



Московский физико-технический институт  
(государственный университет)

## ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛАЗЕР

### Лабораторная работа № 404

МОСКВА 2005

**Цель работы:** Изучение основных принципов работы газового лазера и свойств лазерного излучения.

**В работе используются:** Юстировочный лазер, гелий-неоновая трубка, компьютер со звуковой картой, модулятор (обтюратор), фотодиоды, зеркала, поляроид.

Главными элементами практически любого лазера являются два параллельных друг другу зеркала и расположенная между ними среда, усиливающая свет. Параллельные зеркала образуют оптический резонатор и осуществляют положительную обратную связь, превращающую усилитель в генератор. В такой системе самопроизвольно из шума возникает излучение, распространяющееся от одного зеркала к другому и обратно перпендикулярно поверхности зеркал. Любое излучение, распространяющееся под значительным углом к этому направлению, при последовательных отражениях быстро покидает резонатор, не успевая заметно усилиться. Поэтому формируется пучок излучения высокой направленности. Для вывода части излучения наружу одно из зеркал обычно делается полупрозрачным.

Ключевым условием работы лазера является наличие усиливающей среды. Усиление света основано на явлении вынужденного излучения, которое является обратным поглощению света. Как известно из опыта, при поглощении электромагнитного излучения веществом атомы или молекулы, находящиеся на каком-либо энергетическом уровне, переходят на более высокий свободный уровень, поглощая один квант (фотон) излучения. Поглощение возникает только в том случае, если энергия фотона совпадает с разницей энергий между этими уровнями. Явление вынужденного излучения заключается в том, что если атом находится на возбужденном уровне, то под действием электромагнитного поля происходит обратный переход с возбужденного уровня на более низкий уровень с излучением кванта света. При этом для конкретной пары уровней вероятность перехода сверху вниз совпадает с вероятностью перехода снизу вверх при одинаковой интенсивности вынуждающего излучения. Следует отметить, что находящиеся на возбужденном уровне атомы или молекулы могут независимо от наличия вынуждающего поля самопроизвольно переходить на более низкий энергетический уровень, излучая фотон в произвольном направлении. Это явление называется спонтанным излучением, оно присутствует в любой лазерной среде и затрудняет работу лазера, уменьшая заселенность верхнего рабочего уровня. В то же время оно выполняет и полезную функцию, являясь «затравкой» для формирования направленного пучка лазерного излучения.

Существование вынужденного излучения было предсказано Эйнштейном в 1916 году. Однако, термодинамическое рассмотрение Эйнштейна оставляло открытым вопрос о направленности вынужденного излучения. В то же время для усиления направленных пучков света необходимо, чтобы фотоны, рождённые под действием вынуждающего излучения, испускались бы в направлении распространения пучка. В 1927 году Дирак теоретически показал, что если какой-либо фотон вызывает вынужденный переход, то рождённый в этом процессе фотон излучается в то же квантовое состояние, в котором находится исходный фотон. Следовательно, генерируемое в этом процессе излучение совпадает по направлению, частоте и по фазе с вынуждающим излучением, что и позволяет усиливать направленные монохроматические пучки. Впервые явление вынужденного излучения удалось использовать практически в 1954 году при создании мазера (Н.Г. Басов, А.М. Прохоров и независимо J. Gordon, H. Zeiger, Ch.H. Towns). Первый оптический лазер был создан только в 1960 году. Слово **лазер** является транслитерацией английской аббревиатуры **Laser** (Light amplification by stimulated emission of radiation), соответственно мазер — **Maser** (Microwave amplification by stimulated emission of radiation).

Поскольку для любых двух энергетических уровней вероятность вынужденного перехода снизу вверх и сверху вниз одинакова, то усиление может возникнуть только если на верхнем уровне окажется больше атомов, чем на нижнем. Такая ситуация называется инверсной заселённостью. Очевидно, что в термодинамическом равновесии (не путать со стационарным состоянием) на верхнем уровне всегда меньше частиц, чем на нижнем, в силу распределения Больцмана. Инверсной населённости можно достичь только в неравновесном состоянии, например, путём оптического заселения верхнего рабочего уровня через дополнительный ещё более высокий уровень. Поэтому все лазеры с оптической накачкой работают, как минимум, по трёхуровневой схеме. В лазерах с другими типами накачки верхний рабочий уровень может заселяться электрическим разрядом, ядерным взрывом, за счёт передачи энергии от других атомов, в результате химической реакции и т. д. При этом неравновесное состояние вполне может быть стационарным (для незамкнутой системы), что позволяет создавать непрерывные лазеры.

Ниже будут описаны основные закономерности и свойства лазерного излучения на примере гелий-неонового лазера, при этом большинство выводов справедливо и для других типов лазеров при учёте их конкретных свойств.

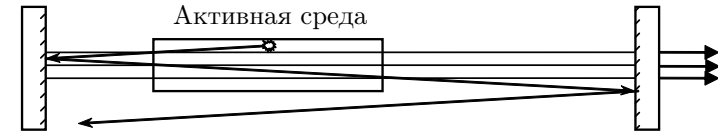


Рис. 1. Схема лазера

**Условие достижение порога генерации.** Выведем пороговое условие генерации в лазере. Для этого рассмотрим простейшую схему лазера, состоящего из плоско-параллельного резонатора (рис. 1), образованного двумя зеркалами, имеющими коэффициенты отражения  $R_1$  и  $R_2$ , активной среды, имеющей усиление  $G$  на один проход и дополнительных элементов, размещённых внутри резонатора с общим пропусканием  $T$  за один проход. Этими дополнительными элементами могут быть, например, стеклянные окна лазерной трубки, вносящие потери излучения за счёт отражения от поверхностей. Возможны и другие виды потерь, приводящие к уменьшению пропускания, например, за счёт дифракционного расплывания пучка. Дифракционные потери становятся существенными при малых поперечных размерах зеркал или активного элемента, сравнимых с размером одной зоны Френеля для расстояния, равного длине резонатора, то есть  $r_{las} \approx \sqrt{\lambda L}$ . Для получения генерации необходимо, чтобы усиление было достаточным для компенсации всех потерь при полном обходе резонатора.

$$R_1 R_2 T^2 G^2 \geq 1 \quad \Rightarrow \quad G \geq \frac{1}{T \sqrt{R_1 R_2}}. \quad (1)$$

В непрерывных лазерах в установившемся режиме потери излучения в точности компенсируются усилением и усиление активного элемента за один проход равно

$$G = \frac{1}{T \sqrt{R_1 R_2}}.$$

При этом следует иметь в виду, что для того, чтобы лазер имел ненулевую мощность выходного излучения, активный элемент лазера должен иметь запас по усилению, то есть при отключении положительной обратной связи (удалении зеркал резонатора) усиление должно превышать значение, даваемое уравнением (1). При подключении обратной связи и выходе на стационарный режим генерации усиление автоматически падает до данной величины.

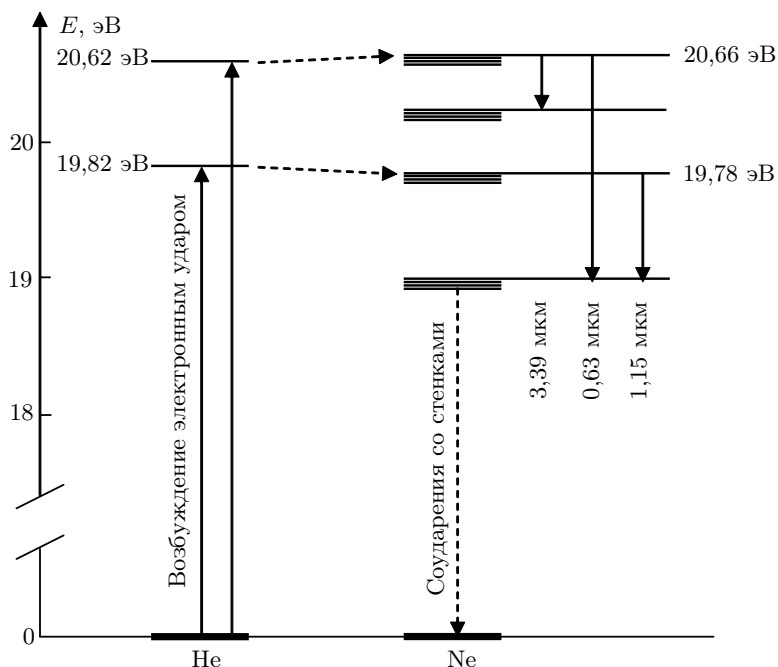


Рис. 2. Энергетическая схема работы гелий-неонового лазера

**Гелий-неоновый лазер.** Рассмотрим механизм возникновения усиления в рабочей среде гелий-неонового лазера. Лазерная трубка заполняется смесью гелия и неона в соотношении от 5:1 до 10:1 с общим давлением порядка  $10^2$  Па, при котором довольно легко возбудить постоянный электрический разряд. Рабочим лазерным веществом является неон. Гелий используется для избирательного заселения верхнего рабочего уровня неона. Атомы гелия возбуждаются при столкновениях с разогнанными в электрическом поле разряда электронами. Передача энергии от возбуждённых атомов гелия к атомам неона осуществляется при столкновениях между ними. Известно, что наиболее эффективно передача энергии от атома к атому происходит в резонансном случае, то есть когда энергии уровней, между которыми происходит переход, близки. Упрощённая схема энергетических уровней атомов гелия и неона изображена на рис. 2. Из него видно, что энергии двух уровней атома гелия действительно близки к двум уровням неона, что приводит к эффективной передаче энергии от гелия к неону. На этом рисунке изображена лишь малая часть энергетических уровней неона, в действительности их гораздо больше и все они в той или иной степени заселяются в электрическом разряде

даже без добавки гелия, что может приводить к созданию инверсной населённости между некоторыми уровнями. И действительно, генерация лазерного излучения атомами неона получена в лабораторных условиях на более чем 200 переходах. Однако, во всех промышленных лазерах на неоне для увеличения эффективности накачки используют селективное заселение верхних лазерных уровней атомами гелия, поэтому и называются гелий-неоновыми. На рисунке изображены три основных лазерных перехода с длинами волн 0,63 мкм (красное излучение) а также 1,15 и 3,39 мкм (невидимое инфракрасное). Кроме обычных лазеров с длиной волны 0,63 мкм выпускаются гелий-неоновые лазеры со сменными наборами зеркал, селективно отражающими излучение на одной из этих трёх длин волн, что позволяет выбирать длину волны генерируемого излучения. При этом для других длин волн из-за малого отражения пороговое условие генерации не выполняется.

Следует отметить, что для поддержания инверсной населённости при работе непрерывного лазера необходимо не только заселение верхнего лазерного уровня, но и быстрое опустошение нижнего. В гелий-неоновом лазере это происходит при соударении атомов неона, находящихся на нижнем лазерном уровне, со стенками лазерной трубки, при этом атомы передают энергию стенкам и сбрасываются ещё ниже, в основное состояние. Поэтому в современных лазерах трубки делаются с маленьким внутренним диаметром порядка 1–2 мм при длине 20–60 см. Дальнейшее уменьшение диаметра нецелесообразно из-за возрастания дифракционных потерь. Недостаточно быстрое опустошение нижнего лазерного уровня в гелий-неоновых лазерах ограничивает и предельный коэффициент усиления, достигаемый при некотором оптимальном разрядном токе. При дальнейшем увеличении тока нижний уровень не успевает опустошаться и эффективность генерации падает. Обычно достигается усиление всего 1–3% за один проход, т. е.  $G = 1,01\text{--}1,03$ . При таком малом усилении генерация вынужденного излучения может быть получена только если окна лазерной трубки либо очень хорошо просветлены, либо расположены под углом Брюстера к оси резонатора, при этом для одной из поляризаций потери на отражение от окошек исчезают. Отражение зеркал резонатора должно быть очень высоким, обычно  $R_1 \geq 0,998$ ,  $R_2 \approx 0,99$  (выходное зеркало). Такие отражения недостижимы с металлическими зеркалами (коэффициент отражения свеженапылённого алюминия  $\approx 0,90$ , серебра  $\approx 0,98$ ). Поэтому используются специальные зеркала, в которых на стеклянную подложку нанесены (обычно напылением) чередующиеся слои диэлектриков с сильно различающимися показателями преломления, например,  $\text{SiO}_2$  с  $n = 1,45$  и  $\text{TiO}_2$  с  $n = 2,5$ . Толщины слоёв подобраны таким образом, чтобы все волны, отражён-

ные от границ разделов слоёв, на выходе складывались в фазе, тогда при количестве слоёв  $N \geq 10$  удаётся достичь отражения  $R \geq 0,998-0,999$ . Сообщалось даже о получении коэффициента отражения более 0,9999 при числе слоёв несколько десятков.

**Напылённые зеркала, особенно старых лет выпуска, очень непрочные. Ни в коем случае не прикасайтесь к ним руками и другими предметами. Нежелательно даже дышать на них.**

Типичная конструкция гелий-неонового лазера изображена на рис. 3.

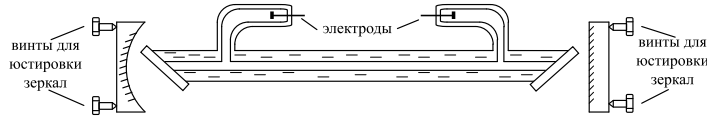


Рис. 3. Устройство гелий-неонового лазера

Обычно используется сферический или полусферический резонатор, предъявляющий гораздо более мягкие требования к точности юстировки зеркал и обеспечивающий повышенную механическую стабильность по сравнению с плоским резонатором.

**Ширина спектра излучения гелий-неонового лазера.** Время жизни верхнего лазерного уровня для перехода 0,63 мкм составляет  $10^{-8}$  с. Из принципа неопределённости  $\Delta\nu \cdot \tau \geq 1$  можно получить оценку ширины линии  $\Delta\nu \geq 10^8$  Гц. Реальная ширина спектра генерации обычного гелий-неонового лазера на порядок больше. Основной механизм уширения — эффект Доплера. В лазерной трубке атомы неона участвуют в хаотическом тепловом движении. Частота излучения движущегося источника сдвинута относительно неподвижного источника; в нерелятивистском случае

$$\Delta\nu = \nu \frac{v}{c} \cos \theta.$$

Поскольку при хаотическом движении  $\cos \theta$  принимает значения от 1 до  $-1$ , то уширение линии приблизительно составляет

$$\Delta\nu \approx 2\nu \cdot \frac{v_{\text{ср}}}{c} = 2\nu \sqrt{\frac{8kT}{\pi mc^2}},$$

где  $v_{\text{ср}}$  — средняя скорость молекул. Точный вывод на основе распределения Максвелла приводит к формуле для полуширины линии

$$\delta\nu = 2\nu \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{mc^2}},$$

которая даёт значение на 40% меньше, чем полученная нами оценочная формула. При температуре 400 К полуширина линии излучения газообразного неона равна  $1,5 \cdot 10^9$  Гц. Полуширина спектра лазерного излучения в 2–3 раза меньше этой величины, поскольку вследствие малого коэффициента усиления генерация происходит только на вершине контура усиления.

**Продольные моды.** Рассмотрим более детально спектральный состав излучения гелий-неонового лазера. Обычно спектр состоит из нескольких эквидистантных линий, соответствующих различным продольным модам резонатора. Модами называют стационарные типы колебаний электромагнитного поля в резонаторе. Если бы зеркала резонатора были металлическими, то минимальные потери имели бы те типы колебаний, для которых электрическое поле на поверхности зеркал равно нулю. Для этого на длине резонатора должно укладываться целое число полувольт. В этом случае после полного обхода резонатора набег фазы световой волны кратен  $2\pi$ . Те типы колебаний, для которых электрическое поле на поверхности хотя бы одного зеркала не равно нулю, будут возбуждать электрический ток в металле и быстро терять энергию. Ситуация аналогична нахождению разрешённых типов колебаний в резонаторах СВЧ диапазона в курсе электричества.

В случае диэлектрических многослойных зеркал это условие не столь очевидно. Многослойное зеркало имеет протяжённую структуру толщиной не менее нескольких длин волн и неясно, в каком месте электрическое поле должно обращаться в ноль, на какой длине должно укладываться целое число полувольт и вообще, существенно ли это условие. Из общих соображений ясно, что излучение той частоты, для которой набег фазы после полного обхода резонатора кратен  $2\pi$ , будет всё время складываться в фазе и нарастать быстрее излучения с другими частотами. Это можно показать более строго. Рассмотрим простейший резонатор из двух зеркал с коэффициентами отражения  $R_1$  и  $R_2$  и бесконечно тонкий слой усиливающего вещества внутри резонатора с усилением  $G$  за один проход. Примем, что состояние лазера стационарно и мощность спонтанного излучения слабо зависит от частоты (ширина линии усиления лазерной среды много шире межмодового расстояния, что выполняется для гелий-неонового лазера). Чтобы найти мощность излучения внутри резонатора в каком-либо месте, например, на внутренней поверхности выходного зеркала, нужно просуммировать после последовательных проходов комплексные амплитуды волн, излучаемых лазерной средой в левую сторону (получается геометрическая прогрессия как при нахождении пропускания эталона Фабри-Перо), умножить на комплексно-

сопряжённую величину, потом проделать то же для волн, излучаемых в правую сторону и затем сложить. Получается формула

$$P(\omega) \propto \frac{1}{(1 - \sqrt{RG})^2 + 4\sqrt{RG} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad (2)$$

где  $R = R_1 R_2$  а  $\varphi$  — набег фазы при полном обходе резонатора. Эта функция имеет резкие максимумы при  $\varphi = 2\pi n$ , поскольку в стационарном состоянии  $\sqrt{RG} \approx 1$ .

Таким образом, для многослойных диэлектрических зеркал, так же как и для металлических, набег фазы при полном обходе резонатора должен быть кратен  $2\pi$ . Значит, на длине резонатора должно укладываться целое число полуволн, только в случае многослойных зеркал длина резонатора не обязательно совпадает с геометрическим расстоянием между поверхностями зеркал, а определяется фазой, с которой эти зеркала отражают световую волну. Это различие сравнимо с длиной волны т. е. много меньше обычных длин резонатора, поэтому расстояние между продольными модами получается практически таким же, как в случае металлических зеркал.

**Поперечные моды.** Анализ углового распределения лазерного излучения удобнее проводить для случая квадратных зеркал резонатора, причём поперечный размер активной среды превышает ширину  $D$  зеркал, т. е. лазерный пучок ограничивается зеркалами. Излучение, распространяющееся под небольшим углом к оси резонатора, может испытать достаточное число

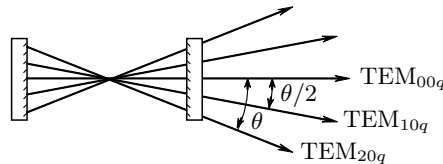


Рис. 4. Направления распространения мод с разными поперечными индексами (согласно простейшей теории Шавлова и Таунса)

проходов, чтобы заметно усилиться и присутствовать в выходном излучении. Однако, допустимые углы должны удовлетворять определённым соотношениям, вытекающим из свойств резонаторов. Простейшая теория лазерных резонаторов Шавлова и Таунса основана на сходстве открытых (без боковых стенок) резонаторов с закрытыми. Однако, основные результаты этой теории можно получить и без аналогий с закрытыми резонаторами. В процессе усиления излучения от спонтанных шумов до стационарного уровня «выживают» только моды, имеющие минимальные потери на дифракцию. Для этого интенсивность излучения на краях зеркал должна быть минимальной, в идеале равной нулю. Если какая-либо мода содержит две волны, распространяющиеся под малыми угла-

ми  $\pm\theta$  к оси резонатора, то при сложении этих волн на зеркале создаётся интерференционная картина с периодом  $\frac{\lambda}{2}\theta$ . Для обращения интенсивности в ноль на краях зеркала необходимо, чтобы на ширине зеркала  $D$  укладывалось целое число периодов, поэтому  $\theta = \pm m \frac{\lambda}{2} D$ . Такое же условие должно выполняться по второй координате в плоскости зеркала:  $\theta = \pm p \frac{\lambda}{2} D$ . Здесь  $m$  и  $p$  — целые числа. Результирующий угол равен

$$\theta = \pm \sqrt{m^2 + p^2} \frac{\lambda}{2} D \approx \sqrt{m^2 + p^2} \frac{\theta_{\text{дифр}}}{2}, \quad (3)$$

где  $\theta_{\text{дифр}} \approx \lambda/D$  — дифракционная расходимость лазерного пучка с поперечным размером  $D$ .

Для классификации лазерных мод применяют обозначение  $\text{TEM}_{mpq}$ , имея в виду, что электрическое и магнитное поля  $E$  и  $H$  перпендикулярны направлению распространения пучка. Типы колебаний с различающимися значениями поперечных индексов  $m$  или  $p$  называются поперечными модами, с различными  $q$  — продольными. Фактически значение поперечного индекса даёт число нулей в распределении интенсивности излучения по соответствующей координате на поверхности зеркала, не считая нулей на краях. Значение продольного индекса  $q$  равно числу полуволн, укладывающихся на длине резонатора.

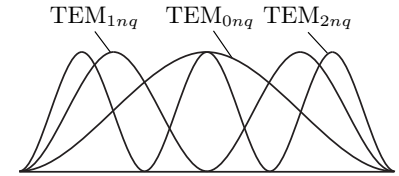


Рис. 5. Распределение интенсивности лазерного излучения на зеркале резонатора по одной из поперечных координат для трёх низших поперечных мод (согласно простейшей теории Шавлова и Таунса)

На рис. 4 и 5 схематически показаны направления распространения разных поперечных мод и распределение интенсивности излучения на зеркале по одной из поперечных координат.

Найдём сдвиг частоты поперечных мод относительно чисто продольных. Для моды  $\text{TEM}_{mpq}$ , распространяющейся под углом  $\theta$  к оси резонатора составляющая волнового вектора по оси резонатора равна  $k_z = q\pi/L$ , где  $L$  — длина резонатора. Составляющая в плоскости зеркал равна  $k_{x,y} = k \sin \theta \approx k_z \theta$ . Учитывая, что  $m, p \ll q$ ,  $\theta \ll 1$ ,  $\omega = kc$  и используя выражение (3), для  $\theta$  нетрудно получить

$$\omega_{mpq} \approx \omega_{00q} \left[ 1 + \frac{1}{8}(m^2 + p^2) \frac{\lambda^2}{D^2} \right]. \quad (4)$$

Полезно оценить разницу частот чисто продольной моды и поперечной моды с таким же продольным индексом и сравнить её с межмодовым

расстоянием для продольных мод. Учитывая, что  $\omega_{00q} \approx 2\pi c/\lambda$ , где  $\lambda$  — средняя длина волны лазерного излучения, получим

$$\frac{\omega_{mpq} - \omega_{00q}}{\omega_{00q+1} - \omega_{00q}} \approx (m^2 + p^2) \frac{\lambda L/4}{D^2}. \quad (5)$$

В случае типичного гелий-неонового лазера для низшей поперечной моды ( $m = 1, p = 0$ ) имеем

$$\frac{\omega_{10q} - \omega_{00q}}{\omega_{00q+1} - \omega_{00q}} \approx 10^{-2}.$$

Это означает, что спектр мод с ненулевыми поперечными индексами лишь незначительно сдвинут относительно спектра чисто продольных мод, этот сдвиг составляет единицы процентов от межмодового расстояния и не разрешается большинством спектральных приборов.

Обычно размер лазерного пучка ограничивается не зеркалами, а другими элементами, например, лазерной трубкой, но это обстоятельство мало сказывается на характере распределения поля в сечении пучка и модовой структуре выходного излучения. Кроме того, обычно зеркала и другие элементы не квадратные, а круглые. Это должно приводить к цилиндрической симметрии распределения поля по площади пучка и по углам. Однако, из-за неконтролируемых дефектов зеркал, пыли и неточностей юстировки обычно происходит самопроизвольное выделение преимущественного поперечного направления и распределение интенсивности по сечению выходного пучка чаще всего напоминает прямоугольный вариант, принимая иногда разнообразные формы в зависимости от качества юстировки зеркал резонатора.

В более совершенной теории лазерных резонаторов Фокса и Ли стационарная конфигурация электромагнитного поля находится численно с использованием дифракционных интегралов Кирхгофа. Расчёты, выполненные по этой теории, показывают, что распределение амплитуды электромагнитного поля по поперечной координате на поверхности зеркала напоминает распределение, получаемое в теории Шавлова и Таунса. Наиболее заметное отличие заключается в том, что хотя амплитуда поля и спадает к краям зеркала, но не достигает нуля на краях. Это приводит к дифракционным потерям при последовательных проходах.

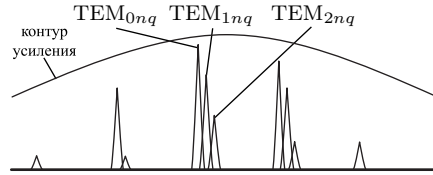


Рис. 6. Примерный вид спектра излучения гелий-неонового лазера

Минимальными потерями на дифракцию обладает центральная  $TEM_{00q}$  мода, поскольку у неё электромагнитное поле в основном сосредоточено вблизи оси лазерной трубки и минимально на краях. Поэтому в современных гелий-неоновых лазерах с тонкой трубкой, как правило, генерируется только 0–0 мода и излучение таких лазеров обладает практически дифракционной расходимостью. В старых лазерах с трубками большого диаметра дифракционные потери различных поперечных мод малы, и генерируется набор мод, который хорошо виден на выходном зеркале. Этому также способствует то обстоятельство, что при переходе от плоского резонатора к сферическому все моды стягиваются к центру зеркал и дифракционные потери становятся ещё меньше. Типичный спектр излучения гелий-неонового лазера схематически изображён на рис. 6. Для наглядности пропорции искажены: в действительности поперечные моды ближе к соответствующей чисто продольной моде, а ширина спектра отдельных мод меньше, чем изображено на рисунке. Соотношение между амплитудами различных мод носит случайный характер и меняется со временем.

**Когерентность лазерного излучения.** Выходящее из лазера излучение практически повторяется с периодом, равным времени обхода светом резонатора. Однако, с каждым обходом такие характеристики излучения, как форма огибающей и фаза всё-таки слегка изменяются, поскольку часть излучения постоянно покидает резонатор через выходное зеркало и на его место приходит та часть усиленного спонтанного излучения, которая попадает в полосу усиления лазерной среды и совпадает по частотному и пространственному спектру со спектром мод резонатора. При этом фаза «подмешанного» спонтанного излучения имеет случайное значение. Оценки показывают, что в типичном работающем гелий-неоновом лазере в одной моде присутствует  $\sim 10^{10}$  фотонов, а концентрация атомов неона, находящихся на верхнем лазерном уровне, составляет  $\sim 10^9$  см $^{-3}$ . Учитывая, что время жизни на верхнем уровне составляет  $10^{-8}$  с, нетрудно получить оценку для скорости поступления фотонов спонтанного излучения в одну моду, если задаться расходимостью и спектральной шириной моды. Принимая, что расходимость равна дифракционной, а ширина моды не более ширины линии пассивного лазерного резонатора, получим, что для полной смены излучения в моде нужно не менее  $10^3$  с, а ширина линии лазерного излучения  $\leq 10^{-3}$  Гц. Более точные оценки, выполненные по формуле Шавлова-Таунса, дают для типичного гелий-неонового лазера с выходной мощностью 1 мВт ширину линии  $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-15}$ , а  $\Delta\nu \sim 1$  Гц. Это чрезвычайно малая величина. Оценки показывают, что для того, чтобы уход частоты лазер-

ного излучения вследствие тепловых нестабильностей длины резонатора не превышал этой ширины, необходимо поддерживать длину резонатора постоянной с точностью  $10^{-13}$  см (для сравнения: типичный размер атома —  $10^{-8}$  см). Поэтому в обычном лазере ширина линии и связанное с ней время когерентности полностью определяются техническими нестабильностями резонатора. Типичная ширина линии гелий-неонового лазера составляет  $\sim 10^6$  Гц, соответственно время когерентности  $\sim 10^{-6}$  с, а длина когерентности несколько сотен метров.

Для сравнения: полупроводниковый лазер, например, лазерная указка, без принятия специальных мер по сужению спектра и стабилизации частоты имеет длину когерентности менее одного сантиметра. При использовании специальных методов стабилизации частоты в гелий-неоновых лазерах удаётся достичь ширины линии порядка нескольких Гц.

*Замечание.* По поводу длины и времени когерентности излучения гелий-неонового и других лазеров следует сделать существенную оговорку. Хотя когерентность излучения действительно сохраняется на длине когерентности, это не означает, что при любых задержках в пределах этого интервала одной части излучения относительно другой будет высокий контраст интерференционной картины. Типичный гелий-неоновый лазер ( $L > 20$  см) одновременно излучает несколько продольных мод с различающимися частотами. Из-за разницы частот максимумы интерференционных картин от различных мод не всегда совпадают. Действительно, поскольку волновой вектор моды с продольным индексом  $q$  равен  $k_q = \omega_q/c = \pi q/L$ , то при задержке излучения на длину  $l$  набегает дополнительная фаза  $\varphi = k_q l = \pi q l/L$ . Набег фазы зависит от  $q$ , значит и положения максимумов интерференционной картины зависят от  $q$ , что приводит к смазыванию интерференционной картины. Для того, чтобы максимумы интерференции от всех мод совпадали, необходимо, чтобы для всех мод независимо от  $q$  набег фазы при задержке на  $l$  был кратен  $2\pi$ , что даёт условие  $l = 2Lp$ , где  $p$  — целое число, то есть задержка должна быть кратна удвоенной длине резонатора. Это практически очевидно, поскольку излучение повторяется с периодом, равным времени полного обхода по резонатору. Оценим минимальную задержку, при которой падает контраст интерференционной картины. Если лазер генерирует  $m$  продольных мод с волновыми векторами от  $\pi q/L$  до  $\pi(q+m-1)/L$ , то при разности фаз, равной  $\pi$  для крайних мод, максимумы одной крайней моды попадают на минимумы другой и контраст начинает заметно падать. Это произойдёт при геометрической задержке  $l = L/(m-1)$ , что для типичного гелий-неонового лазера составляет  $l \approx 10$  см. Оценку можно сделать и из других соображений. Поскольку полная ширина спектра излучения равна расстоянию между крайними модами  $\Delta\nu =$

$= c(m-1)/2L$ , то время, в течение которого когерентность заведомо сохраняется, равно  $\tau = 1/\Delta\nu$ , следовательно  $l = c\tau = 2L/(m-1)$ , что с точностью до множителя 2 совпадает с предыдущей оценкой.

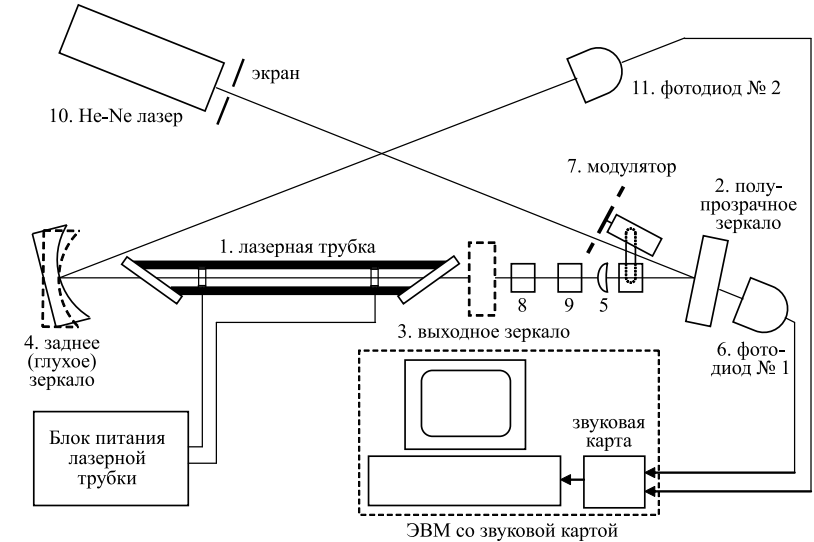


Рис. 7. Схема установки. Штриховыми линиями показано положение зеркал при получении лазерной генерации на исследуемой трубке

**Экспериментальная установка.** Схема экспериментальной установки приведена на рис. 7. На оптической скамье расположены: газоразрядная трубка исследуемого He-Ne лазера ЛГ-75 (1), рейтера для крепления юстировочных оправ с зеркалами (2, 3, 4), линза, уменьшающая расходимость юстировочного лазера (5), фотоэлемент (6), модулятор (7) а также съемный рейтер (8) с отрицательной линзой для наблюдения модовой структуры излучения исследуемого лазера и рейтер (9), в который вставляется либо экран, либо поляризатор. Юстировочный лазер (10) и фотоэлемент (11) закреплены на столе. Модулятор может быть повернут в разные положения: при измерении коэффициента усиления он модулирует пучок, идущий от юстировочного лазера, при измерении поляризации излучения исследуемого лазера он модулирует это излучение а в остальных случаях он отводится в сторону, чтобы не перекрывать пучки. Юстировочный лазер предназначен для юстировки всех элементов установки и для измерения коэффициента усиления активной среды исследуемого лазера.

Поскольку коэффициент усиления на рабочей частоте лазера мал, и усиление интенсивности луча зондирующего лазера при длине трубки

$\approx 1$  м составляет всего несколько процентов, в данной работе измеряется одновременно интенсивность излучения до и после прохождения исследуемой среды. Этот метод позволяет исключить влияние нестабильности интенсивности зондирующего лазера во времени, которое составляет обычно несколько процентов. Сигналы с обоих фотодиодов подаются на звуковую карту компьютера, и с помощью программы PhysLab измеряются с высокой точностью.

Для настройки резонатора исследуемого лазера используются зеркала, закреплённые в съёмных юстируемых оправах. Изучение поляризации исследуемого лазера, его модовой структуры производится с помощью поляроида и короткофокусной линзы.

Перед проведением измерений ознакомьтесь с приложением, в котором описано использование программы PhysLab для измерений интенсивности света и методика измерения коэффициента усиления лазерной трубки.

## ЗАДАНИЕ

В работе предлагается измерить коэффициент усиления лазера; добиться генерации и изучить модовую структуру излучения в зависимости от настройки зеркал лазера и характер поляризации лазерного луча.

1. Включите вилку питания юстировочного лазера в сеть и убедитесь в наличии лазерного излучения. С помощью листочка белой бумаги ознакомьтесь с ходом пучка юстировочного лазера по установке.
2. Проведите юстировку оптической схемы установки. При этом выходное зеркало исследуемого лазера должно быть снято (удобнее его снимать вместе с рейтером), а модулятор отведён в сторону, чтобы не перегорать пучки. В результате выполнения этого упражнения луч юстировочного лазера должен хорошо проходить через трубку исследуемого лазера. Пучок от юстировочного лазера попадает на полупрозрачное зеркало на оптической скамье, которое направляет его на исследуемую трубку. Если луч касается стенки трубки, на экране на стене будет появляться ореол. При правильной настройке пятно на экране должно быть с ровными краями без ореолов, и при малой расстройке вверх-вниз и влево-вправо форма пятна почти не меняется.
3. Измерение коэффициента усиления производится с помощью компьютера и программы PhysLab (смотри Приложение).

Фотодиод (6) за полупрозрачным зеркалом следует выставить так, чтобы прошедший через зеркало пучок попадал на приёмную площадку фотодиода. Прошедший исследуемую трубку пучок с помощью заднего зеркала направляется на приёмную площадку фотодиода (11). Включите мотор модулятора и расположите его так, чтобы он прерывал пучок

юстировочного лазера до попадания на полупрозрачное зеркало. Выберите подходящие параметры осциллографа в PhysLab и наблюдайте сигналы с обоих фотодиодов. Они должны иметь одинаковую временную форму, не превышать 100 мВ и различаться по амплитуде не более чем в два раза. Если это не выполняется, проверьте, как пучок юстировочного лазера проходит сквозь исследуемую трубку и хорошо ли попадает на фотодиоды, снято ли выходное зеркало. Добейтесь нормальных сигналов на экране осциллографа. Проведите измерения.

4. Проведите настройку исследуемого лазера для получения генерации. Следует учесть, что вследствие малого усиления активной среды гелий-неонового лазера генерация может быть получена только при очень точной настройке зеркал резонатора, их непараллельность друг другу не должна превышать  $10^{-4}$  рад. Кроме того, даже небольшая пылинка, случайно осевшая на окошке лазерной трубки, может сделать невозможной достижение генерации. Сначала настраивается глухое (заднее) сферическое зеркало, выходное зеркало при этом должно быть снято. Пучок, прошедший через трубку, задним зеркалом направляется строго обратно так, чтобы после вторичного прохождения через трубку исследуемого лазера он попал на экран, закреплённый на выходном торце зондирующего лазера. При точной настройке пятно на этом экране яркое, ровное, без ореолов, диаметром приблизительно 1 см и его центр совпадает с центром выходящего пучка зондирующего лазера. Поставьте на скамью перед трубкой рейтер с выходным зеркалом, рабочей поверхностью к исследуемому лазеру. Это зеркало юстируется так, чтобы отражённый от него луч зондирующего лазера попал в то же самое место, куда попадал пучок, отражённый от сферического заднего зеркала (его диаметр гораздо меньше диаметра пучка от заднего зеркала). Включите блок питания исследуемого лазера. Когда загорится разряд, должна появиться генерация, которая определяется по появлению ярких красных пятен на зеркалах. Тонкой подстройкой зеркал добейтесь максимальной мощности генерации. Если с первого раза генерации не получилось, повторите настройку снова, обращая внимание на точное совмещение пучков, отражённых от выходного и глухого зеркал. Если генерация всё же не достигается, следует с помощью лаборанта почистить брьюстеровские окна исследуемого лазера от возможных загрязнений и пыли. Для этого следует протереть их ваткой и повторить настройку.

**Ни в коем случае нельзя протирать зеркала и вообще прикасаться к ним.**

5. Изучение поляризации лазерного луча.

Закрепите в рейтере (9) перед выходным зеркалом поляроид. Повер-



ните и настройте фотодиод и модулятор так, чтобы пучок исследуемого лазера хорошо проходил сквозь отверстия модулятора и попадал на фотодиод (6). Юстировочный лазер на время проведения этих измерений лучше выключить. Измерьте зависимость интенсивности излучения исследуемого лазера в зависимости от угла поворота поляроида. Измерения проводятся с помощью фотодиода (6) и компьютера (см. Приложение). Постройте зависимость относительной интенсивности от угла поворота поляроида.

6. Проведите наблюдение модовой структуры лазерного излучения. Поставьте на рельс вплотную к выходному зеркалу рейтер с короткофокусной линзой а в рейтер (9) вместо поляроида вставьте белый экран. Наблюдая за пятном излучения лазера, с помощью малого поворота одного зеркала получите одномодовый режим, трёхмодовый и многомодовый режим.
7. Обработка результатов измерений коэффициента усиления исследуемой трубки производится по методике, изложенной в приложении. Полезно рассчитать коэффициент усиления прямо на месте хотя бы для одного значения тока, чтобы убедиться в правильности измерений. Для проведения расчётов можно воспользоваться калькулятором Windows.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Измерение коэффициента усиления гелий-неонового лазера с помощью компьютера и программы PhysLab

Лазерная генерация возникает, когда усиление излучения активной средой лазера превышает потери. Потери вызваны, в основном, тем, что от зеркал резонатора отражается только часть падающего на них излучения. За счёт этого и осуществляется вывод части излучения наружу. В гелий-неоновых лазерах на длине волны 6328 Å усиление активной среды невелико и обычно составляет 1–3% на один проход, то есть коэффициент усиления (отношение сигнала на выходе к сигналу на входе) равен 1,01–1,03. Поэтому приходится использовать очень плотные резонаторные зеркала: обычно коэффициент отражения выходного зеркала составляет  $\approx 0,99$ , а глухого — 0,998–0,999. Кроме того, окошки лазерной трубки приклеены к торцам под углом Брюстера, что позволяет для одной из поляризаций исключить потери на отражение от этих окошек. В лазере генерируется излучение именно с этой поляризацией, для другой поляризации потери превышают усиление и лазерная генерация невозможна.

Чтобы измерить такое малое усиление, нужно определять интенсивность излучения на входе и на выходе из лазерной трубки с точностью

существенно лучше 1%. В принципе, это возможно, просто измеряя фототок какого-либо достаточно стабильного фотоприёмника, например, фотодиода, точным цифровым вольтметром. Однако, при этом нужно вычитать из показаний темновой ток, который сильно зависит от температуры и поэтому плавает во времени, что усложняет измерения. Самый простой путь устранения влияния темнового тока — промодулировать интенсивность излучения, например, вращающимся обтюратором и перейти к измерениям на переменном токе. При этом также устраняется влияние внешних засветок и так называемых фликер-шумов, амплитуда которых растёт по закону  $1/f$ , где  $f$  — частота. Существуют достаточно точные цифровые вольтметры переменного тока, однако, в данной работе вместо такого вольтметра использован компьютер со звуковой картой и программой PhysLab (разработчик PhysLab — С.П. Палто из института кристаллографии РАН). Эта программа превращает компьютер в измерительный центр, включающий в себя такие виртуальные приборы как цифровой осциллограф с возможностью измерения пиковых значений и эффективных напряжений сигналов, анализатор спектра, синхронный детектор, позволяющий измерять сигналы, амплитуда которых в десятки и сотни раз меньше шумов, генератор и некоторые другие приборы. Виртуальными эти приборы называются потому, что физически отдельно от компьютера они не существуют, однако они обладают всеми возможностями «настоящих» приборов. Основой всех этих виртуальных приборов является звуковая карта, в которой имеются амплитудно-цифровые преобразователи (АЦП). Они могут периодически измерять амплитуду любых электрических сигналов (не только от микрофона или магнитофона) по двум (иногда более) каналам и переводить амплитуду в цифровой код. Частота измерений может выбираться из ряда 11, 22, 44 и иногда 48 кГц (в некоторых современных звуковых картах до 96 кГц). Измеренные значения могут накапливаться в памяти компьютера и затем с ними можно производить различные преобразования. Например, используя процедуру быстрого преобразования Фурье, можно вычислить спектр измеряемых сигналов, не производя собственно измерений спектра. В звуковой карте имеются также ЦАПы — цифро-аналоговые преобразователи, которые позволяют использовать звуковую карту как генератор сигналов различной формы. Большинство звуковых карт имеет разрядность 16 бит, поэтому их теоретический динамический диапазон составляет  $2^{16} \approx 6,6 \cdot 10^4$  (96 дБ<sup>1</sup>) и можно было бы ожидать относи-

<sup>1</sup>Напомним, что децибел (дБ) — это логарифмическая единица измерения отношения двух сигналов. По определению для двух сигналов с амплитудами  $A$  и  $B$  их отношение, выраженное в дБ, равно  $20 \lg(A/B)$  или  $10 \lg(A^2/B^2)$ . Поскольку мощность любых сигналов пропорциональна квадрату их амплитуд, вместо логарифма

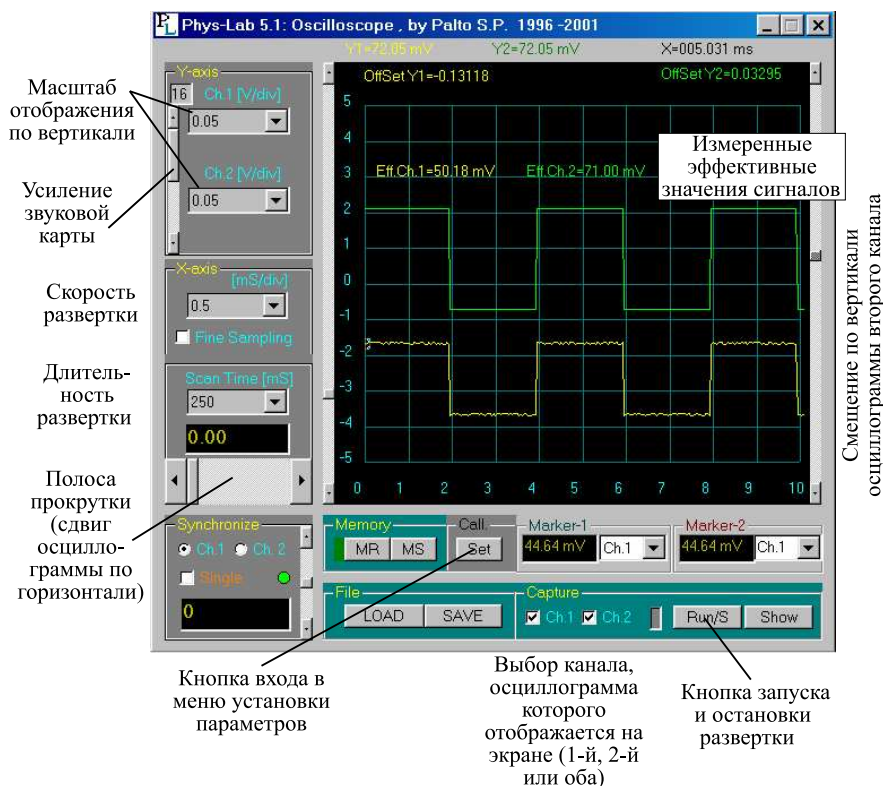


Рис. 8

тельной точности измерений порядка  $2 \cdot 10^{-5}$ . Реальные звуковые карты имеют значительные собственные шумы, которые «съедают» несколько младших разрядов. Типичный динамический диапазон звуковых карт по входу 50–75 дБ, у самых качественных карт до 85–90 дБ. В последние годы появились звуковые карты с 24-х битной оцифровкой входных сигналов, обеспечивающие реальный динамический диапазон более 90 дБ. В нашей установке используется дешёвая ( $\approx \$10$ ) двухканальная звуковая карта, которая, тем не менее, позволяет обеспечить относительную точность измерений  $\sim 10^{-3}$ .

В данной работе из всех виртуальных приборов будет использоваться отношение амплитуд можно брать логарифм отношения мощностей, но перед логарифмом тогда ставится множитель 10, а не 20.

ся только цифровой осциллограф (рис. 8). Для его запуска нужно дважды щелкнуть мышкой по иконке PhysLab на экране монитора. Сначала появится сообщение: **Calibration file is absent one default factor is used**. Щелкните по кнопке **Ok**, поскольку для данной работы нужны лишь относительные измерения и абсолютная калибровка чувствительности не обязательна. Раскроется цифровой осциллограф (он по умолчанию запускается первым) и меню с перечнем других приборов.

Слева от экрана осциллографа расположены окошки, в которых можно выбрать скорость развёртки, длительность развёртки (она может быть много больше отрезка времени, уместящегося на экране, тогда осциллограмму можно передвигать по экрану с помощью бегунка слева внизу от экрана), масштаб отображения по вертикали (чувствительность) и регулировка усиления звуковой карты. В самом низу левой колонки расположены окошки выбора способа и уровня синхронизации запуска: по сигналу на первом или втором канале, по внутренним часам. В данной работе практически неважно, какой способ синхронизации выбран, немного удобнее по сигналу на каком-либо канале.

Под экраном слева расположена кнопка **Set** (установка), по которой обязательно надо щелкнуть, чтобы зайти в меню установок и проконтролировать их. Должен быть выбран линейный вход, частоту дискретизации звуковой карты лучше выбрать побольше, 44 кГц, чтобы увеличить число измеряемых точек на длине выбранной развёртки и за счёт этого увеличить точность. Под экраном справа имеется кнопка **Run/S** (запуск/остановка). Щелчок по ней запускает развёртку осциллографа, повторный щелчок — останавливает, при этом на экране остаётся последняя оставшаяся в памяти осциллограмма. Слева от этой кнопки находится индикатор. Когда развёртка запущена, индикатор периодически мигает или светится красным цветом, показывая, что происходят измерения.

**Все изменения временных параметров развёртки (скорость и длительность развёртки, частоту дискретизации) можно производить только при выключенном запуске, иначе программа может зависнуть и её придётся перезапускать.**

Сигналы с фотодиодов в PhysLab можно измерять разными способами: например, мерить размах осциллограммы с помощью маркеров (при перемещении маркера над экраном осциллографа всё время отображаются значения абсциссы и ординаты); можно выбрать режим вывода на экран пиковых значений сигнала относительно нулевой линии или эф-

фективного значения напряжения в осциллограмме первого и второго каналов. В данной работе предлагается использовать последний способ, как наименее подверженный влиянию шумов. Для его реализации нужно щелкнуть правой кнопкой мыши в любом месте экрана осциллографа, появится меню, из которого следует выбрать пункт **View**, затем **EffCh1**. Теперь эффективное значение напряжения в первом канале будет отображаться на экране осциллографа для каждой осциллограммы. Затем нужно повторить процедуру для второго канала. Можно таким же образом включить вывод на экран остальных величин: пикового и среднего значений в каждом канале, тогда будут одновременно выводиться 6 величин, из которых нам нужны только эффективные значения напряжения. Они вычисляются по формуле

$$U_{\text{эфф}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i^2},$$

где  $i$  — номер отсчёта,  $N$  — полное число отсчётов. Может оказаться, что на экране высвечиваются ненулевые значения  $U_{\text{эфф}}$ , даже когда сигнал с фотодиода заведомо равен нулю, например, пучок света полностью перекрыт. Это вызвано сдвигом нуля в звуковых картах, особенно старых. Легко показать, что связанная с этим сдвигом относительная ошибка квадратична по величине сдвига, она равна  $k(U_{\text{сдв}}/U_{\text{эфф}})^2$ , где  $k$  — коэффициент, зависящий от формы импульсов. Для последовательности прямоугольных импульсов со скважностью 2 (меандр)  $k = 0,5$ , при скважности 5 этот коэффициент увеличивается до 1,5. Поэтому, если отношение измеряемой величины при наличии и отсутствии сигнала превышает 30, наличие сдвига даёт относительную ошибку порядка  $10^{-3}$  или менее для сигналов с небольшой скважностью.

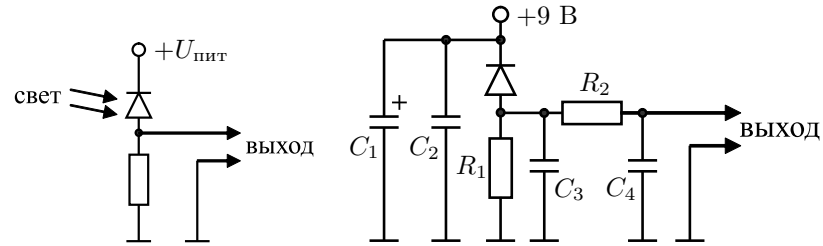
Процедура измерения усиления выглядит следующим образом.

1. Включить питание исследуемого и юстировочного лазеров и обтюратор. Высокое напряжение подаётся на трубку исследуемого лазера с задержкой несколько минут, за это время можно познакомиться с оптической схемой, проследить с помощью белой бумажки хорошо ли излучение юстировочного лазера проходит сквозь обтюратор, трубку исследуемого лазера и попадает на фотодиоды. При необходимости следует подъюстировать ход пучков.
2. Запустить осциллограф, включить режим вывода эффективных значений напряжения по обоим каналам, выбрать подходящую скорость развёртки (0,5–2 мс/дел), длительность развёртки 250–500 мс. (Чем больше длительность развёртки, тем по большему количеству точек вычисляется  $U_{\text{эфф}}$  и меньше влияние шумов, но длительные развёртки требуют

больших вычислительных ресурсов, что замедляет работу). Запустить развёртку осциллографа и пронаблюдать сигналы с фотодиодов. Подобрать такое усиление звуковой карты, чтобы значения  $U_{\text{эфф}}$  по обоим каналам не превышали 100 мВ (иначе вместо четырёх значащих цифр в значениях  $U_{\text{эфф}}$  будет отображаться всего две). Перекрывая по очереди пучки света перед фотодиодами, выяснить, с какого фотодиода на какой канал идёт сигнал. Когда трубка исследуемого лазера прогреется в течение нескольких минут, запустить развёртку осциллографа не менее, чем 10 раз, каждый раз записывая значения  $U_{\text{эфф}}$  для обоих каналов. Это даст отношение интенсивностей света, попадающего на фотодиоды до и после прохождения сквозь усиливающую среду лазера. Однако, по этому отношению невозможно вычислить коэффициент усиления, поскольку точно неизвестны коэффициенты отражения и пропускания делительного полупрозрачного зеркала. Кроме того, очень трудно настроить ход пучков так, чтобы хотя бы малая часть света не терялась при прохождении сквозь лазерную трубку за счёт касания стенок, что создаёт иллюзию уменьшения коэффициента усиления. Поэтому нужно повторить измерения, *выключив питание исследуемого лазера*, т. е. когда трубка не усиливает свет, при этом отношение сигналов с фотодиодов изменится. При обработке результатов сначала следует вычислять отношения одновременно измеренных сигналов первого и второго каналов и только потом усреднять эти отношения, этим ослабляется влияние нестабильности мощности излучения юстировочного лазера. Поделив отношения сигналов с включённым и выключенным питанием трубки друг на друга, получим коэффициент усиления.

3. Повторить весь цикл измерений для 3–4 значений разрядного тока лазера, каждый раз давая трубке прогреться в течение нескольких минут.

## Схема включения фотодиодов



Стандартная схема включения фотодиода показана на рис. 9.

В данной установке (рис. 10) для уменьшения влияния шумов и наводок в схему добавлены буферные конденсаторы в цепи питания, накопительный конденсатор  $C_3$  и интегрирующая цепочка  $R_2C_4$  на выходе.

$C_1$  — электролитический конденсатор большой ёмкости  $C \approx 100$  мкФ,

$C_2$  — быстрый керамический 0,1 мкФ,

$C_3, C_4$  — керамические по 100 пФ,

$R_1$  — 8 кОм,

$R_2$  — 5,6 кОм.

Использован фотодиод типа ФД24К.