

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 16

ОПТИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР (ОКГ) НА СМЕСИ ГЕЛИЯ И НЕОНА

Введение *)

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Если в разряде присутствует смесь двух газов, то при соударении двух различных атомов может происходить обмен энергией возбуждения, если при этом атомы обладают близко расположенными энергетическими уровнями. В этом случае практически вся энергия возбуждения первого атома переходит в энергию возбуждения второго, и лишь малая ее часть переходит в кинетическую энергию сталкивающихся частиц. При этом ранее возбужденный атом в результате такого соударения безызлучательно переходит в основное состояние. Особый интерес представляет случай,

когда обмен энергией происходит между атомом, находящимся в метастабильном состоянии, и невозбужденным атомом. В этом случае существует возможность передачи энергии возбуждения с сильно населенного метастабильного уровня атомов одного газа атомам другого газа, что может привести к созданию инверсной населенности их уровней. Таким образом, возбуждение атомов газа в электрическом разряде вызывается двумя основными причинами: а) электрон - атомными столкновениями и б) резонансной передачей энергии в газовой смеси, состоящей более чем из одного компонента. В газовом разряде возбужденный атом может перейти в более низкое энергетическое состояние (включая основное) в результате следующих процессов:

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

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

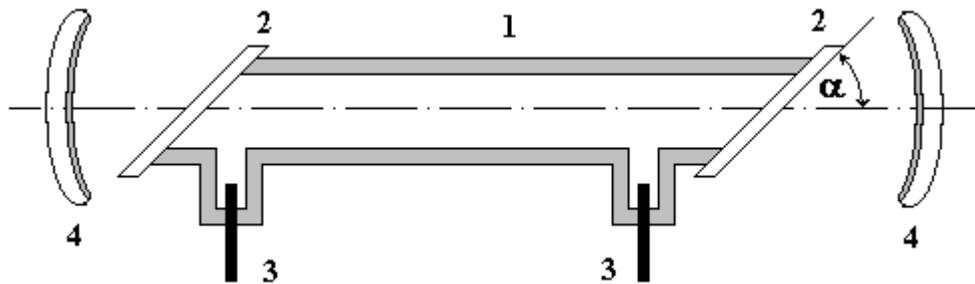


Рис. 7. Схема устройства газового лазера: 1 – газоразрядная трубка; 2 – брюстеровские окна; 3 – электроды; 4 – зеркала резонатора.

Типичным представителем газовых лазеров на нейтральных атомах, в которых инверсная населенность обеспечивается резонансной передачей энергии, является гелий-неоновый ($He - Ne$) лазер. В этом лазере активными частицами являются атомы неона, между уровнями которого осуществляется инверсия, а атомы гелия служат для создания эффективной накачки верхнего лазерного уровня атомов неона. Этот лазер получил широкое распространение в технике и лабораторной практике. На рис.8 приведена диаграмма низших энергетических уровней атомов гелия и

неона (см.[1], 52). Уровни $1s2s\ ^3S_1$ и $1s2s\ ^1S_0$ гелия - метастабильны, прямой радиационный переход в основное состояние $1s^2\ ^1S_0$ запрещен. Основное состояние атома неона соответствует электронной конфигурации $1s^22s^22p^6$ и имеет терм 1S_0 . Выше (на 16,7 эВ) основного состояния

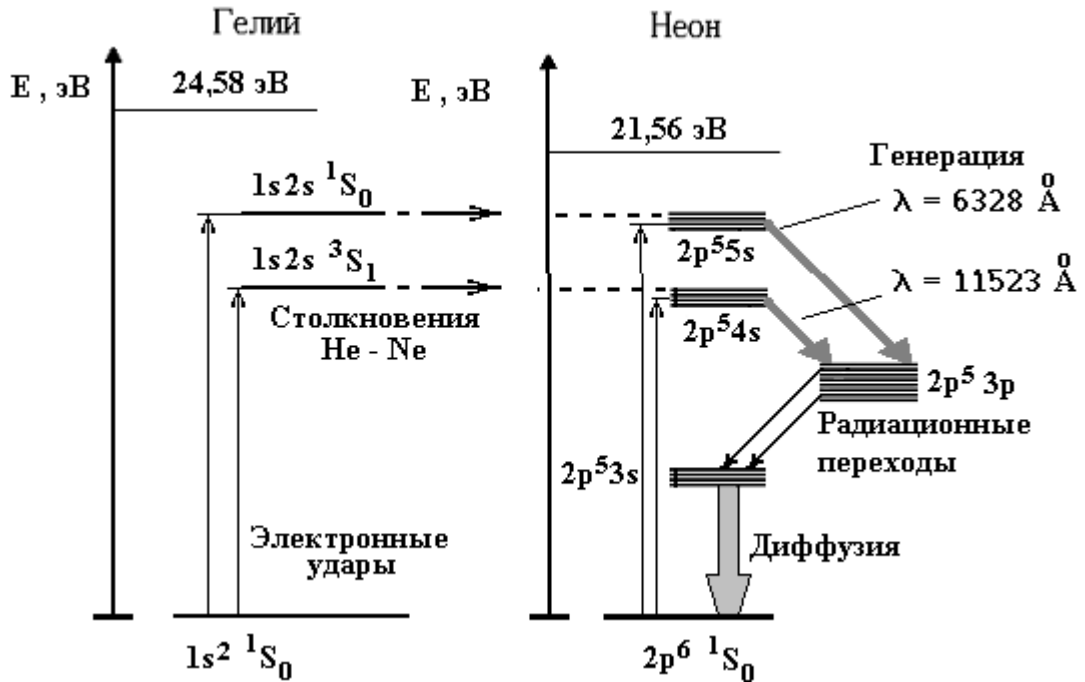


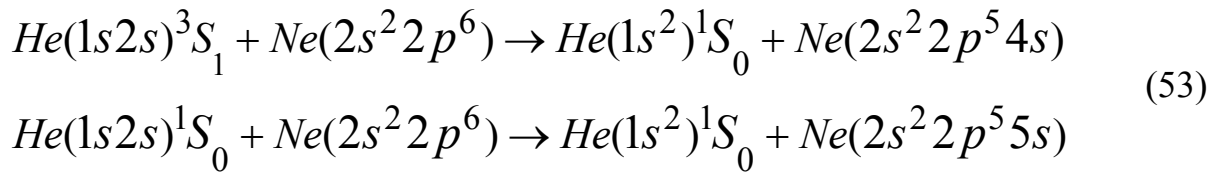
Рис. 8. Схема нижних энергетических уровней *He* и *Ne* (уровни *Ne* $2p^5 4p^1$ и $2p^5 3d^1$ не показаны).

расположены четыре подуровня, соответствующие электронной конфигурации $2s^2 2p^5 3s$. Далее расположена группа из 10 подуровней, соответствующая электронной конфигурации $2s^2 2p^5 3p$. и т.д. (см.рис.8; на нем не указаны подуровни, соответствующие электронным конфигурациям $2s^2 2p^5 4p$ и $2s^2 2p^5 3d$). При столкновении атомов гелия, находящихся в метастабильных состояниях $1s2s\ ^3S_1$ и $1s2s\ ^1S_0$ с атомами неона, находящимися в основном состоянии, возможна передача энергии возбуждения атому неона. При этом, поскольку вероятность обмена энергией возбуждения между атомами тем больше, чем ближе друг к другу расположены их уровни, атом неона перейдет на один из уровней,

принадлежащих конфигурациям $2p^5 4s$ или $2p^5 5s$, а атом гелия вернется в основное состояние.

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

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



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

радиационно переходить на более низкие $2p^53s$ уровни. Все это и обеспечивает выполнение условия инверсной населенности (см. Общее “Введение”, форм.(40)).

$$\Gamma_{\nu} \tau_{\nu} > \Gamma_{\mu} \tau_{\mu} \quad (54)$$

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

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

где $\Delta N_{\text{пор}} = N_2 - N_1$; N_2 и N_1 - заселенности верхнего и нижнего лазерного уровней, соответственно; L - длина активного элемента; σ - сечение фотопоглощения; R - эффективный коэффициент отражения зеркал резонатора; k - коэффициент поглощения в веществе, не связанный с переходом $2 \rightarrow 1$. Из (55) следует, что для того, чтобы при данных условиях эксперимента (разряда, длины трубки) имела место генерация на переходе $2 \rightarrow 1$, необходимо, чтобы инверсная населенность превышала пороговую (55), зависящую от R . Таким образом, применяя зеркала с различ-

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

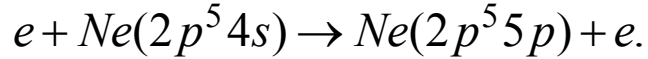
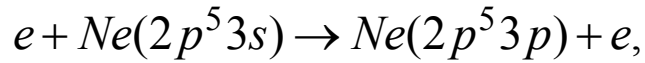
ными диэлектрическими покрытиями (различными R), можно на одной и той же трубке со смесью гелия и неона наблюдать генерацию на различных длинах волн. Зеркала резонатора могут быть либо плоскими (как в интерферометре Фабри-Перо), либо сферическими, с радиусом кривизны, значительно превышающим длину резонатора, либо комбинацией того и другого. Для газовых лазеров часто используют сферические зеркала. Они имеют некоторые преимущества, в основном связанные с более простой их юстировкой по сравнению с плоскими. При юстировке зеркала выставляются соосно, что увеличивает эффективный коэффициент отражения зеркал и, следовательно, уменьшает пороговую инверсию.

Выше отмечали, что в гелий - неоновом лазере протекает ряд сложных процессов возбуждения и релаксации (переходы возбужденных атомов на более низкие энергетические уровни). В силу этого гелий - неоновый лазер эффективно работает только при вполне определенных условиях - внутреннем диаметре газоразрядной трубки (≈ 2 мм), плотности тока разряда, давления неона ($P_{Ne} \approx 0,1$ мм рт.ст.) и отношении давления гелия к давлению неона ($P_{He} / P_{Ne} \approx 5 - 10$). Требование оптимального внутреннего диаметра

газоразрядной трубки возникает из-за того, что нижние $2p^53s$ состояния атома неона метастабильны; из этих состояний атом неона может перейти в основное $2p^61S_0$ состояние только при столкновении со стенкой трубки, на которую он попадает в результате диффузии. При увеличении диаметра трубки растет время диффузии (уменьшается вероятность распада $2p^53s$ уровня), что может привести к резкому увеличению населенности $2p^53s$ уровней и, следовательно, к росту населенности (вследствие радиационного захвата - переходы $2p^53s \rightarrow 2p^53p$) нижних рабочих лазерных уровней $2p^53p$. Это, в свою очередь, может привести к уменьшению инверсной населенности.

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

населенность из-за того, что начинают сказываться процессы ступенчатого возбуждения



В настоящей работе исследуются :

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

1. Экспериментальная установка.

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

Установка включает в себя:

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

б) юстировочную диафрагму 2;

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

г) модулятор-диск с отверстиями 5, вращаемый электромотором.

Это устройство позволяет получить переменный сигнал приемника излучения - фотосопротивления с тем, чтобы в дальнейшем наблюдать его на осциллографе (амплитуда этого сигнала пропорциональна интенсивности лазерного излучения);

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

е) блоки питания лазеров 7;

ж) осциллограф 11 для наблюдения сигнала с фотосопротивления.

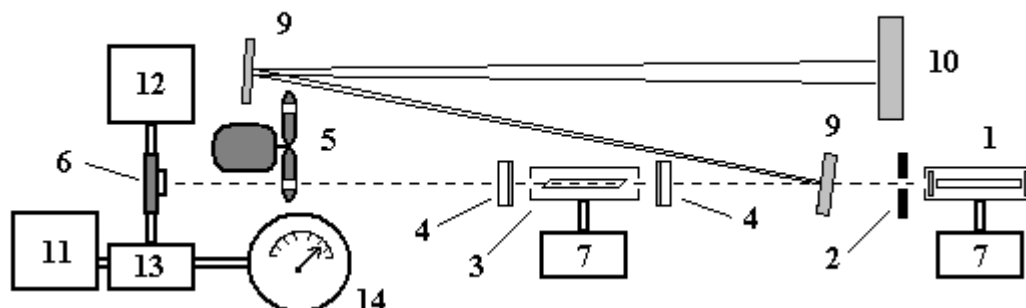


Рис. 9. Схема установки (обозначения – см. рис. 10).

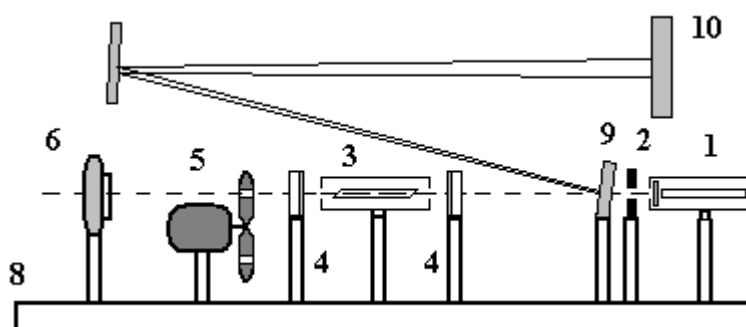


Рис. 10. Расположение элементов установки на оптической скамье:
обозначения к рис. 9 и 10;

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

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

ЗАДАНИЯ

Упражнение 1. Измерение коэффициента усиления инверсной среды.

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

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

где коэффициент усиления равен

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

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

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

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

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

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

Трубка 3 должна быть выставлена соосно зондирующему лазерному пучку. Юстировка производится следующим образом. Включается юстировочный лазер 1 (см.рис.10). Его луч должен пройти через юстировочную диафрагму 2 с отверстием, диаметр которого заметно меньше внутреннего диаметра газоразрядной трубки активного элемента. На его пути устанавливается активный элемент - выключенная трубка 3 исследуемого лазера - таким образом, чтобы луч лазера 1 проходил вдоль оси трубки 3. Установка трубки 3 производится с помощью юстировочных винтов оптического столика, на котором укреплена трубка. Винты позволяют осуществлять как горизонтальное перемещение трубки, так и угловые перемещения в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Контроль за прохождением луча осуществляется визуально: на диске модулятора должно наблюдаться четкое яркое круглое пятно. При неточной юстировке это пятно окружено ореолом в виде дуг окружностей, появляющихся вследствие отражений юстировочного луча от внутренних стенок разрядной трубки 3. Отъюстировав разрядную трубку, следует установить приемник излучения 6 так, чтобы юстировочный луч попадал в его центр. Затем, включив трубку 3, осциллограф и выпрямитель, питающий схему фотосопротивления, следует провести дополнительный контроль юстировки системы. Для этого включается электродвигатель модулятора 5 и сигнал с фотосопротивления 6 подается через усилитель на осциллограф или стрелочный прибор. Вращением юстировочных винтов оптического столика следует добиться максимальной амплитуды сигнала на экране осциллографа.

После того, как система отъюстирована, нужно:

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

ЗАДАНИЕ

1. Вычислить при помощи формулы (59) величину коэффициента усиления χ .

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

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

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

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

Методика юстировки зеркал следующая. Не сбивая юстировки газоразрядной трубки 3 (см.рис.10), достигнутой в упражнении 1, установить рейтер с оправой, в которой закреплено сферическое зеркало ($R_{кр} = 1 \text{ м}$) на оптической скамье со стороны трубки 3, обращенной к приемнику излучения таким образом, чтобы рабочая (напыленная) сторона зеркала была обращена к газоразрядной трубке (напыленная сторона отмечена красной точкой на оправе зеркала). Юстировочный луч от лазера 1 при этом должен попадать в центр зеркала. При помощи трех юстировочных винтов на оправе зеркала добиться того, чтобы луч лазера 1, отраженный от зеркала, пройдя трубку 3 в обратном направлении, шел по направлению падающего, то есть попадал точно в отверстие диафрагмы 2, из которого выходит падающий луч. Затем взять рейтер с плоским зеркалом и закрепить его на оптической скамье с противоположной стороны трубки 3 так, чтобы рабочая сторона зеркала была обращена к газоразрядной трубке, а луч юстировочного лазера попадал примерно в центр зеркала. После этого следует включить трубку 3. Далее, слегка

вращая юстировочные винты на оправе плоского зеркала около этого положения, добиться возникновения генерации. Возникновение генерации на длине волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ фиксируется визуально по появлению красного пятна на диске модулятора 5 и на диафрагме. Затем, выключив лазер 1 и включив осциллограф, выпрямитель и модулятор, провести доводку юстировки резонатора лазера. Для этого, слегка вращая юстировочные винты на оправе плоского зеркала, следует добиться максимальной амплитуды сигнала на экране осциллографа. Измерить величину амплитуды полученного сигнала.

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

ЗАДАНИЕ

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

Упражнение 3. Определение расходимости лазерного луча.

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

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

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

ЗАДАНИЕ

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

Упражнение 4. Поляризация лазерного луча.

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

Упражнение 5. Настройка резонатора $He-Ne$ лазера на длину

$$\text{волны } \lambda_2 = 11523 \text{ \AA}.$$

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

ЛИТЕРАТУРА

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