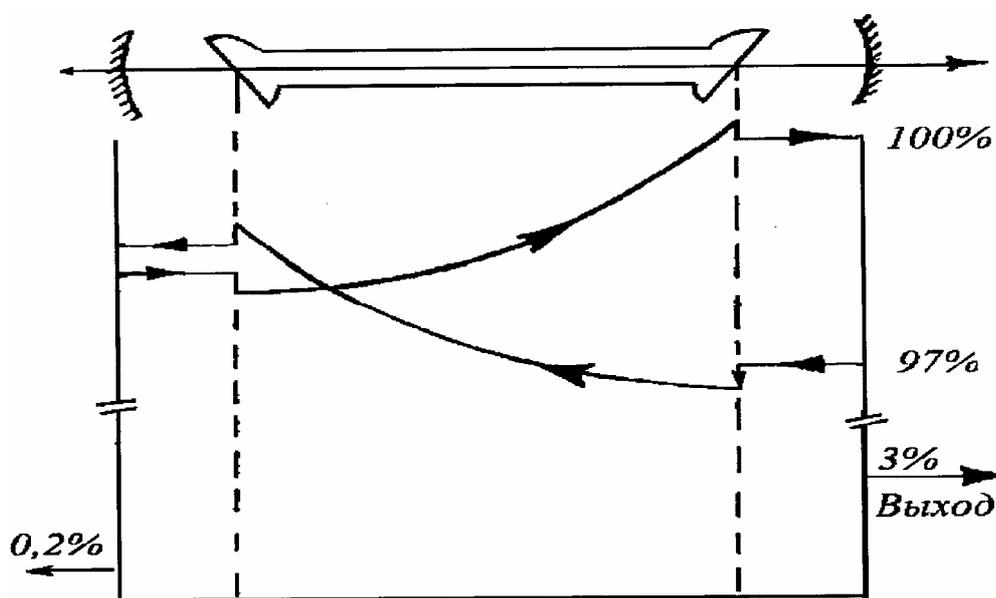


Рис. 4. Распределение мощности электромагнитного поля внутри резонатора и активного элемента

В нижней части рисунка изображен условно график изменения мощности электромагнитного поля при прохождении световой волны вдоль резонатора. В тех местах резонатора, где волна идет в активной среде, будет происходить усиление. Мощность поля и его интенсивность будут нарастать в соответствии с (33) по экспоненциальному закону. На участках между зеркалами и окнами разрядной трубки волна идет в воздухе и усиления нет.

Максимальная мощность светового потока принята за 100%. Достигнув правого зеркала, часть потока (около 3%, пренебрегая поглощением в зеркале) выйдет за пределы резонатора; остальная часть ($\sim 97\%$) отразится и возвратится в резонатор. Испытав небольшие потери на границе брестеровского окошка за счет рассеяния, поток движется внутри активного

элемента с усилением, потом, отразившись от левого зеркала и потеряв за счет этого около 0,2% мощности, движется в обратном направлении.

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

В заключение более подробно рассмотрим особенности создания инверсной населенности в активной среде гелий - неоновом лазере.

2.4. Гелий-неоновый лазер

2.4.1. Особенности создания инверсной населенности

Активная среда. В изучаемом лазере активной средой служит смесь газов гелия и неона, через которую пропускается электрический ток, в результате чего происходит так называемый “тлеющий электрический разряд”. Газовая смесь в этом случае представляет собой светящуюся (красно-оранжевым цветом) плазму, состоящую из возбужденных и нейтральных атомов гелия и неона, а также из свободных ионов и электронов. Последние ускоряются электрическим полем, вследствие чего приобретают дополнительную кинетическую энергию.

Основную роль в создании инверсии играют столкновения с атомами гелия и неона быстрых электронов, которые могут перевести нейтральные атомы этих газов из их основного состояния в одно из возбужденных состояний с более высокой энергией. На рис.5 представлена упрощенная схема энергетических уровней He и Ne.

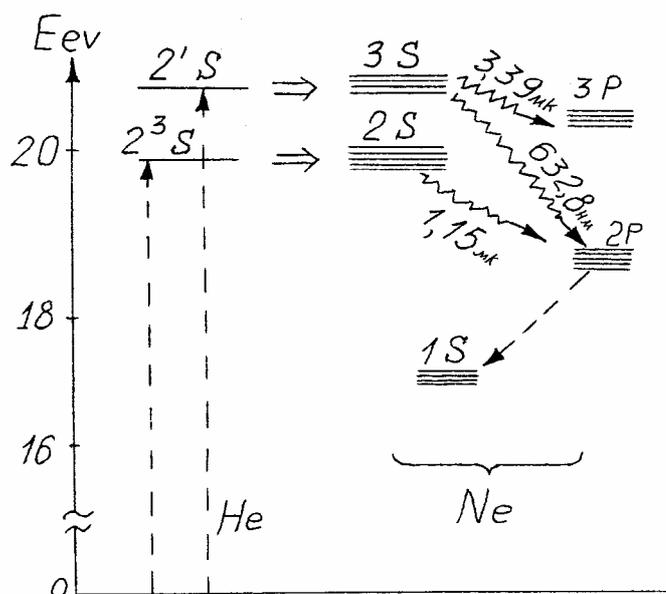


Рис.5. Схема энергетических уровней гелия и неона.

Рабочим веществом лазера является неон. В изучаемом в данной задаче гелий-неоновом лазере генерация осуществляется на переходе $3S \rightarrow 2P$ (Ne) с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм. Для создания инверсной заселенности уровней этого перехода необходимо, с одной стороны, обеспечить эффективное заселение верхнего уровня $3S$, а с другой – быстрое опустошение нижнего уровня $2P$.

Для выполнения первой задачи используются *атомы гелия*, которые за счет электронного удара переходят на возбужденные уровни 2^1S и 2^3S (He), являющиеся *метастабильными*, с большим временем жизни ($\tau \sim 10^{-3}$ с). Так как энергия этих уровней гелия весьма близка к энергии возбужденных уровней неона $3S$ и $2S$, то при столкновениях происходит эффективный обмен энергией, что и обеспечивает большую скорость заселения верхних уровней неона.

Опустошение нижнего уровня неона $2P$ происходит в основном за счет спонтанных переходов на уровень $1S$, а в опустошении последнего большую роль играют *столкновения атомов Ne со стенками трубки*. Это обстоятельство является критерием выбора диаметра трубки активного элемента.

Следует отметить, что наряду с рабочим переходом $\lambda = 632,8$ нм происходит генерация на переходе $3S \rightarrow 3P$ Ne с длиной волны $3,39$ мкм, которая имеет большую интенсивность. Так как для обоих переходов верхний уровень является общим, то между ними возникает конкуренция и для эффективной генерации на длине волны $\lambda = 632,8$ нм необходимо подавить генерацию с $\lambda = 3,39$ мкм. Это достигается введением для последней дополнительных потерь либо подбором коэффициента отражения зеркал, либо за счет изготовления окошек трубки из стекла с большим поглощением для $\lambda = 3,39$ мкм.

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

Разрядная трубка заполнена смесью спектрально-чистых гелия и неона при общем давлении смеси газов около 130 Па (~ 1 тор), причем парциальное давление He в несколько раз больше, чем давление Ne (примерно 5:1). На концах трубки подпаяны анод и оксидированный катод прямо-

го накала, к которым подается от выпрямителя напряжение ~ 2 кВ, в результате чего в трубке возникает тлеющий разряд постоянного тока.

3. Эксперимент

3.1. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки (вид сверху) показана на рис. 6. Вся установка собрана на жестком основании (1), на одном краю которого установлен маленький настроечный (вспомогательный) лазер (2), дающий узкий, хорошо коллимированный луч света с длиной волны 632,8 нм. Излучение этого лазера в данной задаче используется в качестве усиливаемого излучения.

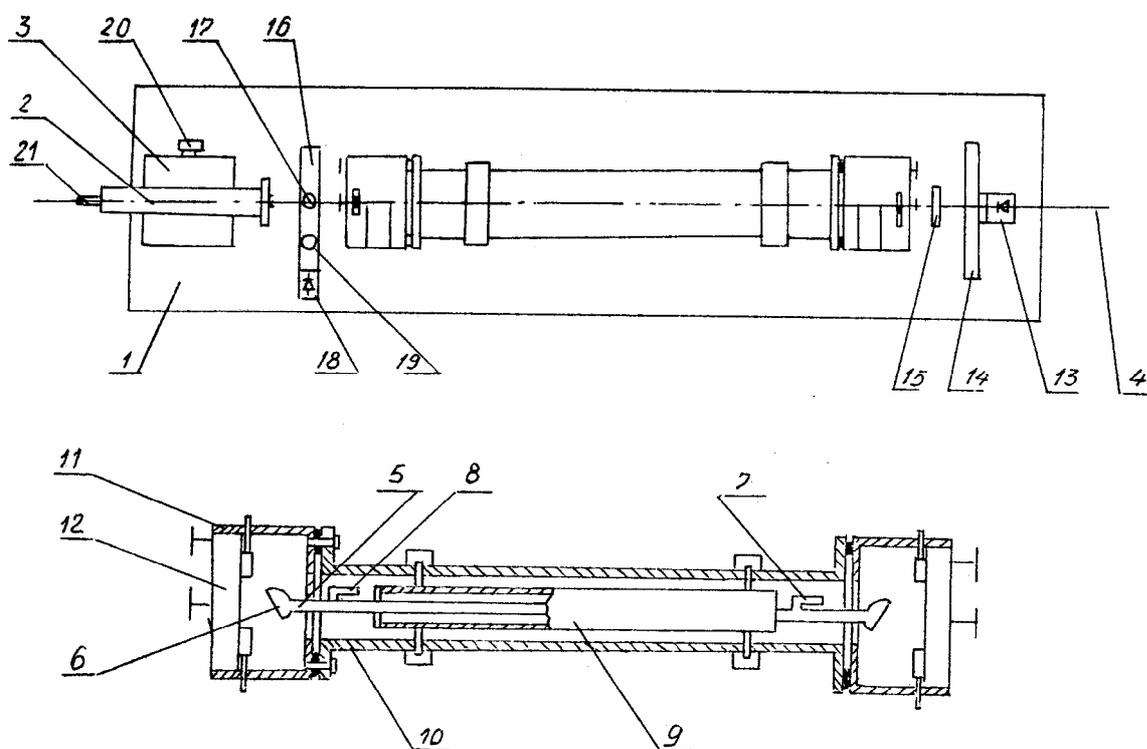


Рис.6. Схема экспериментальной установки (вид сверху).

Настроечный лазер установлен на подставке (3) и заранее ориентирован так, что его луч направлен точно по оптической оси (4) установки, совпадающей с оптической осью исследуемого АЭ (5).

В качестве последнего в задаче использован активный элемент от лазера ОКГ-12. Он представляет собой весьма точно изготовленную стеклянную трубку специальной конструкции, с внутренним диаметром $\cong 6$ мм, длиной 1000 мм. Концы трубки заклеены стеклянными плоскопараллельными пластинками (6), расположенными пол углом Брюстера. Трубка

АЭ имеет вдоль своей длины специальные баллоны, служащие резервуарами для гелий-неоновой газовой смеси. На концах трубки подпаяны баллоны, содержащие анод (7) и катод (8) прямого подогрева.

Стеклоанодная трубка АЭ лазера закреплена для жесткости в короткой металлической трубке (9), которая в свою очередь жестко установлена соосно с внешней толстой трубой (10). Последняя выполняет роль как защитного кожуха, так и основания, на котором крепится *оптический резонатор*. Внешняя труба (10) закреплена на двух штативах. Ее положение строго фиксировано и не подлежит изменению в процессе выполнения задачи. К концам трубы (10) крепятся два патрубка (11), имеющие вырезы для наблюдения за выходными окнами разрядной трубки (5). В патрубках закреплены два карданных держателя (12) для зеркал резонатора, которые позволяют изменять наклон каждого из зеркал в двух взаимно перпендикулярных плоскостях.

За трубой с АЭ установлен приемник света – фотодиод ФП₂ (13). Перед фотодиодом ФП₂ расположена шторка (14), внешняя сторона которой заклеена белой бумагой и может служить экраном для наблюдения. Перед экраном расположено гнездо (15), в которое можно поочередно вставлять либо *положительную короткофокусную линзу, либо поляризатор в оправе*.

Между АЭ и настроенным лазером расположена металлическая пластина (16), на которой под углом 45° к оптической оси схемы установлена тонкая стеклянная плоскопараллельная делительная пластинка (17). Она, не изменяя направление луча настроенного лазера, отражает часть его энергии на приемник света – фотодиод ФП₁ (18).

В данной работе настроенный лазер предварительно установлен, положение его выверено заранее и изменению не подлежит!

Критерием правильности положения этого лазера является отсутствие серпообразных и спиральных бликов на экране, которые могут возникать при нарушениях юстировки в результате отражения луча от внутренней стенки стеклянной трубки АЭ исследуемого ОКУ.

Ввиду сложности и длительности процесса точной установки (юстировки) настроенного лазера, категорически не рекомендуется самостоятельно проводить какие-либо действия по изменению или по исправлению его положения.

Упражнение 1

Знакомство с работой ОКУ и определение коэффициента усиления активного элемента

Компенсационная методика измерений. Принципиальная схема измерительной части установки и ход лучей в ней приведены на рис.7.

Через J_0 , J_1 , J_2 обозначены соответственно интенсивности исходного светового пучка от настроенного лазера Л, и пучков, падающих на фото-

приемники $\Phi\Pi_1$ и $\Phi\Pi_2$ (в дальнейшем, для удобства, вместо термина “пучок” будем использовать термин “луч”); через Π обозначен поляризатор.

Луч настроечного лазера с интенсивностью J_0 разделяется делительной пластинкой M на два луча: отраженный (луч 1), и прошедший (луч 2).

Луч 1 с интенсивностью J_1 попадает на фотоприемник $\Phi\Pi_1$ и создает ток I_1 , который проходит через измерительный прибор ИП.

Луч 2 проходит через активный элемент (АЭ), затем через поляризатор Π и, имея интенсивность J_2 , попадает на фотодиод $\Phi\Pi_2$ и создает ток I_2 , который также проходит через ИП, но в противоположном направлении.

Поэтому ИП измеряет **разность токов** $I_2 - I_1$, создаваемых фотодиодами $\Phi\Pi_1$ и $\Phi\Pi_2$.

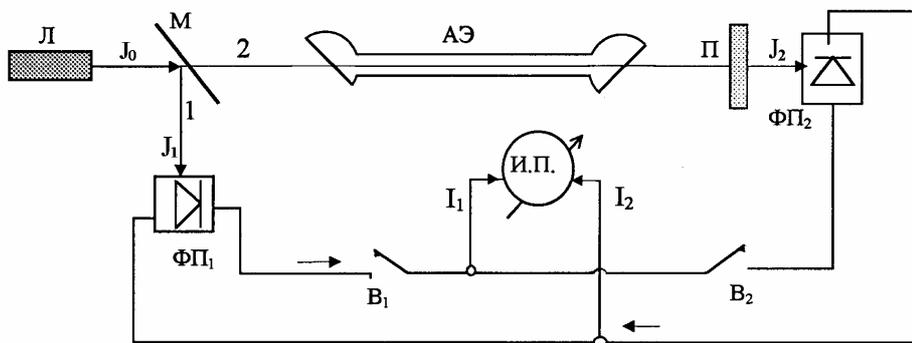


Рис. 7. Компенсационная схема измерений: Л — настроечный лазер; М — стеклянная делительная пластинка; АЭ — активный элемент; П — поляризатор; $\Phi\Pi_1$ и $\Phi\Pi_2$ — фотоприемники; ИП — измерительный прибор Ф-116/1; B_1 и B_2 — выключатели

Для определения коэффициента усиления, очевидно, необходимо измерить интенсивность света на выходе активного элемента, используемого в качестве ОКУ, в двух случаях: **А) — при выключенном АЭ**, когда разряд в трубке АЭ не горит, и **В) — при включенном АЭ**, когда разряд горит и луч 2 усиливается. Тогда отношение указанных интенсивностей, соответствующих режимам В и А, будет равно измеряемому коэффициенту усиления (без учета потерь на окошках АЭ). Однако непосредственное измерение этих двух близких по величине интенсивностей, связано с невозможностью измерить коэффициент усиления с достаточной точностью, так как погрешность сопоставима с величиной самого эффекта усиления.

С целью повышения точности измерений в данной работе использован **компенсационный метод**, который позволяет надежно измерять не только большую интенсивность луча 2, но также и маленькую величину добавочной интенсивности, полученную за счет усиления этого луча.

Для выяснения сущности компенсационного метода измерений рассмотрим подробнее работу схемы в режимах А и В.

Введем следующие обозначения: τ и ρ — коэффициенты отражения и пропускания светоделительной пластинки M ; S_1 и S_2 — светочувствитель-

ности фотодиодов ФП₁ и ФП₂, ρ - коэффициент пропускания АЭ^{*)}. β – коэффициент пропускания поляроида.

Режим А. Разряд в трубке АЭ не горит. Настраечный лазер (Л) включен и испускает луч с интенсивностью J_0 .

Отраженный луч 1 с интенсивностью $J_1 = rJ_0$ падает на фотодиод ФП₁ и создает ток:

$$I_{1A} = S \cdot rJ_0. \quad (38)$$

Луч 2, прошедший через пластинку М, имеет интенсивность τJ_0 . После прохождения АЭ его интенсивность – $\rho\tau J_0$. После прохождения поляроида П, интенсивность луча 2 равна:

$$J_{2A} = \beta\rho\tau J_0, \quad (39)$$

где коэффициент пропускания β может изменяться в зависимости от угла поворота поляроида. По закону Малюса $\beta \sim \cos^2\varphi$, где φ – угол между направлением вектора поляризации в лазерном луче и плоскостью поляризации поляроида.

Под действием луча 2 фотодиодом ФП₂ создается ток, равный:

$$I_{2A} = S_2 J_{2A} = S_2 \beta\rho\tau J_0 \quad (40)$$

Условие компенсации токов и условие баланса. В компенсационной схеме (рис.7) токи I_{1A} и I_{2A} направлены навстречу друг другу, поэтому через измерительный прибор проходит ток δI_A , равный их разности

$$\delta I_A = I_{2A} - I_{1A} = S_2 J_{2A} - I_{1A} = S_2 \cdot \beta\rho\tau J_0 - S_1 r J_0 = J_0 \cdot (S_2 \beta\rho\tau - S_1 r). \quad (41)$$

Изменяя угол поворота поляроида, можно, в соответствии с законом Малюса, изменять величину β и, тем самым, согласно (39), величину силы тока I_{2A} . Уравняв в (41) величины токов I_{2A} и I_{1A} от ФП₂ и ФП₁, т.е. **скомпенсировав** токи, протекающие через ИП (когда разряд в АЭ не горит – режим А), добиваются, чтобы сила тока δI_A через ИП стала равной **нулю**. Такое состояние измерительной схемы называется **“сбалансированным”**. Условие баланса схемы и условие компенсации токов будут иметь, согласно (41) вид:

$$I_{2A} = I_{1A}, \quad \text{или} \quad S_2 \beta\rho\tau = S_1 r. \quad (42)$$

Как следует из второго условия, для того, чтобы скомпенсировать разницу в силах токов I_{2A} и I_{1A} , нужно изменять величину β путем вращения поляроида до получения силы тока δI_A , равной нулю.

Режим В. Активный элемент включен, разряд в трубке горит. Баланс в измерительной схеме нарушается, так как освещенность фотоприемника ФП₂ увеличивается, что происходит по двум причинам.

^{*)} Поскольку свет в луче 2 линейно поляризован, а окна АЭ расположены под углом Брюстера к оси трубки, величина ρ зависит от угла между направлением поляризации в луче 2 и плоскостью падения луча на окна АЭ. В частном случае, когда луч 2 поляризован в плоскости падения, потери на его отражение от окон АЭ ничтожно малы и $\rho = 1$.

Во-первых: вследствие усиления луча 2. На выходе из АЭ его интенсивность будет равна $k\beta\tau J_0$, где k – *коэффициент усиления*. После прохождения через поляризатор Π , интенсивность луча 2, равна:

$$J_{2B} = k\beta\tau J_0 = kJ_{2A}. \quad (43)$$

Под действием этой интенсивности фотодиодом $\Phi\Pi_2$ создается ток:

$$I_{2B} = S_2 \cdot J_{2B} = S_2 \cdot kJ_{2A}. \quad (44)$$

Во-вторых: из-за некогерентной засветки J' , создаваемой светящейся плазмой в АЭ.

С учетом этих двух причин суммарная интенсивность света на фотоприемнике $\Phi\Pi_2$ будет равна:

$$J_{2\Sigma} = J_{2B} + J' = kJ_{2A} + J'. \quad (45)$$

Так как интенсивность луча 1 (рис. 7), падающего на $\Phi\Pi_1$, не изменится и после зажигания разряда в АЭ, а некогерентной засветки фотоприемника $\Phi\Pi_1$ в данной экспериментальной установке не происходит, не изменяется также и сила тока от фотодиода $\Phi\Pi_1$. Поэтому:

$$I_{1B} = I_{1A} = I_1. \quad (46)$$

Сила тока, вырабатываемого фотоприемником $\Phi\Pi_2$ равна сумме сил токов, полученных за счет усиления луча 2 и за счет некогерентной засветки фотоприемника $\Phi\Pi_2$. Учитывая (43) и (45), получаем для суммарного тока:

$$I_{2\Sigma} = S_2 \cdot J_{2\Sigma} = S_2 \cdot (J_{2B} + J') = I_{2B} + I' = kI_{2A} + I', \quad (47)$$

где $I' = S_2 \cdot J'$ – сила тока за счет некогерентной засветки фотодиода $\Phi\Pi_2$.

Поскольку измерительная схема была сбалансирована в режиме А, сила тока, протекающего через ИП в режиме В равна разности токов ΔI от фотоприемников $\Phi\Pi_2$ и $\Phi\Pi_1$. С учетом (47) и (46), получаем:

$$\Delta I = I_{2\Sigma} - I_{1A} = (kI_{2A} + I') - I_{1A} = I_{2A} \left(k - \frac{I_{1A}}{I_{2A}} \right) + I'. \quad (48)$$

Используя условие балансировки (42), имеем $I_{1A} = I_{2A}$ и дробь в (48) равна 1. Равенство (48) принимает вид:

$$\Delta I = I_{2A} (k-1) + I'. \quad (49)$$

Из последнего выражения получаем формулу для расчета коэффициента усиления активного элемента:

$$k = 1 + \frac{\Delta I - I'}{I_{2A}}. \quad (50)$$

В этой формуле ΔI – разность сил токов от фотоприемников $\Phi\Pi_2$ и $\Phi\Pi_1$, возникающая при включении АЭ; I' – сила тока, создаваемого $\Phi\Pi_2$ под действием только некогерентной засветки; I_{2A} – сила тока, создаваем...

мого ФП₂ под действием *только луча 2*, и в условиях, *когда АЭ не горит (режим А)* (при этом фотоприемник ФП₁ должен быть отключен).

Внимание !!! При выполнении упражнений – НЕ ДОПУСКАТЬ попадания в глаза прямого или отраженного лазерных лучей !!!

Порядок выполнения упражнения 1

В данной работе в качестве измерительного прибора (ИП, рис.7) используется микровольтмикроамперметр типа Ф – 116/1 в режиме измерения токов. *До начала измерений* ИП должен быть установлен на наименее чувствительный предел (75 мкА); шторка 14 (рис.6) перед ФП₂ – задвинута; выключатели В₁ и В₂ – выключены (т.е. ФП₁ и ФП₂ - отключены). **Включить настроечный He-Ne лазер.** Наблюдая на белом экране шторки форму пятна от его луча, проверить правильность юстировки положения этого лазера.

При правильной юстировке луч настроечного лазера должен проходить точно по оси длинной стеклянной трубки АЭ. Тогда на экране след от луча будет в виде круглого небольшого (около 3-4 мм) пятна.

Полностью открыть шторку экрана (14) и убедиться, что луч настроечного лазера попадает на входное окно ФП₂, затем установить в гнездо (15) поляроид.

Убедиться, что отраженный от пластинки М луч лазера попадает на входное окно ФП₁. После этого следует приступить к балансировке измерительной схемы.

Балансировка

Проверить правильность установки переключателя режимов работы ИП на режим измерения токов.

Включить ИП и дать ему некоторое время прогреться. **Установить переключатель измерительных пределов** на один из наименее чувствительных пределов – 75 мкА или 30 мкА.

Выключателями В₁ и В₂ **включить оба фотоприемника ФП₁ и ФП₂, и вращением поляроида добиться установки стрелки ИП на НУЛЬ, т.е. произвести (предварительную) балансировку электрической схемы.** Постепенно переходя к более чувствительным шкалам и уточняя положение поляроида, следить за тем, чтобы каждый раз стрелка ИП была установлена на нулевое деление шкалы. Окончательную балансировку рекомендуется закончить на шкале (3 мкА).

Измерительные пределы прибора Ф-116/1 соответствуют шкале из 75 делений. Например, установка на предел 3 мкА означает, что при отклонении стрелки прибора на 75 делений (от 0 до конца шкалы), через ИП протекает ток, равный 3 мкА.

Занести в рабочий журнал (табл. 1) значение предела, для которого получена балансировка и уровень нестабильности нуля (т.е. максимальное неконтролируемое отклонение стрелки прибора от нуля, в делениях шкалы).

Оценить максимальную погрешность измерения силы тока (в мкА) за счет нестабильности балансировки. Эту погрешность учитывать в дальнейшем при измерениях всех токов, входящих в формулу (50).

Измерения

Измерение разности токов ΔI . Схема сбалансирована, стрелка ИП стоит на 0, измерительный предел у ИП тот же, при котором закончена балансировка.

Включить АЭ. С этой целью на блоке питания АЭ (внизу установки) включить “СЕТЬ”, после чего включить “НАКАЛ КАТОДА”. Выждав три минуты для прогрева блока питания, включить тумблер “ВЫСОКОЕ”, затем повернуть ручку регулировки тока разряда вправо до упора, после чего нажать кнопку “ПОДЖИГ”.

После зажигания разряда в АЭ ручкой регулировки тока установить ток через АЭ равный 40 – 50 мА. В результате баланс в измерительной схеме должен нарушиться, так как освещенность ФП₂ увеличится, и ***ток, протекающий через ИП, будет равен величине ΔI*** в формуле (50).

Записать в рабочий журнал (табл. 2) показания ИП – число делений по шкале и измерительный предел^{*)}.

Измерение тока I' . Перекрыть исходный луч настроенного лазера. Тогда $J_0 = 0$ и показания ИП будут соответствовать только току I' , вызванному некогерентной засветкой фотодиода ФП₂. ***Занести в рабочий журнал число делений по шкале ИП и ее предел.***

Измерение тока I_{2A} . После измерения ΔI и I' ***выключить АЭ***, повернув ручку регулировки тока на блоке питания влево до упора. Затем перейти на более грубую шкалу ИП (например, 75 мкА).

Выключателем B_1 отключить ФП₁ от измерительного прибора. Равновесие в схеме (балансировка) нарушится, и показания ИП будут соответствовать току I_{2A} в формуле (50), созданному фотодиодом ФП₂ и величина которого существенно больше, чем токи ΔI и I' . При этом измерительный ***предел ИП следует подобрать*** такой, чтобы отклонения стрелки были не слишком малы, но не выходили за пределы шкалы.

Произвести измерение тока I_{2A} . Занести в рабочий журнал ***число делений и предел***, на котором сделан отсчет, и ***рассчитать величину силы тока I_{2A}*** .

^{*)}Если отклонения стрелки ИП выходят за пределы шкалы, или наоборот, слишком малы, следует перейти на другую, более подходящую шкалу. При включенном АЭ рекомендуется проводить все измерения максимально быстро, в течение 15 – 20 с, чтобы избежать влияния нестабильности работы АЭ. По этой причине стрелка прибора при измерениях на чувствительной шкале может “плавать”, что не позволяет произвести отсчет силы тока.

Указанную процедуру измерений нужно выполнить не менее трех раз, проверяя каждый раз балансировку. Найти средние значения величин ΔI , I' и I_{2A} и определить среднее значение коэффициента усиления активного элемента. После выполнения упражнения выключателями B_1 и B_2 отключить оба фотодиода, вынуть из гнезда поляроид и плотно закрыть шторку экрана.

Таблица 1

Результаты балансировки электрической схемы

№	Предел ИП θ , мкА	Отклонения от нуля (в делениях шкалы)	Нестабильность тока $(\delta I, \text{мкА})_{\text{макс}}$
1		$\delta n_{\text{макс}} =$	
2		$\delta n_{\text{макс}} =$	
3		$\delta n_{\text{макс}} =$	
		Среднее: $(\delta n_{\text{макс}})_{\text{ср}} =$	Среднее: $(\delta I_{\text{макс}})_{\text{ср}} =$

Таблица 2

Результаты измерения коэффициента усиления АЭ

Измеряемый ток	Предел ИП (θ , мкА)	Отсчеты по шкале θ , n (делений)	Сила тока (мкА) (средн. знач.)
ΔI		$n = \quad ; \quad ; \quad .$ $n_{\text{ср}} =$	$\Delta I_{\text{ср}} =$
I'		$n = \quad ; \quad ; \quad .$ $n_{\text{ср}} =$	$I'_{\text{ср}} =$
I_{2A}		$n = \quad ; \quad ; \quad .$ $n_{\text{ср}} =$	$I_{2A \text{ ср}} =$

Обработка результатов измерений

1. Рассчитать коэффициент усиления АЭ (среднее значение):

$$K_{\text{ср}} = 1 + \frac{\Delta I - I'}{I_{2A}} =$$

2. Рассчитать величину погрешности:
3. Записать окончательный результат измерения:

Упражнение 2

Получение генерации лазера и изучение основных мод его оптического резонатора

Для получения генерации необходимо осуществить положительную обратную связь в ОКУ, для чего активный элемент следует поместить в оптический резонатор. Порядок установки и юстировки оптического резонатора следующий.

1. Убедиться в правильности выполненной в упражнении 1 юстировки настроечного лазера относительно оптической оси АЭ.
2. Установить лазерное диэлектрическое зеркало №2 в карданный держатель, находящийся вблизи фотоприемника ФП₂.

Внимание! С диэлектрическими зеркалами резонатора лазера следует обращаться очень бережно, поверхность зеркал не трогать руками и не протирать чем-либо!

3. Пользуясь микрометрическими винтами держателя, добиться такого положения зеркала, чтобы отраженный от него луч настроечного лазера прошел по одной прямой с падающим лучом и попадал на выходную диафрагму настроечного лазера. Наблюдая пятно от отраженного луча в плоскости выходной диафрагмы настроечного лазера, постараться возможно точнее совместить это пятно с отверстием диафрагмы.

Аналогичным образом устанавливается зеркало №1. Так же, как и в предыдущем случае, критерием правильности установки служит совпадение отраженного от его задней поверхности светового пятна с центром диафрагмы настроечного лазера. После установки и юстировки зеркал резонатора нужно включить разряд в АЭ (порядок включения описан в упражнении 1).

Медленно изменяя наклон зеркала №1 около установленного таким образом положения, добиться возникновения генерации^{*)}.

^{*)} Если генерация не возникает, можно проделать такую же операцию с зеркалом №2. Если это не могло, следует провести повторную установку зеркал с самого начала. или обратиться к преподавателю.

Получив генерацию, установить в гнездо (15) положительную короткофокусную линзу и наблюдать на экране картину распределения интенсивности света в поперечных модах резонатора.

Тонкой регулировкой поворота зеркал (№1 или №2) *получить генерацию на нескольких низших поперечных модах. Полученные картины распределения интенсивности зарисовать.*

Пользуясь литературными данными [1 – 6], дать характеристику наблюдаемых картин. По этому упражнению составить краткий отчет.

Упражнение 3

Исследование состояния поляризации излучения ОКГ

Из гнезда (15) вынуть линзу и на ее место *установить поляроид П*. Установить измерительный прибор на предел 75 мкА.

Юстировкой резонатора добиваются максимальной мощности генерации. Включив выключателем В₂ фотоприемник ФП₂, вращением поляроида установить по измерительному прибору максимальный ток и записать соответствующее положение поляроида по его шкале, приняв это положение за начало отсчета угла ($\varphi = 0$). Затем, поворачивая постепенно поляроид каждый раз на 10^0 , установить зависимость интенсивности прошедшего через поляроид света от угла поворота поляроида. *Полученные данные оформить в виде графика в полярных координатах. На график предварительно нанести теоретическую кривую*, соответствующую закону $J \sim \cos^2\varphi$ (закон Малюса). При этом рекомендуется максимальные интенсивности для теоретического и для экспериментального графиков нормировать к единице. Угол φ должен изменяться от 0 до 360^0 .

Сравнивая экспериментальный график с теоретическим сделать заключение о состоянии поляризации излучения в изученном He-Ne лазере.

По данному упражнению **составить краткой отчет, где представить полученный график и ответить на вопросы:**

- 1) Каково состояние поляризации в луче изученного лазера?
 - 2) Чем определяется направление плоскости колебаний электрического вектора в лазерном луче?
 - 3) В чем суть упомянутого выше закона $J \sim \cos^2\varphi$ и смысл угла φ ?
-

Литература

1. Ландсберг Г.С. Оптика. М.; Наука, 1976. Гл. XL. С. 769 - 811.
2. Матвеев А.Н. Оптика. М.; Высшая школа, 1985. С. 308 - 323.
3. Лебедева В.В. Эксперим. оптика. Изд. МГУ, 1994. Гл. 12. С. 297-303.
4. Левшин Л.В., Салецкий А.М. Лазеры на основе сложных органических соединений. Изд. МГУ., 1992. Гл. 1. С. 7 - 31.

5. Практикум по спектроскопии. Под ред. проф. Л.В.Левшина. Изд. МГУ, 1976. Гл.6. С.278 - 294.

6. Ищенко Е.Ф., Климков Ю.М. Оптические квантовые генераторы. Советское радио, М.; 1968.

7. Киселёв Д.Ф., Иванов С.А., Петерсон В.К., Шалыгин А.Н., Алешкевич В.А. Лазеры в общем физич. практикуме. Изд. МГУ. 1981. С. 1-22.

Контрольные вопросы

1. Кем, когда создан лазер? Какие существуют виды лазеров? В чем отличие от других источников света? Содержание упражнений 1, 2, 3.

2. Сформулировать общие принципы работы генераторов и усилителей света. Основные условия для осуществления режима усиления, условия стационарной генерации. Что такое коэффициент усиления, как его можно определить экспериментально?

3. Как связаны коэффициенты поглощения и усиления? Закон Бугера.

4. Что такое спонтанное и вынужденное излучение? В чем их отличие? Записать кинетические уравнения для двухуровневой системы.

5. Какова связь между коэффициентами Эйнштейна? Найти их размерность. Каков физический смысл коэффициента Эйнштейна A_{21} ?

6. Инверсная населенность; методы ее реализации; роль неона и роль гелия в He-Ne лазере. Какова длина волны генерации в He-Ne лазере?

7. Назначение и роль резонатора в ОКГ. Что такое открытый резонатор, какие разновидности резонатора Вам известны?

8. Что такое поперечные и продольные моды? Рассчитать величину спектрального интервала между соседними модами в изученном лазере. Какие моды удалось наблюдать в эксперименте?

9. Чем определяется состояние поляризации в излучении лазера? В чем состоит назначение брестеровских окон в АЭ?

10. Схема экспериментальной установки. Какие преимущества дает в измерении коэффициента усиления компенсационная схема? Что, зачем и каким способом компенсируется?

11. Как устроен активный элемент гелий-неонового лазера? Какова роль активной среды, назначение и роль брестеровских окон?

12. Каковы условия стационарной генерации и роль потерь?

13. Каковы условия и порядок проведения балансировки электроизмерительной схемы? Какой измерительный прибор (ИП) использован в данной работе, на каких пределах (шкалах) велись измерения?

14. Написать расчетную формулу для определения коэффициента усиления, пояснить смысл отдельных величин в этой формуле, как они

измерялись? Чему равен измеренный коэффициент усиления и как определялась погрешность?

15. Как устроены зеркала для резонатора лазера, каковы их свойства?

16. Какие виды накачки применяются в лазерах, как осуществляется накачка в изученном Вами лазере?

17. На каких переходах и на каких длинах волн возможна генерация в He-Ne лазере?

Содержание

Цель работы	2
Постановка эксперимента	2
1. Введение	2
2. Теория	3
2.1. Энергетические характеристики излучения	3
2.2. Элементарные процессы в двухуровневой системе	4
2.2.1. Кинетические уравнения. Коэффициенты Эйнштейна	6
2.2.2. Коэффициент усиления. Закон Бугера	7
2.2.3. Накачка. Насыщение коэффициента усиления	10
2.3. Генерация света	12
2.3.1. Оптический резонатор. Моды резонатора	12
2.3.2. Одномодовый и одночастотный режимы генерации; условия стационарной генерации; угол Брюстера	13
2.4. Гелий-неоновый лазер	16
2.4.1. Особенности создания инверсной населенности.	16
3. Эксперимент	18
3.1. Описание экспериментальной установки.	18
Упражнение 1	19
Упражнение 2	26
Упражнение 3	27
Литература	27
Контрольные вопросы	28

Учебное издание

ИВАНОВ С.А.

КИСЕЛЕВ Д.Ф.

АКИМОВ А.И.

Рецензент МИТИН И.В.