

Отчет по лабораторной работе

**НАБЛЮДЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ
ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ ПОМОЩИ
ТРЕХЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА**

Работу выполнили студенты

**Поляков Андрей, Козлов Александр, Роганов Николай,
Былинский Никита**

Нижний Новгород, 4 мая 2022 г.

1. ТЕОРИЯ

1.1. ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОГО НЕ-НЕ ЛАЗЕРА

В He-Ne лазере в качестве активной усиливающей свет среды используется смесь инертных газов гелия и неона при низком давлении (единицы миллиметров ртутного столба), которая возбуждается тлеющим разрядом. Инверсия населенности уровней создается в нейтральных атомах неона, а гелий играет вспомогательную роль «резервуара» для создания избыточно энергии, полученной при столкновении с электронами. Гелий в процессе неупругих столкновений с неоном передает ему энергию, населяя верхний рабочий уровень. Нижним возбужденным состояниями атома гелия 2^1s_0 и 2^3s_1 соответствуют избыточная внутренняя энергия 20,61 и 19,82 эВ соответственно.

He-Ne лазер может работать в двух режимах генерации: в режиме генерации на нескольких продольных модах резонатора и в режиме одночастотной генерации. В первом случае спектр состоит из чрезвычайно узких спектральных линий, во втором случае — из одной спектральной линии. Как следует из рисунка 1 генерация на волне 632.8 нм обеспечивается переходом $3s_2 \rightarrow 2p_4$ в атоме Ne, генерация на волне 1153 нм — переходом $2s_2 \rightarrow 2p_4$, а генерация на волне 3309 нм — переходом $3s_2 \rightarrow 3p_4$.

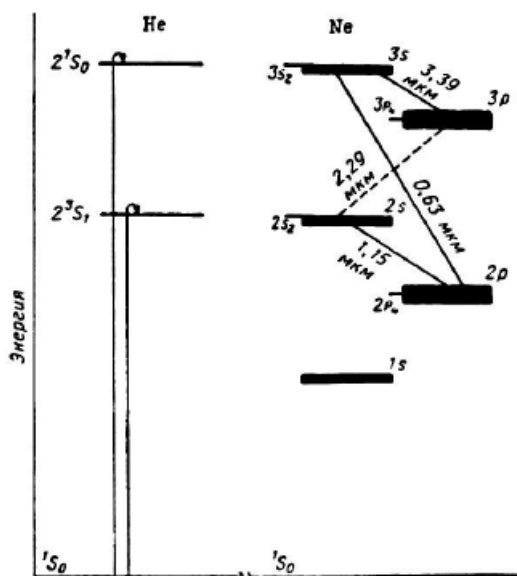


Рис. 1: Диаграмма нижних энергетических состояний гелия и неона.

Переходы $3s_2 \rightarrow 2p_4$, $2s_2 \rightarrow 2p_4$ и $3s_2 \rightarrow 3p_4$ имеют различный характер уширения. Характер уширения однородный или не однородный, когда в процессе генерации на одной частоте участвуют, соответственно, все, или часть компонент спектральной линии, определяется соотношением трех процессов. Это естественное, столкновительное и доплеровское уширения. В He-Ne лазере при генерации на переходе $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 632.8$ нм) и на переходе $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 1153$ нм) уширение спектральной линии имеет неоднородный характер, в то время как при генерации $3s_2 \rightarrow 3p_4$ ($\lambda = 3309$ нм).

Рассмотрим основные особенности спектра излучения, формируемого при помощи резонатора Фабри-Перо в пределах части спектральной линии спонтанного излучения, в которой усиление света превышает уровень потерь. Под *полной шириной полосы резонатора на полувысоте* понимают

$$\Delta\nu_c = \frac{cf}{2\pi L}, \quad f = \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right), \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме, $R_{1,2}$ — коэффициенты отражения зеркал, f — потери за один обход. Величина $c/2L$ определяет частотный интервал между основными типами колебаний интерферометра Фабри-Перо. Заметим, что для $f = 0.009$ и $L = 0.4$ м $\Delta\nu_c$ получается примерно 1 МГц, а $c/2L$ составляет около 375 МГц.

Однородной шириной $\Delta\nu_a$ перехода $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 632.8$ нм) изолированного атома Не является *естественная ширина* линии $\Delta\nu_n$, которая определяется конечностью времени жизни верхнего и нижнего уровней энергии перехода и составляет около 20 МГц.

Оптимальное давление газовой смеси Не-Не для генерации на волне 632.8 нм, настолько низко, что доплеровское уширение линии спонтанного излучения многократно превышает уширение из-за столкновений. *Доплеровский сдвиг* можно оценить следующим образом:

$$\Delta\nu_D = 7 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T [\text{K}]}{M}}, \quad (2)$$

где $M = 20$ — молекулярная масса, $T [\text{K}]$ — температура в Кельвинах, ν_0 — частота перехода. При $T = 400$ К величина доплеровского сдвига на волне 632 нм составляет ~ 1500 МГц. Таким образом, линия спонтанного излучения многократно уширена относительно естественной ширины линии перехода и приблизительно равна 1500 МГц. Поэтому переход $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 632.8$ нм) является *неоднородно уширенным*, то есть в пределах данного перехода возможно возбуждение нескольких частот резонатора Фабри-Перо.

Итог такому рассмотрению спектральных характеристик можно заключить с помощью следующего неравенства:

$$\Delta\nu_c < \Delta\nu_n = \Delta\nu_a < c/2L < \Delta\nu_D. \quad (3)$$

При многократном прохождении света в прямом и обратном направлениях, при усилении в активной среде, превышающем потери, возбуждается генерация с пространственной структурой поля, присущей собственным модам резонатора Фабри-Перо таким, что на двойном обходе резонатора укладывается целое число длин волн. Частоты соседних резонансных мод отличаются друг от друга на $c/2L$. Эти возбужденные моды активного резонатора Фабри-Перо равномерно расположены в пределах доплеровски уширенной линии усиления. В Не-Не лазерах, как правило, в пределы ширины линии спонтанного излучения попадает более одного типа колебаний лазера. Усиливают, в основном, те атомы, доплеровски-смещенные частоты которых расположены вблизи собственных частот резонатора Фабри-Перо в интервале порядка естественной ширины линии рабочего перехода.

Поэтому в неоднородно уширенном переходе при $c/2L > \Delta\nu_n$, генерация может происходить на соседних продольных модах резонатора Фабри-Перо без заметного влияния друг на друга.

Спектральная ширина индуцированного излучения гораздо уже упомянутых выше спектральных ширин. Так называемая *естественная ширина линии генерации*, величина которой обусловлена только спонтанным излучением и без учета технических возмущений, определяется *теоретической шириной*:

$$\Delta\nu_T \approx \frac{8\pi h\nu}{P} \left(\frac{\Delta\nu_c \Delta\nu_D}{\Delta\nu_c + \Delta\nu_D} \right)^2 \approx \frac{8\pi h\nu (\Delta\nu_c)^2}{P}, \quad (4)$$

где последнее выражение учитывает $\Delta\nu_c \ll \Delta\nu_D$. Здесь P — мощность генерации в одном типе колебаний, ν — оптическая частота колебаний.

На рисунке 2 представлены схематически определенные выше характерные формы спектральной линии спонтанного перехода, спектра резонатора Фабри-Перо и спектральных линий излучения He-Ne лазера в многомодовом режиме.

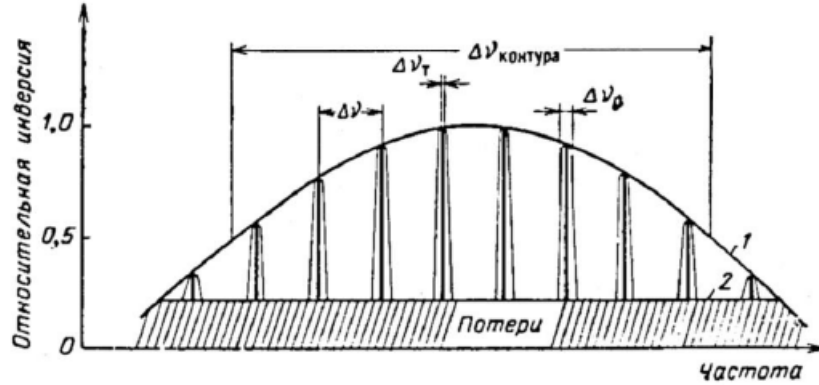


Рис. 2: К определению спектра выходного излучения: 1 — относительный уровень выходной мощности; 2 — относительный уровень потерь. Здесь $\Delta\nu = c/2L$.

Ширина спектра частот, излучаемых лазером, характеризуется понятием *степени монохроматичности излучения* μ , которое для спектральной линии определяется как

$$\mu = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \quad (5)$$

где $\Delta\nu$ — полуширина линии, а ν — центральная частота. Для случая протяжённого участка спектра

$$\mu = \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = \ln \lambda_1 \lambda_2, \quad (6)$$

где λ_1 и λ_2 — границы участка спектра. Если $\mu \approx 0$, то излучение монохроматично. Квазимонохроматичным излучение может быть названо, если $\Delta\nu/\nu \ll 1$.

1.2. ПРОВАЛ ЛЭМБА

В одночастотном режиме генерации газового лазера на разрешенном электронном переходе с неоднородным контуром усиления можно наблюдать интересную спектральную

особенность. В области центральной частоты перехода ν_0 наблюдается провал в мощности генерации, который называется *Лэмбовским*.

Усиление в газовых лазерах происходит путём взаимодействия световой волны с молекулами активной среды — газа. В газе молекулы движутся, из-за чего взаимодействие происходит не на центральной частоте ν_0 , а на доплеровски сдвинутой частоте $(1 \pm v/c)\nu_0$. Внутри лазерного резонатора стоячая структура поля образуется волнами, распространяющимися в обоих направлениях. При этом, молекула, обладающая некоторой скоростью v , может взаимодействовать как со встречной волной, для которой резонансный переход будет смещен в область более высоких частот, так и с догоняющей, для которой резонансный переход сдвигается к более низким частотам. В линии усиления при этом происходит снижение усиления на частотах взаимодействия в областях, так называемых *Беннетовских провалов*, расположенных симметрично относительно центральной частоты ν_0 (см. рис. 3). Если скорости движения молекул газа малы, то Беннетовские провалы сближаются и перекрываются, в итоге образуется один провал на центральной частоте, это и есть Лэмбовский провал.

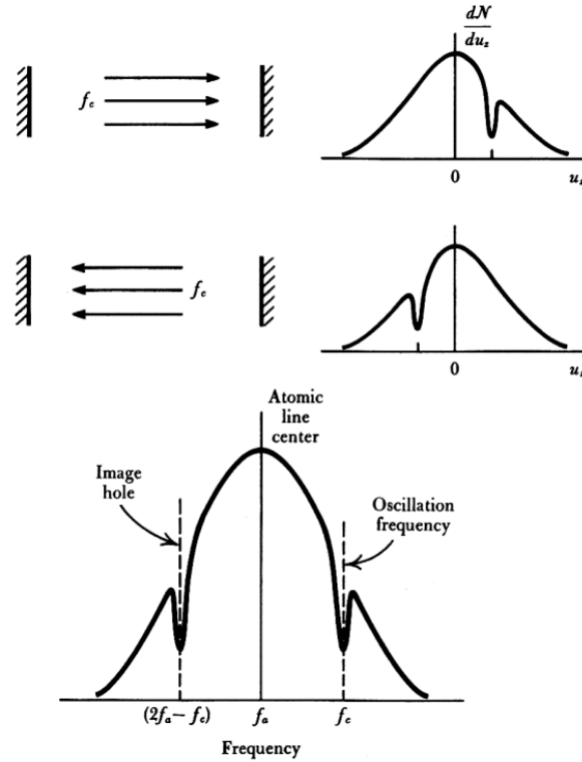


Рис. 3: Бегущие волны и результирующие Беннетовские провалы в лазере со стоячей структурой поля.

Профиль Лэмбовского провала в мощности $I(y)$ в линии генерации одночастотного лазера при строго неоднородном уширении линии описывается уравнением

$$I(y) = I_{\text{sat}} \frac{r^2 \exp(-8\alpha y^2) - 1}{f(y)}. \quad (7)$$

Здесь r — коэффициент превышения (порога генерации), описывающий отношение ненасыщенного показателя усиления в центре линии к потерям; переменная $y = 2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu_a$ — отстройка частоты генерации от центра линии усиления, которая измеряется в единицах половины однородной ширины линии ($\Delta\nu_a/2$); коэффициент $\alpha = (\ln(2)/4)(\Delta\nu_a/\Delta\nu_d)^2$ описывает отношение однородной ширины к доплеровской ширине ($\Delta\nu_d$); фактор $f(y) \approx (2 + y^2)/(1 + y^2)$ изменяется от 2 при малом аргументе до 1 при большом значении аргумента; величина I_{sat} описывает мощность насыщения коэффициента усиления вблизи центра линии двумя встречными волнами согласно следующему закону:

$$\alpha_m \approx \frac{\alpha_{m0}}{N}, \quad (8)$$

где $N = \sqrt{1 + 2I(0)/I_{\text{sat}}}$ — параметр насыщения коэффициента усиления в центре линии генерации (для неоднородно уширенной линии усиления).

Мощность на выходе из лазера пропорциональна генерируемой мощности. Это позволяет по форме Лэмбовского провала в спектральной форме выходной мощности, задавшись известным значением доплеровской ширины $\Delta\nu_d$, определять на основе соотношения (7) однородную ширину $\Delta\nu_a$, коэффициент превышения над порогом r и параметр насыщения N .