

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. Колинко  
\_\_\_\_\_ Р.В. Волков  
\_\_\_\_\_ Н.А. Соколов  
\_\_\_\_\_ К.А. Виноградов  
(подпись, дата)

Работу принял, оценка

\_\_\_\_\_  
(подпись, дата, оценка)

Долгопрудный, 2024

# Содержание

<b>1</b>	<b>Цели работы</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Теоретические сведения.</b>	<b>2</b>
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
<b>3</b>	<b>Результаты измерений и обработка данных.</b>	<b>4</b>
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
<b>4</b>	<b>Обсуждение результатов.</b>	<b>9</b>
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
<b>5</b>	<b>Заключение.</b>	<b>10</b>
<b>6</b>	<b>Дополнительные вопросы и задачи.</b>	<b>10</b>

# 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 состояние.

Обеспечение инверсии активной среды является необходимой предпосылкой для реализации в лазере режима генерации. Коэффициент усиления  $\chi_1$  и  $\chi_2$  и коэффициент потерь описывается выражениями:

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

где  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  - сечение вынужденных переходов между рабочими уровнями и сечение поглощения на неактивных средах соответственно.

Активная среда лазера характеризуется линейными коэффициентами  $\chi_1$  и  $\chi_2$ . Распространение светового потока в активной среде хорошо описывается законами 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.

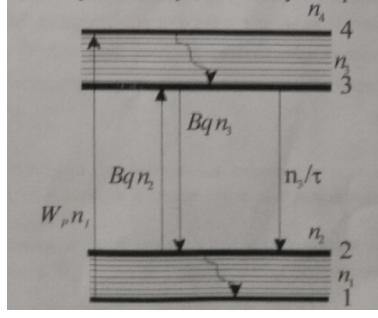


Рис. 1: Энергетическая схема квази-четырёхуровневого лазера

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:

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

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,  $\lambda$  - длина волны в генераторе,  $\gamma$  - 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

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

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  $V_a B N - 1/\tau_c > 0$ . 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  $\sigma$  - сечение перехода генерации,  $\gamma$  - 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 излучением, 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  $\dot{N} = \dot{q} = 0$

$$N_0 = \frac{1}{V_a B \tau_c} = N_c, \quad (7)$$

$$q_0 = V_a \tau_c \left[ W_p (N_t - N_0) - \frac{N_0}{\tau} \right]$$

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

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

Подстановка второго уравнения в первое с учетом  $B V_a N - \frac{1}{\tau_{фотона}} = 0$  дает квадратное уравнения. 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:

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

После преобразований можно получить формулы:

$$t_0 = 2\tau_{уровня}/x \quad (11)$$

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

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  $W_{излуч}$  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  $P_{накач} = U \cdot I$ . Перевод энергии излучения лазера  $W_{излуч}$  в мощность излучения  $P_{излуч}$  осуществляется через линейный коэффициент перевода  $P_{излуч} = \kappa W_{излуч}$ , где  $\kappa = (270 \pm 1, 8) \cdot 10^{-4} \frac{\text{Вт}}{\text{Дж}} = (27 \pm 0, 18) \frac{\text{мВт}}{\text{Дж}}$ .

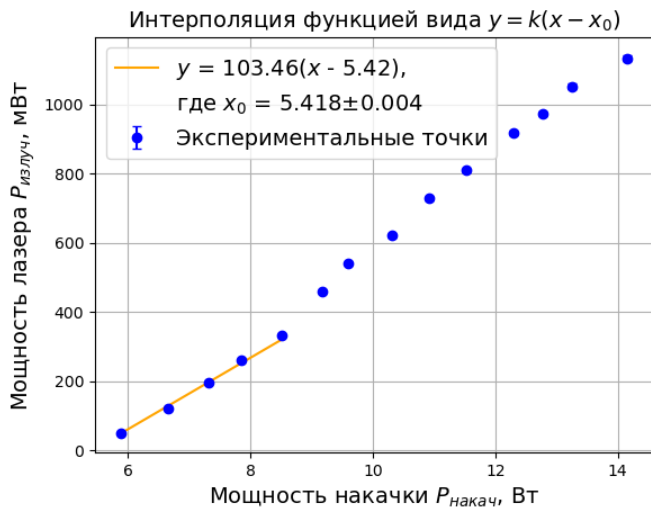
№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$W_{\text{излуч}}, \text{Дж}$	1,8	4,5	7,2	9,6	12,3	17	20	23	27	30	34	36	39	42
$I, \text{А}$	0,98	1,11	1,22	1,31	1,42	1,53	1,6	1,72	1,82	1,92	2,05	2,13	2,21	2,36

Таблица 1: Результаты измерений  $P$  при различных значениях  $I$ .

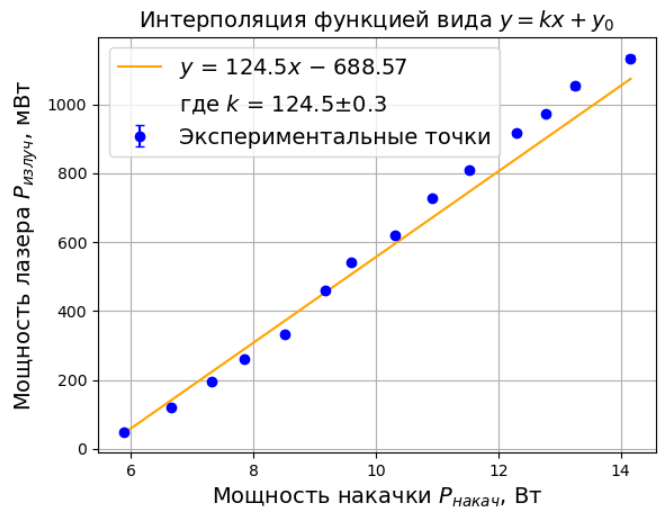
На рисунке 2а представлен график зависимости  $P_{\text{излуч}}(I)$ , построенный по данным таблицы 1. По первым пяти точкам методом *scipy.optimize.curve\_fit* проведена интерполяция прямой вида  $y = k(x - x_0)$ . Точка пересечения этой прямой с осью абсцисс соответствует пороговой мощности накачки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

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:

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



(а)

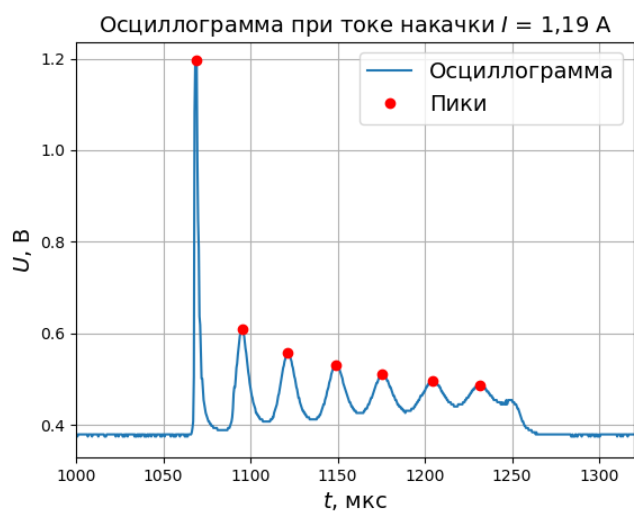


(б)

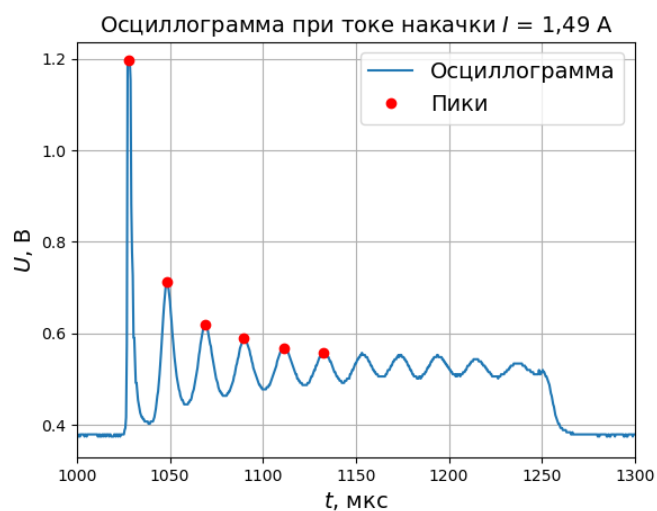
Рис. 2: Графики зависимости  $P_{\text{излуч}}(P_{\text{накач}})$ : 2а – интерполяция по первым пяти точкам, 2б – интерполяция по всем точкам.

## 3.2 Исследование релаксационных колебаний.

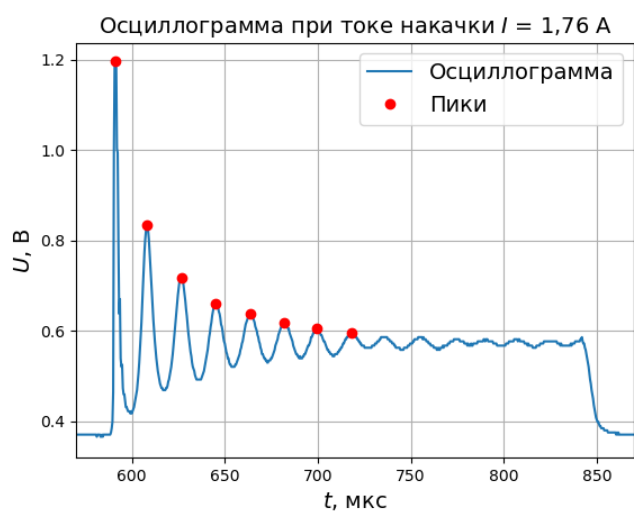
Включим генератор импульсов и будем создавать импульсы тока накачки  $I = I_0 \pm \delta I$ . Количество фотонов в резонаторе будет при этом испытывать релаксационные колебания. Рассмотрим осциллограммы сигналов релаксационных колебаний при различных значениях  $I_0$  – рисунок 3.



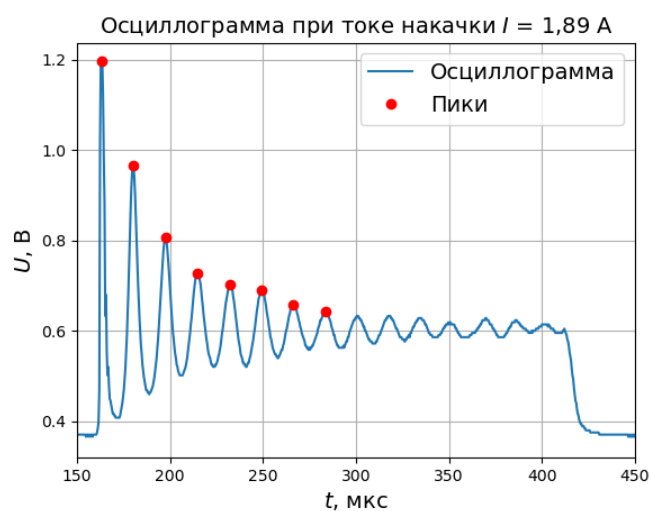
(а)



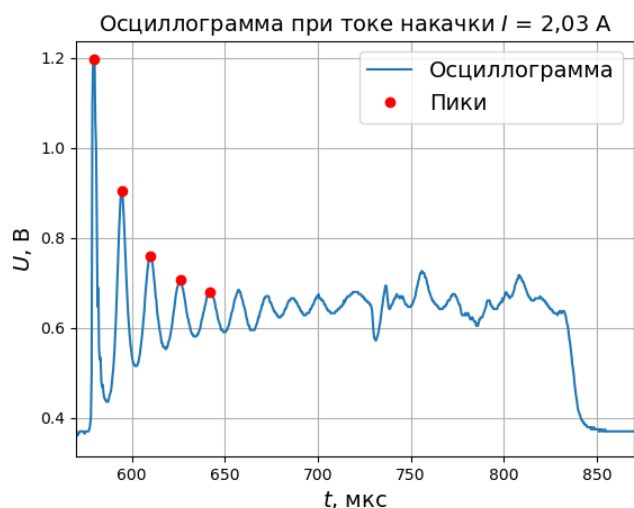
(б)



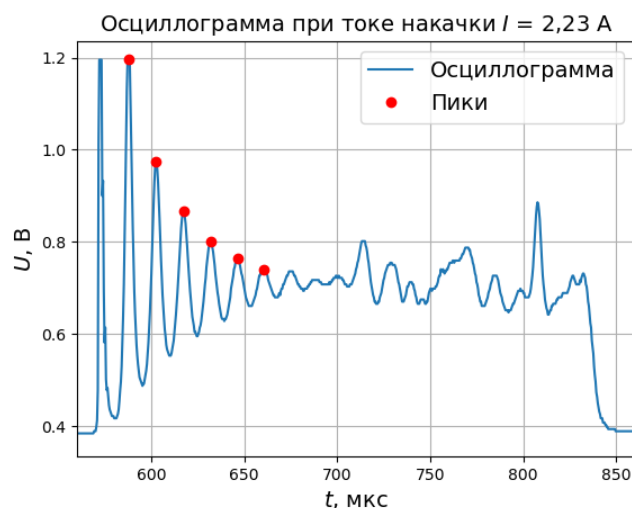
(в)



(г)



(д)



(е)

Рис. 3: Осциллограммы 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  $\sigma_T$  определяется как среднеквадратичное отклоне-

ние. Результаты этих вычислений представлены в таблице 2.

В этой же таблице приведены значения характерного времени затухания  $\tau$ , полученные из следующих соображений: поскольку колебания затухающие, интерполируем фронт затухающей экспоненты  $U(t) = U_0 e^{-t/\tau}$ . На рисунках 3а-3е точки, по которым производилась интерполяция, отмечены красными маркерами. Логарифмируя, получим  $\ln U(t) = \ln U_0 - \frac{t}{\tau}$ . Тогда характерное время затухания  $\tau$  может быть найдено как  $\tau = -\frac{1}{k}$ , где  $k$  – коэффициент наклона графика зависимости  $t(\ln U)$ .

№	1	2	3	4	5	6
$I$ , А	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
$T$ , мкс	27,18	20,97	18,16	17,2	15,62	14,52
$\sigma_T$ , мкс	0,85	0,46	0,66	0,25	0,45	0,37
$\tau$ , мкс	241	162	220	213	115	158

Таблица 2: Результаты измерения  $T$  и  $\tau$  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.

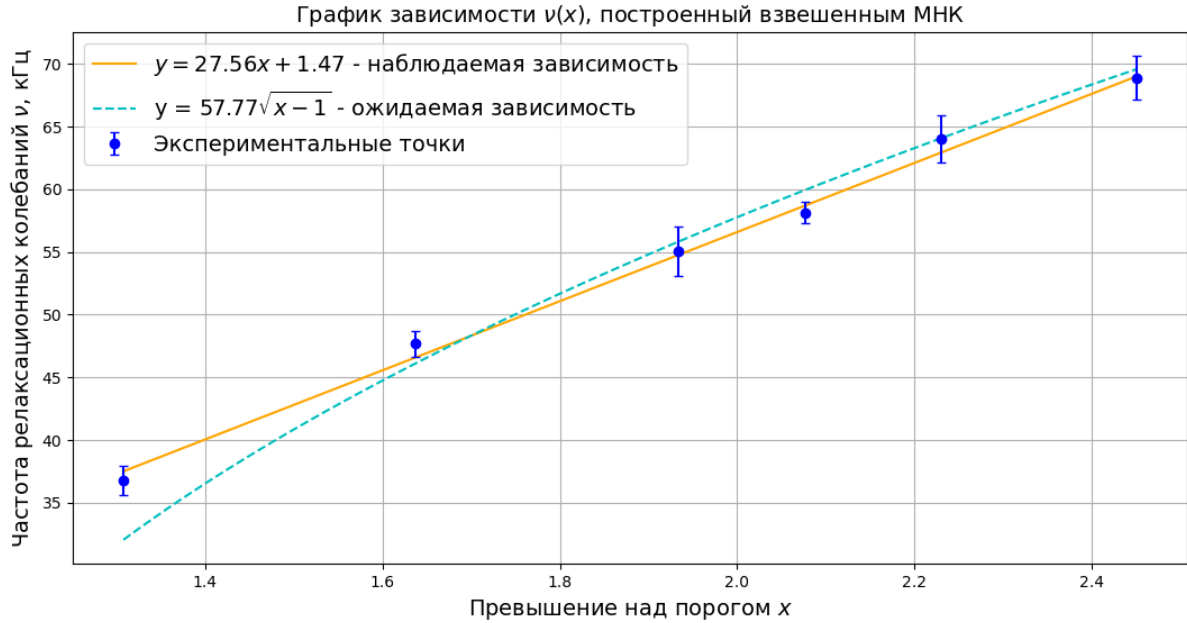


Рис. 4: График зависимости  $\nu(x)$ .

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  $\nu$ . Результаты измерений приведены в таблице 3.



№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$I$ , А	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
$\nu$ , 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  $\nu$  от превышения над порогом  $x = \frac{I}{I_{\text{порог}}}$ . График представлен на рисунке 5.

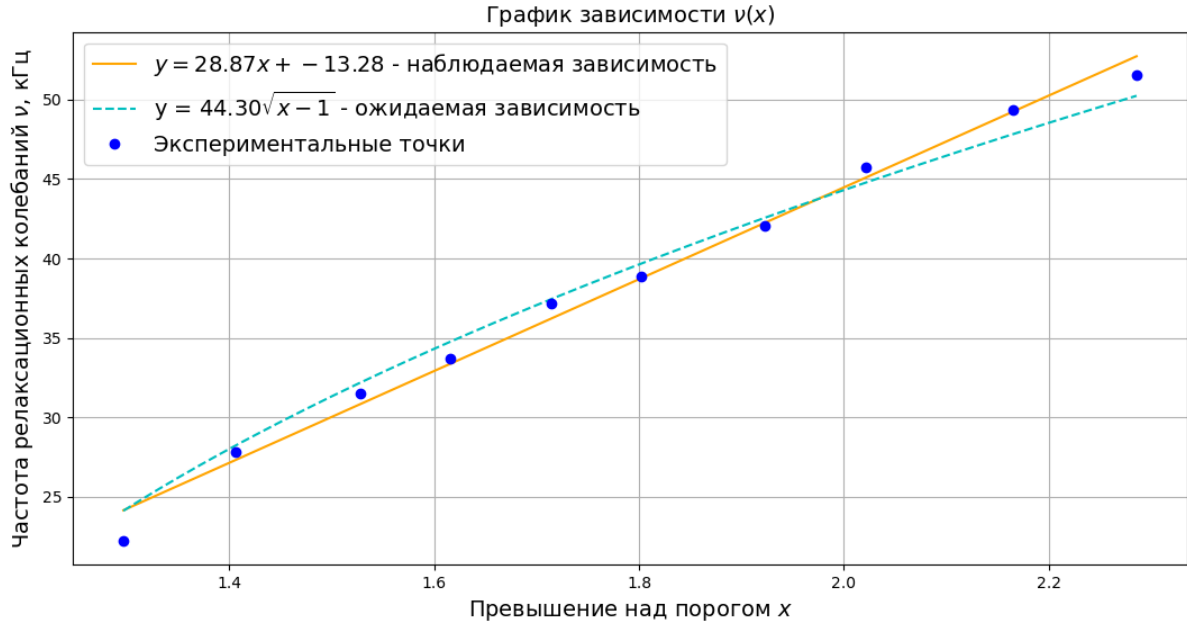


Рис. 5: График зависимости  $\nu(x)$ .

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:

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

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

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  $n = \frac{3}{2}$ :

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

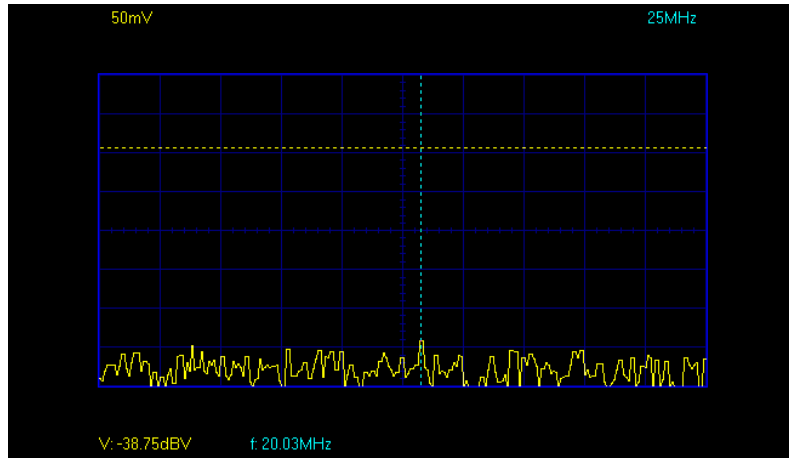


Рис. 6: Пик продольной моды на частоте 20 МГц.

## 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  $\kappa$  для этих двух шкал не равны. В нашем случае переключение шкал произошло как раз между 5 и 6 измерением.

Согласно данным [ru.wikipedia.org](http://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 3д и 3е.

Характерное время затухания релаксационных колебаний составляет  $100 \div 250$  мкс. Причины хаотичности зависимости  $\tau(I)$ , наблюдаемой 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 величины.

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  $\omega$  – 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	$L, \text{ м}$	$\gamma$	$\tau_{\text{уровня}}$	$\tau_{\text{фотона}}$	$t_0$	$\omega, \text{ рад/с}$	$\nu$	$T$	$N_{\text{колебаний}}$
He-Ne	0,5	0,99	100 нс	15 нс	182 нс	$8,2 \cdot 10^6$	1,3 МГц	768 нс	-
YAG:Nd <sup>3+</sup>	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.