

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»
(МФТИ)

КАФЕДРА КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

ОТЧЕТ
ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР

Работу выполнили

_____ К.С. Колинько
_____ Р.В. Волков
_____ Н.А. Соколов
_____ К.А. Виноградов
(подпись, дата)

Работу принял, оценка

(подпись, дата, оценка)

Долгопрудный, 2024

Содержание

| | |
|--|-----------|
| 1 Цели работы | 2 |
| 2 Теоретические сведения. | 2 |
| 2.1 Инверсия активной среды как необходимое условие генерации лазера | 2 |
| 2.2 Режим свободной генерации | 2 |
| 2.3 Динамика генерации лазера в различных режимах лазера | 2 |
| 2.4 Релаксационные колебания в лазере. Работа лазера в нестационарных режимах генерации при ступенчатом включении импульса накачки | 4 |
| 3 Результаты измерений и обработка данных. | 4 |
| 3.1 Измерение зависимости мощности лазера от тока накачки. | 4 |
| 3.2 Исследование релаксационных колебаний. | 5 |
| 3.3 Нахождение пиков релаксационного шума в спектре. | 7 |
| 3.4 Определение частоты биения продольной моды. | 8 |
| 4 Обсуждение результатов. | 9 |
| 4.1 Измерение зависимости мощности лазера от тока накачки. | 9 |
| 4.2 Исследование релаксационных колебаний. | 9 |
| 4.3 Нахождение пиков релаксационного шума в спектре. | 9 |
| 4.4 Определение частоты биения продольной моды. | 10 |
| 5 Заключение. | 10 |
| 6 Дополнительные вопросы и задачи. | 10 |

1 Цели работы

1. Изучить генерацию в волоконном лазере в режиме свободной генерации и физические основы появления релаксационных колебаний.
2. Изучить методы создания инверсии, управления режимами генерации лазера.
3. Определить влияние параметров генерации на частоту и затухание релаксационных колебаний.

2 Теоретические сведения.

2.1 Инверсия активной среды как необходимое условие генерации лазера

Излучение лазера рождается между определенными энергетическими уровнями активных центров, которые называют рабочими уровнями. Пусть n_2 и n_1 - заселенность верхнего и нижнего уровней соответственно к единице объема. Разность $N = n_2 - (g_2/g_1)n_1$ называют плотностью инверсной заселенности рабочих уровней. Считаем $g_1 = g_2$.

Если $N > 0$, то говорят, что имеет место инверсия активной среды. В термодинамически равновесной среде величина N отрицательна: заселенность верхнего уровня меньше заселенности нижнего. Для создания инверсии необходимо перевести активную среду в неравновесное состояния.

Обеспечение инверсии активной среды является необходимой предпосылкой для реализации в лазере режима генерации. Коэффициент усиления χ_1 и χ_2 и коэффициент потерь описывается выражениями:

$$\begin{aligned}\chi_1 &= \sigma_1 N, \\ \chi_2 &= \sigma_2 N,\end{aligned}\tag{1}$$

где σ_1 и σ_2 - сечение вынужденных переходов между рабочими уровнями и сечение поглощения на неактивных средах соответственно.

Активная среда лазера характеризуется линейными коэффициентами χ_1 и χ_2 . Распространение светового потока в активной среде хорошо описывается законом Бугера:

$$ds_w = [\chi_1(z) - \chi_2] S_w(z) dz\tag{2}$$

Таким образом, при достаточно больших z при условии $\chi_1(z) > \chi_2$, когда среда является усиливающей, возможна генерация оптического излучения.

2.2 Режим свободной генерации

Режим свободной генерации фактически означает отсутствие какого-либо специального управления генерацией или какого-либо воздействия на нее извне. В частности, отсутствует какая-либо модуляция добротности резонатора. Свободная генерация может иметь место как в случае импульсной, так и в случае непрерывной накачки. Свободное излучение волоконного лазера представляет собой, как правило, последовательность относительно коротких импульсов, пиков. На основе одномодовой модели лазера можно показать, что регулярные затухающие пульсации связаны с переходными процессами, сопровождающими начало генерации при появлении очередного импульса накачки: иначе говоря, эти пульсации связаны с инерционностью процессов заселенности и релаксации уровней.

2.3 Динамика генерации лазера в различных режимах лазера

Рассмотрим схему уровней энергии в лазере, представленную на рисунке 1.

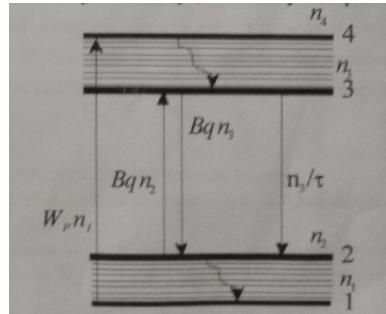


Рис. 1: Энергетическая схема квази-четырехуровневого лазера

Считая, что переходы между уровнями 4 и 3 и уровнями 2 и 1 являются быстрыми, можно положить $n_4 \approx n_2 \approx 0$. В этом случае скоростные уравнения можно записать следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = W_p n_1 - Bq n_3 - \frac{n_3}{\tau} \\ \frac{dq}{dt} = V_a B q n_3 - \frac{q}{\tau_c} \\ n_1 + n_3 = N_t, \end{cases} \quad (3)$$

где N_t - полное число активных атомов в единице объема, n_1 - населенность основного состояния, n_3 - населенность рабочего уровня, q - полное число фотонов в резонаторе, W_p - скорость накачки, λ - длина волны в генераторе, γ - потери в резонаторе за проход в одном направлении, $V_a = \frac{\pi \omega_0^2 l}{4}$ - объем моды в активной среде, B - скорость индуцированных переходов на один фотон в моде, w_0 - размер перетяжки моды в резонаторе, L - длина резонатора, l - длина активной среды, $L' = L + (n_0 - 1)l$ - оптическая длина резонатора, n_0 - показатель преломления активной среды, $B = \frac{\sigma l c}{V_a L'} = \frac{\sigma c}{V}$, $\tau_c = \frac{L'}{c \gamma}$, где $V = \pi \omega_0^2 L'/4$ - объем моды в резонаторе.

Вводя инверсную населенность уровней 3 и 2 по формуле $N = n_3 - n_2 \approx n_3$ систему уравнений 3 можно переписать в виде

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = W_p w_P (N_t - N) - BqN - \frac{N}{\tau} \\ \frac{dq}{dt} = (BV_a N - \frac{1}{\tau_c})q \\ n_1 + n_3 = N_t, \end{cases} \quad (4)$$

Определим пороговое условие генерации лазера. Предположим, что в момент $t = 0$ в резонаторе, вследствие спонтанного испускания, присутствует некоторое небольшое число фотонов q . При этом из уравнения следует, что для того, чтобы величина dq/dt была положительной, должно выполняться условие $(BV_a N - 1/\tau_c) > 0$. В этом случае генерация возникает, если инверсия населенностей N достигает некоторого критического значения N_c , определяемого выражением:

$$N_c = \frac{1}{V_a B \tau_c} = \frac{\tau}{\sigma l}, \quad (5)$$

где σ - сечение перехода генерации, γ - суммарные потери в резонаторе за проход в одном направлении.

Таким образом, критическая скорость накачки соответствует ситуации, когда полная скорость накачки уровней уравновешивает скорость спонтанных переходов с рабочего уровня:

$$W_{cp} = \frac{N_c}{(N_t - N_c)\tau} = \frac{1}{\tau(\tau_c V_a B N_t - 1)} \quad (6)$$

Если $W_p > W_{cp}$, то число фотонов q будет возрастать от начального значения, определяемого спонтанным изучением, и если W_p не зависит от времени, то, в конце концов, достигнет некоторого постоянного значения q_0 . Это стационарное значение и соответствующее ему стационарное значение инверсии N_0 получают из уравнения (3), если в них положить $\dot{N} = \dot{q} = 0$

$$\begin{aligned} N_0 &= \frac{1}{V_a B \tau_c} = N_c, \\ q_0 &= V_a \tau_c \left[W_p (N_t - N_0) - \frac{N_0}{\tau} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Полученные уравнения описывают непрерывный режим работы четырехуровневого лазера.

2.4 Релаксационные колебания в лазере. Работа лазера в нестационарных режимах генерации при ступенчатом включении импульса накачки

Рассмотрим работу лазера при нестационарной накачке. В случае, когда скорость накачки описывается ступенчатой функцией, будем считать, что $W_p = 0$, $t < 0$ и $W_p(t) = W_p$, $t > 0$. При небольших колебаниях инверсии и количества фотонов около стационарных значений N_0 и q_0 , можно записать

$$\begin{cases} N(t) = N_0 + \delta N \\ q(t) = q_0 + \delta q \end{cases} \quad (8)$$

Тогда получаем систему уравнений

$$\begin{cases} \dot{\delta N} = -\delta N (W_p + \frac{1}{\tau_{\text{уровня}}}) - B(q_0 \delta N + N_0 \delta q) \\ \dot{\delta q} = B q_0 V_a \delta N \end{cases} \quad (9)$$

Подстановка второго уравнения в первое с учетом $B V_a N - \frac{1}{\tau_{\text{фотона}}} = 0$ дает квадратное уравнение. Решая его, получаем

$$\delta q = \delta q_0 \cdot \exp(st), \quad (10)$$

где $s = -1/t_0 \pm [(1/t_0)^2 - w^2]^{1/2}$. Для случая $1/t_0 < w$ получаем:

$$s = -(1/t_0) \pm iw', \quad \text{где } w' = [w^2 - (1/\tau_{\text{фотона}})^2]^{1/2}$$

После преобразований можно получить формулы:

$$t_0 = 2\tau_{\text{уровня}}/x \quad (11)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{x-1}{\tau_{\text{фотона}} \tau_{\text{уровня}}}} \quad (12)$$

где $x = \frac{W_p}{W_{cp}}$ - превышение скорости накачки над пороговой, t_0 - время затухания, w' - период релаксационных колебаний. Таким образом, при ступенчатом включении накачки при генерации лазера происходят затухающие релаксационные колебания количества фотонов в резонаторе и, следовательно, выходной мощности с частотой w' .

3 Результаты измерений и обработка данных.

3.1 Измерение зависимости мощности лазера от тока накачки.

Измерим величину энергии лазерного излучения $W_{\text{излуч}}$ при различных значениях тока накачки I . Результаты представлены в таблице 1.

Напряжение накачки в течение всех измерений не менялось и было равно $U = 6$ В. Поэтому $P_{\text{накач}} = U \cdot I$. Перевод энергии излучения лазера $W_{\text{излуч}}$ в мощность излучения $P_{\text{излуч}}$ осуществляется через линейный коэффициент перевода $P_{\text{излуч}} = \kappa W_{\text{излуч}}$, где $\kappa = (270 \pm 1,8) \cdot 10^{-4} \frac{\text{Вт}}{\text{Дж}} = (27 \pm 0,18) \frac{\text{мВт}}{\text{Дж}}$.

| № | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
|-------------------------|------|------|------|------|------|------|-----|------|------|------|------|------|------|------|
| $W_{\text{излуч}}$, Дж | 1,8 | 4,5 | 7,2 | 9,6 | 12,3 | 17 | 20 | 23 | 27 | 30 | 34 | 36 | 39 | 42 |
| I , А | 0,98 | 1,11 | 1,22 | 1,31 | 1,42 | 1,53 | 1,6 | 1,72 | 1,82 | 1,92 | 2,05 | 2,13 | 2,21 | 2,36 |

Таблица 1: Результаты измерений P при различных значениях I .

На рисунке 2а представлен график зависимости $P_{\text{излуч}}(I)$, построенный по данным таблицы 1. По первым пяти точкам методом `scipy.optimize.curve_fit` проведена интерполяция прямой вида $y = k(x - x_0)$. Точка пересечения этой прямой с осью абсцисс соответствует пороговой мощности накачки $P_{\text{порог}}$, при котором в лазере начинается генерация. Соответственно, $P_{\text{порог}} = (5, 418 \pm 0, 004)$ Вт. Отметим на будущее, что значение порогового тока $I_{\text{порог}} = (0, 91 \pm 0, 01)$ Вт.

На рисунке 2б представлен график зависимости мощности лазерного излучения $P_{\text{излуч}}$ от мощности накачки $P_{\text{накач}}$. Интерполяция проводилась МНК по всем экспериментальным точкам. Тогда КПД лазера определяется угловым коэффициентом $k = \frac{P_{\text{излуч}}}{P_{\text{накач}}}$. Тогда из рисунка 2б:

$$\eta = (124.5 \pm 0.3) \frac{\text{мВт}}{\text{Вт}} = (0, 1245 \pm 0, 0003) = 12, 45\%$$

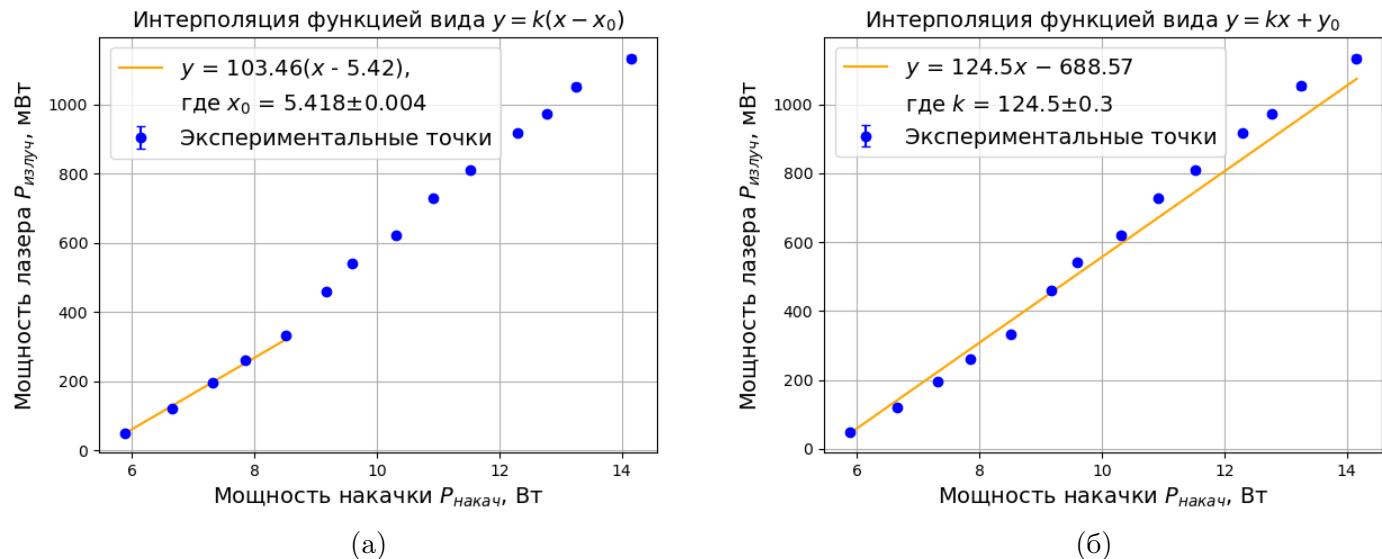
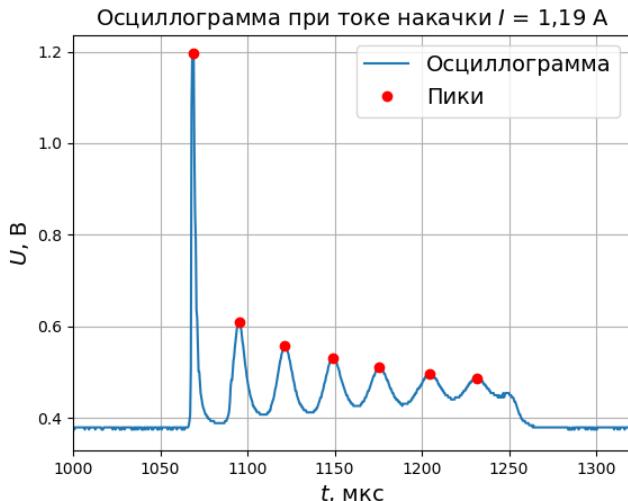


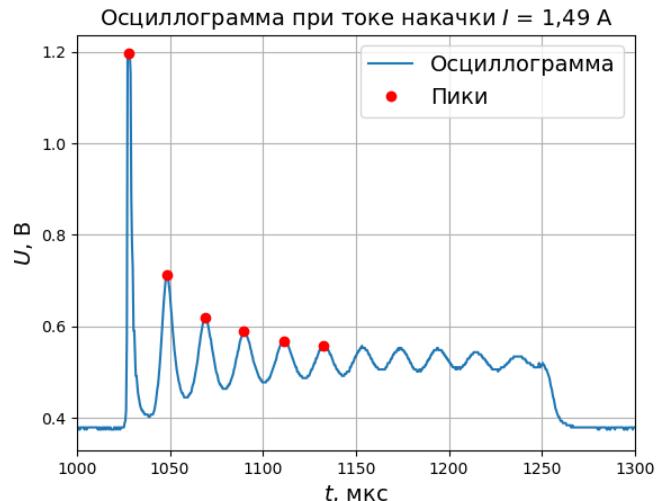
Рис. 2: Графики зависимости $P_{\text{излуч}}(P_{\text{накач}})$: 2а – интерполяция по первым пятью точкам, 2б – интерполяция по всем точкам.

3.2 Исследование релаксационных колебаний.

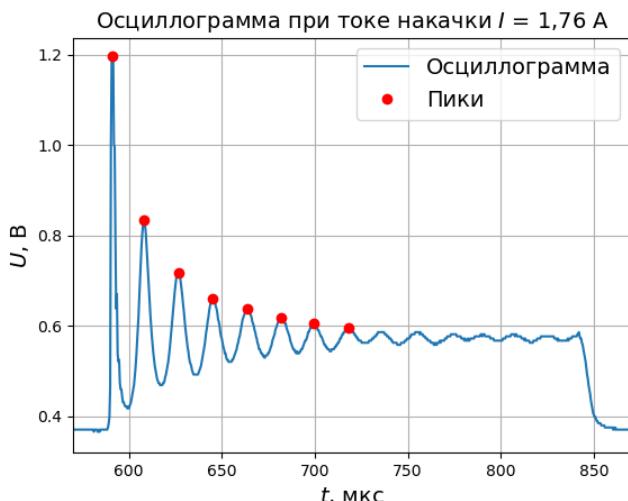
Включим генератор импульсов и будем создавать импульсы тока накачки $I = I_0 \pm \delta I$. Количество фотонов в резонаторе будет при этом испытывать релаксационные колебания. Рассмотрим осциллограммы сигналов релаксационных колебаний при различных значениях I_0 – рисунок 3.



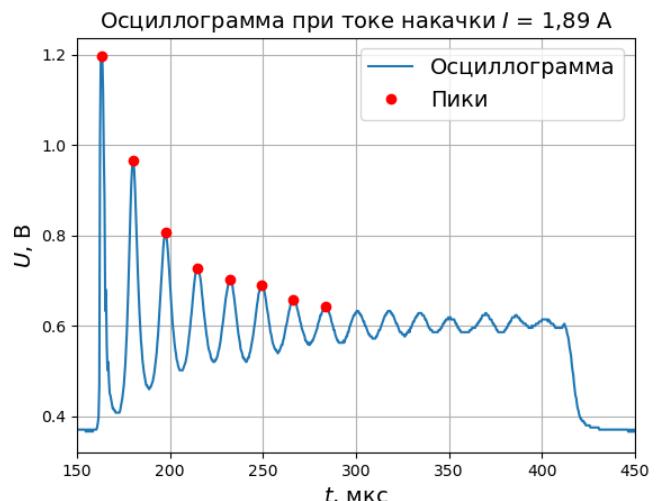
(а)



(б)



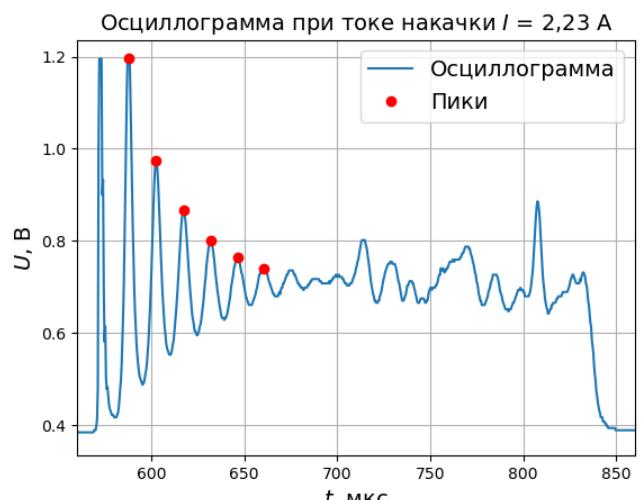
(в)



(г)



(д)



(е)

Рис. 3: Оциллограммы релаксационных колебаний в резонаторе.

Выделим первые несколько пиков на осциллограмме в каждом случае. Среднее значение расстояния между пиками при заданном токе накачке – период релаксационных колебаний T . Погрешность определения периода релаксационных колебаний σ_T определяется как среднеквадратичное отклонение

ние. Результаты этих вычислений представлены в таблице 2.

В этой же таблице приведены значения характерного времени затухания τ , полученные из следующих соображений: поскольку колебания затухающие, интерполируем фронт затухающей экспонентой $U(t) = U_0 e^{-t/\tau}$. На рисунках За-Зе точки, по которым производилась интерполяция, отмечены красными маркерами. Логарифмируя, получим $\ln U(t) = \ln U_0 - \frac{t}{\tau}$. Тогда характерное время затухания τ может быть найдено как $\tau = -\frac{1}{k}$, где k – коэффициент наклона графика зависимости $t(\ln U)$.

| № | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|-------------------------|-------|-------|-------|------|-------|-------|
| I, A | 1,19 | 1,49 | 1,76 | 1,89 | 2,03 | 2,23 |
| x | 1,31 | 1,64 | 1,93 | 2,08 | 2,23 | 2,45 |
| $T, \text{ мкс}$ | 27,18 | 20,97 | 18,16 | 17,2 | 15,62 | 14,52 |
| $\sigma_T, \text{ мкс}$ | 0,85 | 0,46 | 0,66 | 0,25 | 0,45 | 0,37 |
| $\tau, \text{ мкс}$ | 241 | 162 | 220 | 213 | 115 | 158 |

Таблица 2: Результаты измерения T и τ при различных значениях I .

По данным таблицы 2 построим график зависимости частоты релаксационных колебаний $\nu = \frac{1}{T}$ от превышения над порогом $x = \frac{I}{I_{\text{порог}}}$. График представлен на рисунке 4.

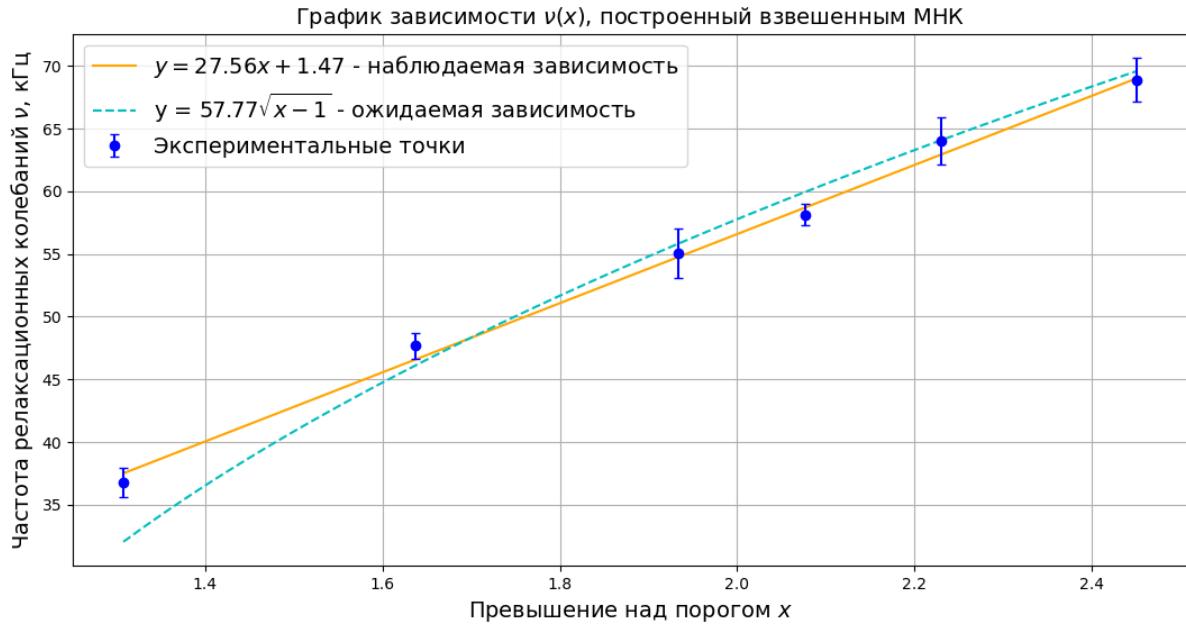


Рис. 4: График зависимости $\nu(x)$.

Из формулы (12):

$$\frac{1}{\sqrt{\tau_{\text{фотона}} \tau_{\text{уровня}}}} = \frac{\omega}{\sqrt{x-1}} = 2\pi \frac{\nu}{\sqrt{x-1}} \equiv 2\pi \cdot k,$$

где k – коэффициент наклона графика на рисунке 4. Тогда

$$\tau_{\text{фотона}} = \frac{1}{(2\pi k)^2 \tau_{\text{уровня}}} = \frac{1}{(2\pi \cdot 57,77 \cdot 10^3 \text{ Гц})^2 \cdot (800 \cdot 10^{-6} \text{ с})} \approx 9 \text{ нс}$$

3.3 Нахождение пиков релаксационного шума в спектре.

В режиме анализа спектра при различных значениях тока накачки I будем находить пики релаксационного шума и измерять их положение ν . Результаты измерений приведены в таблице 3.

| № | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|--------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------|-------|-------|
| $I, \text{ A}$ | 1,18 | 1,28 | 1,39 | 1,47 | 1,56 | 1,64 | 1,75 | 1,84 | 1,97 | 2,08 |
| x | 1,30 | 1,41 | 1,53 | 1,62 | 1,71 | 1,80 | 1,92 | 2,02 | 2,16 | 2,29 |
| $\nu, \text{ кГц}$ | 22,25 | 27,86 | 31,52 | 33,72 | 37,14 | 38,85 | 42,02 | 45,7 | 49,35 | 51,54 |

Таблица 3: Результаты измерения частот пиков релаксационного шума при различных значениях I .

По данным таблицы 3 построим график зависимости частоты релаксационных колебаний ν от превышения над порогом $x = \frac{I}{I_{\text{порог}}}$. График представлен на рисунке 5.

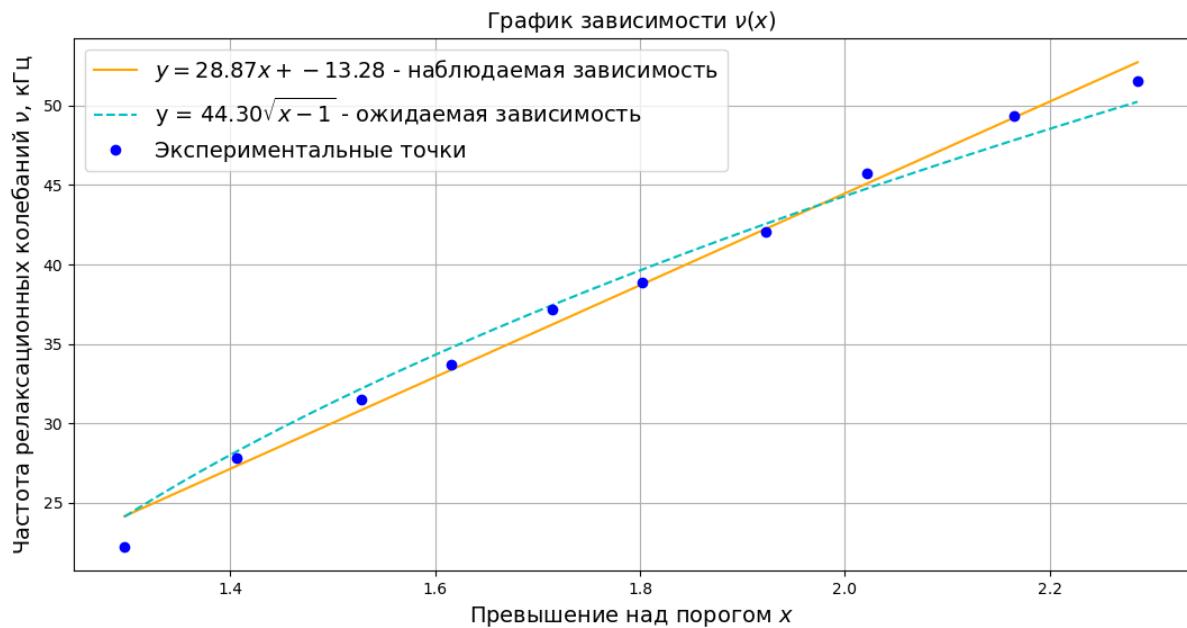


Рис. 5: График зависимости $\nu(x)$.

Из формулы (12):

$$\frac{1}{\sqrt{\tau_{\text{фотона}}\tau_{\text{уровня}}}} = \frac{\omega}{\sqrt{x-1}} = 2\pi \frac{\nu}{\sqrt{x-1}} \equiv 2\pi \cdot k,$$

где k – коэффициент наклона графика на рисунке 5. Тогда

$$\tau_{\text{фотона}} = \frac{1}{(2\pi k)^2 \tau_{\text{уровня}}} = \frac{1}{(2\pi \cdot 44,3 \cdot 10^3 \text{ Гц})^2 \cdot (800 \cdot 10^{-6} \text{ с})} \approx 16 \text{ нс}$$

3.4 Определение частоты биения продольной моды.

Расстояние между двумя продольными модами в резонаторе волоконного лазера:

Условие синфазного сложения двух волн: $\Delta_{\text{оптич}} = \lambda \Rightarrow 2nL = \lambda = \frac{c}{\nu} \Rightarrow$

$$\Rightarrow \Delta\nu = \frac{c}{2nL} = 2 \cdot 10^7 \text{ Гц} = 20 \text{ МГц}, \text{ при } n = \frac{3}{2} \text{ и } L = 5 \text{ м.}$$

В режиме анализа спектра найдем частоту биения последней продольной моды $\Delta\nu$. На рисунке 6 данное значение отмечено зеленым маркером: $\Delta\nu = 20,03 \text{ МГц}$. По полученному значению уточним длину резонатора, полагая $n = \frac{3}{2}$:

$$L_{\text{эксп}} = \frac{c}{2n\Delta\nu} = 4,9925 \text{ м} = 4 \text{ м } 99 \text{ см } 25 \text{ мм}$$

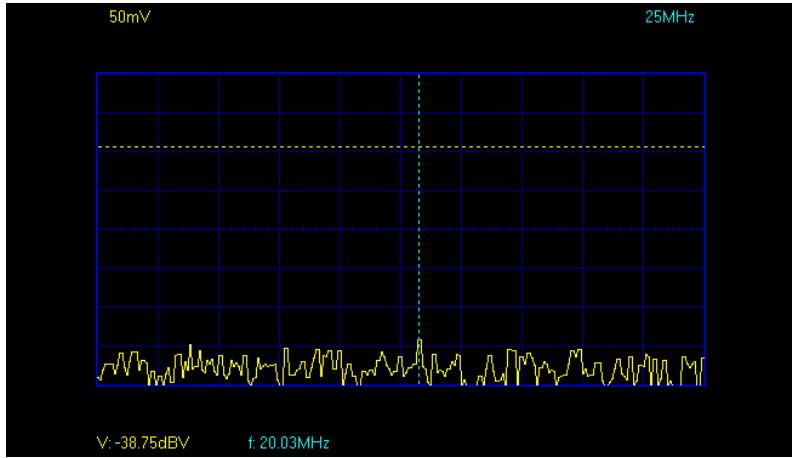


Рис. 6: Пик продольной моды на частоте 20 МГц.

4 Обсуждение результатов.

4.1 Измерение зависимости мощности лазера от тока накачки.

На рисунке 2 можно заметить различие в коэффициентах наклона и сдвиге по оси ординат двух участков линейной зависимости. Изменение происходит между 5 и 6 точками при $P_{\text{накач}} \sim 9$ Вт, т.е. при $I \sim 1,5$ А. Это связано с тем, что измеритель энергии лазерного излучения имеет три шкалы измерения, в том числе две шкалы $1,5 \div 15$ Дж и $15 \div 150$ В. Судя по всему, коэффициенты перевода κ для этих двух шкал не равны. В нашем случае переключение шкал произошло как раз между 5 и 6 измерением.

Согласно данным ru.wikipedia.org КПД однополяризационного волоконного лазера может составлять порядка 25%. Полученный нами $\eta = 12,45\%$ не превышает этого значения.

4.2 Исследование релаксационных колебаний.

Несовпадение точек на рисунке 4 с ожидаемой зависимостью, описываемой формулой (12), возможно связано с некорректной работой осциллографа или нестационарным режимом генерации импульсов – при наблюдении осциллограммы в течение более длительного времени наблюдались дефекты, подобные дефектам сигнала на рисунках Зд и Зе.

Характерное время затухания релаксационных колебаний составляет $100 \div 250$ мкс. Причины хаотичности зависимости $\tau(I)$, наблюданной в таблице 2, установить не удалось.

Теоретическое значение времени жизни фотона в резонаторе может быть оценено как:

$$\tau_{\text{фотона}} = -\frac{2L}{c \cdot \ln(1-T)} \approx 150 \text{ нс}, \quad (13)$$

где $L = 5$ м, $T = 0,2$ – коэффициент пропускания зеркала резонатора.

Данное значение не совпадает с полученным нами значением $\tau_{\text{фотона}} \approx 9$ нс. Возможно, это связано с неточностью оценки времени жизни уровня $\tau_{\text{уровня}}$: если бы $\tau_{\text{уровня}}$ было 80 мкс (в 10 раз меньше заявленного в описании к работе), то полученное нами значение совпадало бы с теоретическим значением по порядку величину.

Отметим, что наблюдаемое число полных релаксационных колебаний (7) на рисунке 3а согласуется с результатом $N_{\text{колебаний}} = 6$.

4.3 Нахождение пиков релаксационного шума в спектре.

Точки на рисунке 5 уже лучше описываются ожидаемой зависимостью, задаваемой формулой (12), чем на рисунке 4. Однако, совпадение все же не идеальное – это может быть связано с низ-

кой точностью проводимых измерений. На осциллографе в режиме анализа спектров наблюдается довольно широкий и зашумленный пик, что мешает его локализации. Тем не менее, характер зависимости все же просматривается.

Теоретическое значение времени жизни фотона в резонаторе может быть оценено как:

$$\tau_{\text{фотона}} = -\frac{2L}{c \cdot \ln(1 - T)} \approx 150 \text{ нс},$$

где $L = 5 \text{ м}$, $T = 0,2$ – коэффициент пропускания зеркала резонатора.

Данное значение не совпадает с полученным нами значением $\tau_{\text{фотона}} \approx 16 \text{ нс}$. Возможно, это связано с неточностью оценки времени жизни уровня $\tau_{\text{уровня}}$: если бы $\tau_{\text{уровня}}$ было 80 мкс (в 10 раз меньше заявленного в описании к работе), то полученное нами значение было бы очень близко к теоретическому.

4.4 Определение частоты биения продольной моды.

Пик продольной моды едва различим среди шума на рисунке 6. Его положение мало отличается от теоретического и дает пренебрежимо малую поправку в значение длины волокна. Поэтому данное различие следует считать случайным, учитывая соотношение амплитуды пика и амплитуды шумов.

5 Заключение.

В работе исследованы релаксационные колебания в волоконном лазере при его ступенчатой накачке; получены зависимости мощности излучения волоконного лазера от мощности накачки и частоты релаксационных колебаний от превышения над порогом; вычислены значения пороговой мощности накачки, коэффициента полезного действия волоконного лазера и времени жизни фотонов в его резонаторе.

6 Дополнительные вопросы и задачи.

11. Температура и штарковское расщепление.

Пусть штарковское расщепление уровней рабочего перехода $\xi \sim 500 \text{ см}^{-1}$. Тогда

$$E = \hbar\omega = \hbar c \frac{2\pi}{\lambda} \sim k_B T \Rightarrow T = \frac{2\pi\hbar c}{k_B} = \frac{hc}{\lambda k_B} = \frac{hc}{k_B} \xi = 720 \text{ К} \quad (14)$$

12. Сравнение характеристик различных лазеров.

В таблице 4 приведены значения различных характеристик 4 лазеров. Время жизни фотона $\tau_{\text{фотона}}$ вычисляется по формуле (13), характерное время затухания t_0 – по формуле (11), частота релаксационных колебаний ω – по формуле (12), число релаксационных колебаний до затухания $N_{\text{колебаний}} = \frac{t_0}{T}$. Вычисления проведены для значения превышения над порогом $x = 1,1$.

| тип лазера | $L, \text{ м}$ | γ | $\tau_{\text{уровня}}$ | $\tau_{\text{фотона}}$ | t_0 | $\omega, \text{ рад/с}$ | ν | T | $N_{\text{колебаний}}$ |
|----------------------|-------------------|----------|------------------------|------------------------|---------|-------------------------|---------|---------|------------------------|
| He-Ne | 0,5 | 0,99 | 100 нс | 15 нс | 182 нс | $8,2 \cdot 10^6$ | 1,3 МГц | 768 нс | - |
| YAG:Nd ³⁺ | 0,5 | 0,97 | 230 мкс | 15 нс | 418 мкс | $171 \cdot 10^3$ | 27 кГц | 37 мкс | 14 |
| полупров. | $5 \cdot 10^{-4}$ | 0,5 | 1 нс | 15 пс | 1,8 нс | $2,6 \cdot 10^9$ | 0,4 ГГц | 2,4 пс | - |
| волоконный | 5 | 0,12 | 800 мкс | 150 нс | 1,45 мс | $29 \cdot 10^3$ | 4,6 кГц | 217 мкс | 6 |

Таблица 4: Сравнение характеристик различных лазеров.