

Расчетно-экспериментальная оценка реакции волоконного лазера на импульсное воздействие тормозного излучения

© С.М. Дубровских, О.В. Ткачев, В.П. Шукайло, А.Н. Слобожанин, А.Н. Афанасьев

Российский федеральный ядерный центр — всероссийский научно-исследовательский институт им. акад. Е.И. Забабахина,
456770 Снежинск, Челябинская обл., Россия
e-mail: S.M.Dubrovskikh@vniitf.ru

Поступило в Редакцию 3 марта 2023 г.

В окончательной редакции 1 июня 2023 г.

Принято к публикации 7 июля 2023 г.

Проведены эксперименты по исследованию обратимого радиационно-наведенного поглощения в активной сердцевине иттербиевого волокна с двойной оболочкой и реакции лазера на его основе при воздействии импульсного тормозного излучения. Получено, что время потери работоспособности лазера при импульсном облучении возрастает с повышением мощности поглощенной дозы тормозного излучения и уменьшением мощности накачки лазера и достигает величин ~ 1 ms. Анализ экспериментальных результатов показывает, что реакция лазера на воздействие импульса тормозного излучения определяется радиационно-наведенными потерями в активной сердцевине волокна. Предложен расчетно-экспериментальный способ оценки радиационной реакции лазера по результатам исследований активной среды.

Ключевые слова: волоконный лазер, тормозное излучение, иттербиевое волокно, радиационно-наведенное поглощение, импульсное облучение.

DOI: 10.21883/JTF.2023.09.56224.35-23

Введение

В настоящее время наблюдается активное развитие волоконных лазеров с диодной накачкой. Высокий КПД и качество лазерного излучения, малые габаритно-массовые характеристики делают данный вид лазеров предпочтительным для применения в специализированных областях техники: космических аппаратах, системах ядерной энергетики и др. Применение в данных областях предполагает наличие информации о стойкости к воздействию ионизирующего излучения (ИИ).

С точки зрения анализа воздействия ИИ на лазерные системы, волоконный лазер с диодной накачкой можно представить в виде трех основных составляющих: блока питания и системы управления (радиоэлектронная аппаратура, (РЭА)); системы накачки (лазерные диоды); резонатора, включающего активную среду и волоконные брэгговские решетки (ВБР). Задача обеспечения требуемого уровня радиационной стойкости РЭА является традиционной и к разряду неразрешимых проблем не относится. Что касается системы накачки, то при облучении современных лазерных диодов импульсным тормозным или электронным излучением падения мощности выходного излучения не наблюдается — наоборот, в момент воздействия возникает радиационно-наведенная лазерная генерация [1,2]. На данный момент наибольшую трудность вызывает оценка чувствительности к ИИ оптических элементов лазера. Это связано с сильной зависимостью радиационных характеристик от

технологии производства, состава, условий проведения эксперимента и др. [3,4], что затрудняет использование литературных данных. Так же необходимо подчеркнуть, что представленные в публикуемых источниках данные, как правило, касаются эффектов, связанных с накопленной дозой ионизирующего излучения и практически не рассмотрены эффекты при импульсном воздействии ИИ.

Анализ работ по дозовым эффектам в активных волокнах, например [5], и брэгговских решетках, например, [6,7], говорит о том, что наиболее подверженным влиянию ИИ элементом лазера является активное волокно. Литературные данные [5], а также эксперименты, проведенные авторами по стационарному гамма-облучению иттербиевых волокон на изотопных источниках, свидетельствуют о том, что существенные изменения характеристик активного волокна при накоплении дозы ИИ связаны с ростом неселективных потерь активной сердцевины в диапазоне рабочих длин волн 1050–1100 nm.

Что касается исследований обратимых радиационных эффектов, то в печати встречаются единичные работы по эрбиевым волокнам [8] и отсутствуют по эффектам в волоконных лазерах. Таким образом, целью настоящей работы являлось определение реакции иттербиевого волоконного лазера в различных режимах работы на импульсное ИИ при вариации уровня нагружения и рассмотрение возможности ее расчетно-экспериментальной оценки.

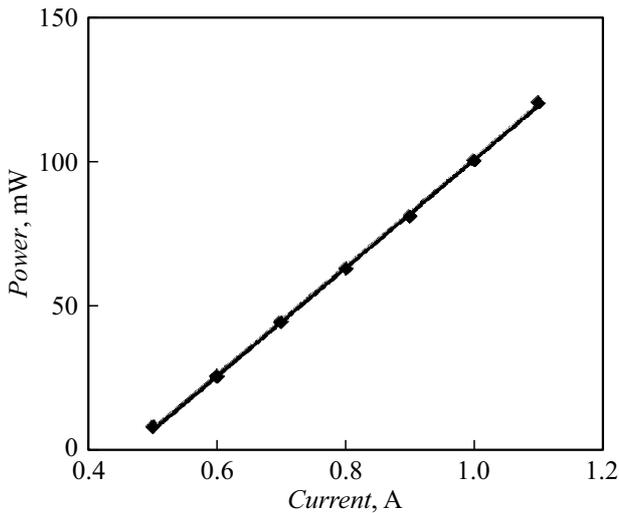


Рис. 1. ВтАХ волоконного лазера.

1. Методика эксперимента

1.1. Исследуемые образцы

В настоящей работе исследовали волоконный лазер на базе активного алюмосиликатного волокна с двойной оболочкой, легированного ионами иттербия (Yb^{3+}). Длина активного волокна составляла 4 м. Резонатор лазера был организован с помощью двух волоконных брэгговских решеток (ВБР) с коэффициентами отражения > 99 и 5% . В качестве непрерывного источника излучения накачки с длиной волны 975 нм использовали специализированный блок лазерных диодов накачки. Ватт-амперная характеристика (ВтАХ) исследуемого волоконного лазера представлена на рис. 1. Длина волны выходного излучения составляла 1082 нм.

Лазер работал в пиковом режиме [9], длительность и период пиков носили регулярный характер и составляли 10 и 25 μs соответственно (см. далее, рис. 3).

Дополнительно в настоящей работе исследовали отдельно активное волокно из той же партии, на базе которого был изготовлен лазер. Длина волокна составляла 4 м.

1.2. Источник ионизирующего излучения. Дозиметрия

Источником импульсного ионизирующего излучения являлся ускоритель электронов, работающий в режиме генерации тормозного излучения длительностью ~ 30 нс, средняя энергия фотонов составляла ~ 1 МэВ.

Форму импульса тормозного излучения контролировали с помощью полупроводникового детектора [10]. С помощью термолюминесцентных детекторов в месте размещения образцов осуществляли контроль экспозиционной дозы тормозного излучения с погрешностью не более $\pm 20\%$ в каждом пуске ускорителя. При этом,

согласно расчетным оценкам, поглощенная доза ИИ в материале волокна (SiO_2) в пределах погрешности численно равна экспозиционной дозе, регистрируемой детекторами.

1.3. Измерительные методики

При облучении волоконного лазера контролировали относительное изменение его выходной мощности, схема измерений представлена на рис. 2. Облучению подвергали только оптическую часть лазера, при этом радиационная нагрузка на брэгговские решетки за счет геометрии эксперимента была на два порядка снижена по сравнению с нагрузкой на активное волокно.

При облучении волоконного лазера варьировали мощность воздействия ИИ и мощность накачки лазера, которая пропорциональна току накачки лазерных диодов.

При исследовании отдельно активного волокна контролировали относительное изменение светопропускания активной сердцевины волокна во время и непосредственно после импульса воздействия. Исследования проводили на трех длинах волн: 1.08, 1.31 и 1.55 μm . При проведении экспериментов облучаемое активное волокно сворачивали в бухту диаметром 5 см и располагали непосредственно под анодом ускорителя. В качестве источника сканирующего излучения с длиной волны 1.08 μm использовали волоконный лазер мощностью ≈ 100 мВт, с длинами волн 1.31 и 1.55 μm — оптический тестер (мощность ≈ 1 мВт). Транспорт излучения от тестирующего источника до исследуемого волокна и от него к фотоприемнику осуществляли с помощью транспортного волокна. В качестве фотоприемника использовали обратносмещенный фотодиод с полосой пропускания 200 МГц. Величину радиационно-наведенного поглощения (РНП) определяли, исходя из закона Бугера, по выражению

$$\Delta\alpha = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{P_{out}^{unirradiated}}{P_{out}^{irradiated}}\right), \quad (1)$$

где L — длина облучаемого отрезка волокна; $P_{out}^{unirradiated}$, $P_{out}^{irradiated}$ — мощность оптического излучения на выходе волокна до и после облучения.

2. Результаты эксперимента

2.1. Влияние импульса тормозного излучения на работу волоконного лазера

На рис. 3 показана характерная реакция волоконного лазера на импульсное воздействие тормозного излучения при номинальном режиме работы лазера (ток I потребления лазерных диодов накачки составлял 1 А) и максимальном уровне нагружения (экспозиционная доза в импульсе $D_{imp} \approx 250$ Gy). Стрелкой на рис. 3 и на последующих осциллограммах обозначен момент воздействия импульса ИИ.

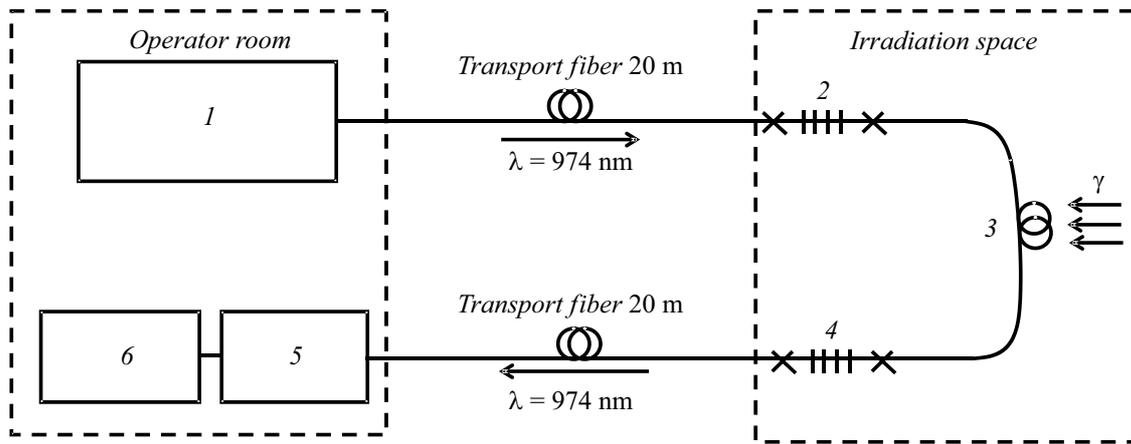


Рис. 2. Схема проведения эксперимента по исследованию влияния импульсного радиационного облучения на выходную мощность волоконного лазера: 1 — блок лазерных диодов накачки; 2 — „глухая“ ВБР; 3 — активное волокно; 4 — полупрозрачная ВБР (5%); 5 — фотодиод; 6 — цифровой осциллограф.

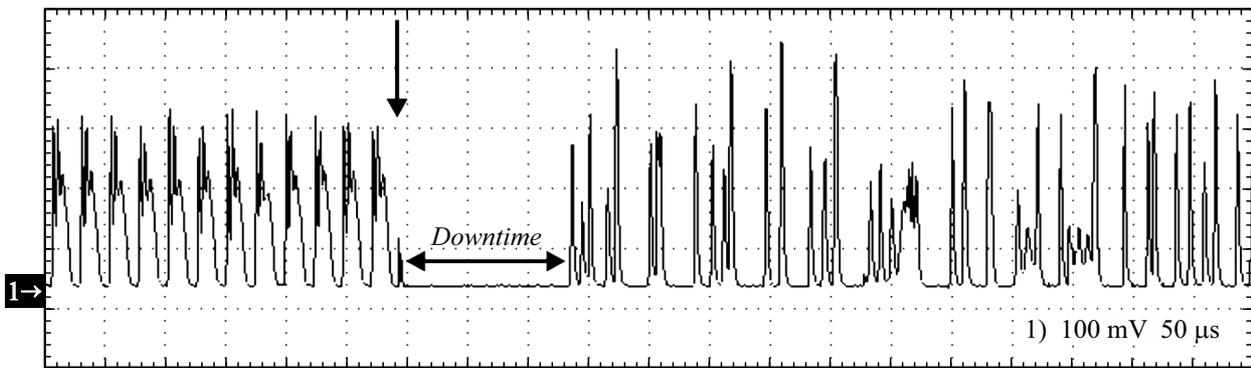


Рис. 3. Реакция волоконного лазера на импульс тормозного излучения: $D_{imp} \approx 250 \text{ Gy}$, $I = 1 \text{ A}$, временная развертка $50 \mu\text{s}/\text{div}$.

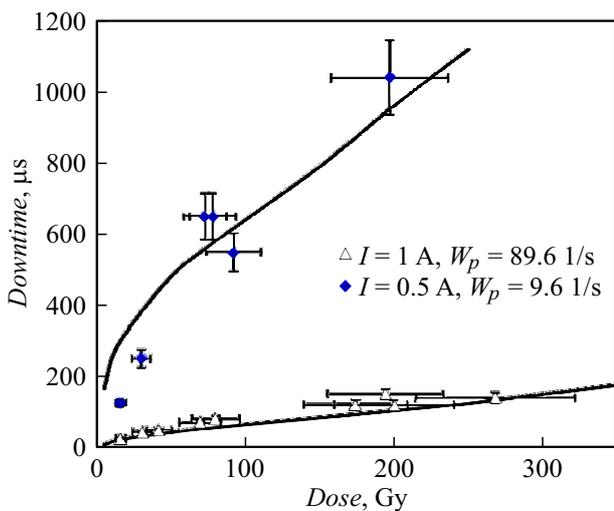


Рис. 4. Зависимость ВПР (Downtime) волоконного лазера от экспозиционной дозы в импульсе: точки — эксперимент, линия — расчетная оценка.

Из представленной на рис. 3 осциллограммы видно, что после воздействия импульса тормозного излучения лазерная генерация прекращается, затем, спустя $150 \mu\text{s}$, наблюдается восстановление работоспособности лазера, при этом форма выходных импульсов и частота изменяются. Измерения через минуту после воздействия показали, что форма выходных импульсов восстанавливается. По полученным осциллограммам определяли время потери работоспособности лазера (ВПР) как промежуток времени, в течение которого генерация отсутствовала (рис. 3). Результаты обработки показали, что ВПР зависит от величины экспозиционной дозы в импульсе и мощности накачки. На рис. 4 представлены зависимости ВПР лазера от дозы в импульсе, полученные при режиме работы лазера, близком к пороговому ($I = 0.5 \text{ A}$), и номинальном режиме ($I = 1 \text{ A}$). Экспериментальные зависимости в исследованном диапазоне несут логарифмический характер. Уровень бессбойной работы лазера вне зависимости от режима работы составляет примерно 10 Gy за импульс ($3 \cdot 10^8 \text{ Gy/s}$).

Как видно из представленных на рис. 4 зависимостей, ВПР лазера существенно зависит от тока накачки

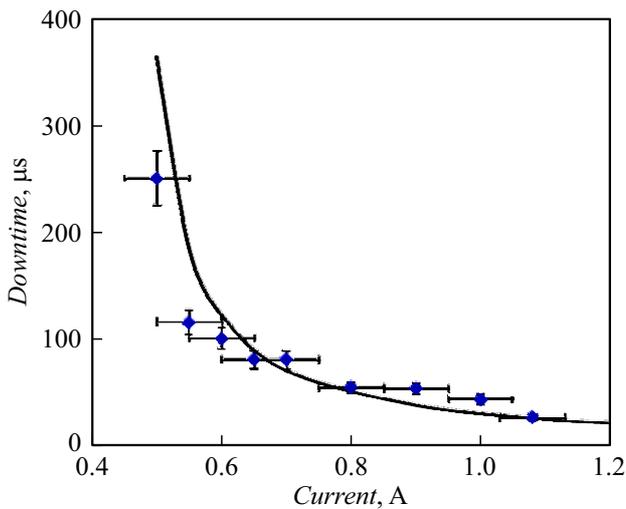


Рис. 5. Зависимость ВПР (Downtime) волоконного лазера от тока накачки, $D_{imp} \approx 25$ Gy: точки — эксперимент, линия — расчетная оценка.

лазерных диодов: при увеличении тока потребления от 0.5 до 1 А ВПР лазера уменьшается примерно на порядок. Зависимость ВПР лазера от тока накачки при постоянной дозе в импульсе $D_{imp} \approx 25$ Gy представлена на рис. 5.

2.2. Радиационно-наведенное поглощение в активной сердцевине волокна при импульсном облучении

Эксперименты показали, что в активной сердцевине волокна величина потерь оптического сигнала и время релаксации светопропускания (до секундных времен) при вариации длины волны сканирующего излучения (1.08, 1.31 и 1.55 μm) и мощности оптического сигнала (1 и 100 mW) в пределах погрешности измерений не различаются.

На рис. 6 представлены осциллограммы уменьшения светопропускания активной сердцевины волокна в момент воздействия импульса тормозного излучения длительностью 25 ns и дозой в импульсе ≈ 250 Gy.

Из рис. 6 видно, что в момент воздействия сердцевины волокна полностью теряет свою пропускную способность. После импульса воздействия наблюдается частичное восстановление пропускной способности волокна, причем длительность релаксационных процессов значительно превышает длительность импульса воздействия. Помехи, наблюдаемые на сигнале „1“ за 2 μs до и в течение 2 μs после импульса воздействия (осциллограмма с разверткой 1 $\mu\text{s}/\text{div}$), вызваны сопутствующим электромагнитным излучением ускорителя электронов, наведенным на открытых частях фотоприемника, линиях связи и входных трактах осциллографа, расположенных в приборном боксе. По результатам обработки осциллограмм построены зависимости относительного светопро-

пускания сердцевины волокна от экспозиционной дозы непосредственно в момент воздействия импульса ИИ и через 0.2 s после (рис. 7).

Из рис. 7 видно, что при дозе в импульсе более 200 Gy в момент воздействия сердцевина волокна полностью теряет пропускную способность. В течение 0.2 s после импульса тормозного излучения величина относительного коэффициента пропускания существенно восстанавливается.

При контроле относительного коэффициента пропускания сердцевины волокна в течение больших времен (минуты) наблюдается различие в скорости релаксации светопропускания при изменении мощности излучения. При мощности пропускаемого через сердцевину волокна излучения ~ 100 mW скорость релаксации в два раза выше, чем при мощности ~ 1 mW. По всей видимости, данное различие связано с наличием эффекта фотостимулированного отжига созданных ионизирующим излучением центров окраски, который проявляет себя сильнее при большей мощности сканирующего источника. Данный эффект наблюдается в некоторых облученных лазерных кристаллах и волокнах [11,12].

3. Анализ результатов эксперимента

3.1. Балансные уравнения лазерной системы с учетом радиационного воздействия

Для анализа данных по влиянию импульсного облучения на реакцию волоконного лазера рассмотрим систему балансных уравнений для квазидвухуровневой системы, описывающих плотность населенности рабочих уровней и плотность фотонов в резонаторе [13]. Применение квазидвухуровневого приближения к иттербиевым активным средам является стандартным [14], и переход к нему последовательно доказан в работе [15].

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = W_p(N_1 - N_2) - \frac{N_2}{\tau} - N_2\sigma c\Phi, \\ \frac{d\Phi}{dt} = N_2\sigma c\Phi - \frac{\Phi}{\tau_{rez}}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь N_2 — населенность рабочего уровня, [m^{-3}]; N_1 — концентрация ионов Yb^{3+} , $N_1 \approx 5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ [14,16]; W_p — скорость накачки, [s^{-1}]; Φ — концентрация фотонов в резонаторе, [m^{-3}]; τ — время жизни рабочего лазерного уровня, $\tau \approx 0.8$ ms [14,16]; c — скорость света в активной среде, [m/s]; σ — сечение вынужденного перехода, $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2$ [14,16]; τ_{rez} — время жизни фотона в резонаторе, [s].

В системе (2) первое уравнение описывает изменение заселенности рабочего уровня за счет процессов спонтанного и вынужденного излучения. Второе уравнение системы описывает изменение концентрации фотонов в резонаторе: первый член уравнения учитывает изменение концентрации фотонов за счет вынужденного излучения, второй описывает потери в резонаторе.

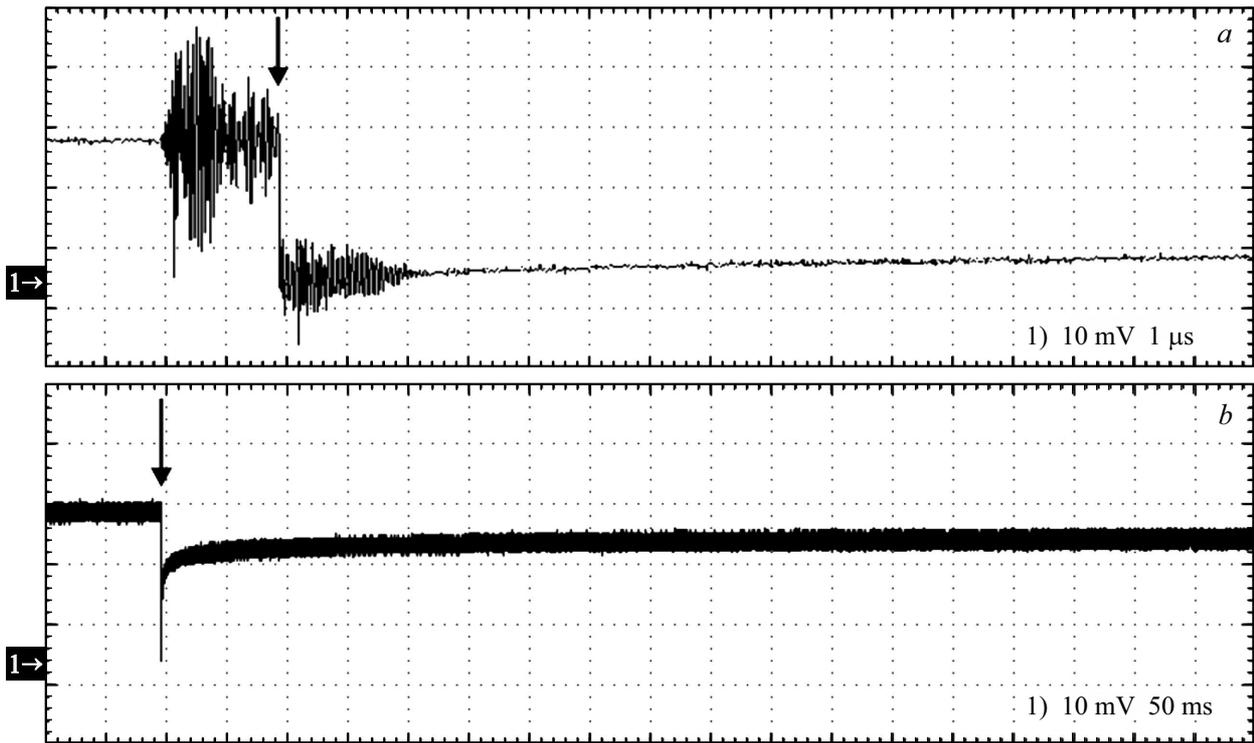


Рис. 6. Уменьшение светопропускания активной сердцевины волокна в момент воздействия импульса тормозного излучения при разной длительности интервала наблюдения, $D_{imp} \approx 250$ Gy: 1 — реакция волокна; 2 — форма импульса воздействия; *a* — временная развертка $1 \mu\text{s}/\text{div}$, *b* — временная развертка $50 \text{ms}/\text{div}$.

Время жизни фотона в резонаторе, согласно [9]:

$$\frac{1}{\tau_{rez}} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} = c\alpha_1 + c\alpha_2, \quad (3)$$

где первый член связан с потерями на зеркалах резонатора (в нашем случае на брэгговских решетках), второй, в самом общем случае, — с потерями в активной среде. Оценим величину потерь на брэгговских решетках [9]

$$\alpha_1 = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right),$$

где L — длина резонатора, $L = 4$ м; $R_1 = 0.99$ и $R_2 = 0.05$ — коэффициенты отражения „глухой“ и „полупрозрачной“ брэгговских решеток соответственно, тогда $\alpha_1 \approx 0.38 \text{ m}^{-1}$. Второй член выражения (3) отвечает за потери, связанные с поглощением лазерного излучения активной средой на длине волны генерации. Как показали измерения характеристик активного волокна до облучения, данный коэффициент для сердцевины волокна составляет величину $\approx 0.01 \text{ m}^{-1}$. Поскольку $\alpha_1 \gg \alpha_2$, при дальнейшем рассмотрении слагаемым α_2 можно пренебречь.

Таким образом, остается неопределенным параметр W_p . Он в нашем случае постоянен во времени и равен

$$W_p = k(I - I_{th}), \quad (4)$$

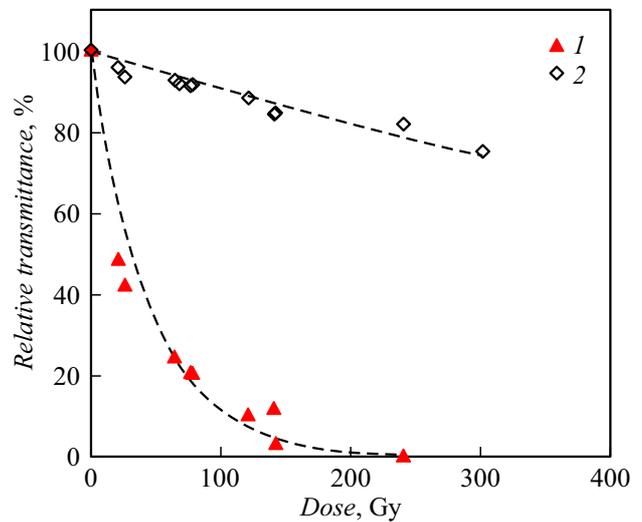


Рис. 7. Зависимость относительного коэффициента пропускания сердцевины волокна от экспозиционной дозы в импульсе: 1 — непосредственно в момент воздействия импульса ИИ; 2 — через 0.2 s после воздействия.

где I — ток накачки, [A]; I_{th} — пороговый ток, $I_{th} = 0.44$ A; $k [(\text{A} \cdot \text{s})^{-1}]$ — коэффициент эффективности накачки.

Для определения неизвестного коэффициента k рассмотрим выражение для выходной мощности излучения

лазера [13]:

$$P = S(I - R_2)h\nu c\Phi, \quad (5)$$

где S — площадь поперечного сечения выходного пучка, $[m^2]$, рассчитывается исходя из характерного диаметра моды используемого волокна ($\approx 8 \mu m$); $h\nu$ — энергия фотонов выходного излучения, $[J]$.

В (5) концентрацию фотонов в резонаторе Φ получаем из решения системы уравнений (2) для стационарного случая (при $t \rightarrow \infty$):

$$\Phi = \frac{W_p \tau (N_t \sigma / \alpha_1 - 1) - 1}{\sigma c \tau}. \quad (6)$$

Объединяя выражения (4)–(6), для выходной мощности имеем

$$P = S(1 - R_2)h\nu c \frac{\tau (N_t \sigma / \alpha_1 - 1) - 1}{\sigma c \tau} k(I - I_{th}). \quad (7)$$

Выражение (7), имеющее вид $|P = \text{const } k(I - I_{th})$, является аппроксимирующим выражением для ВТАХ. Экспериментальная ВТАХ волоконного лазера (рис. 1) удовлетворительно описывается выражением (7) при значении $k = 160 (A \cdot s)^{-1}$.

Как показано в экспериментальном разделе, потери, связанные с поглощением лазерного излучения активной средой на длине волны генерации, при радиационном воздействии возрастают, что связано с образованием в сердцевине волокна при воздействии ИИ центров окраски, которые поглощают излучение лазерной генерации. Влияние радиационного воздействия в системе уравнений (2) логично учесть ростом потерь в активной сердцевине волокна: $\frac{1}{\tau_{rec}} = c\alpha_1 + c\Delta\alpha$, где $\Delta\alpha$ — коэффициент радиационно-наведенных потерь в активной сердцевине волокна на длине волны генерации, $[m^{-1}]$.

Тогда можно преобразовать систему уравнений (2) к виду:

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = W_p(N_t - N_2) - \frac{N_2}{\tau} - N_2\sigma c\Phi, \\ \frac{d\Phi}{dt} = N_2\sigma c\Phi - c\Phi(\alpha_1 + \Delta\alpha). \end{cases} \quad (8)$$

Для решения системы уравнений (8) необходимо знать величину радиационно-наведенных потерь $\Delta\alpha$.

3.2. Радиационно-наведенные потери в сердцевине активного волокна

На рис. 8 на одном графике представлены данные с осциллограмм, полученных при дозе в импульсе 120 и 250 Gy (рис. 6), где изменение относительного коэффициента пропускания преобразовано по выражению (1) в радиационно-наведенное поглощение.

Экспериментальные данные по релаксации РНП в сердцевине волокна аппроксимировали набором экспонент:

$$\Delta\alpha = D_{imp} \left(\sum_{i=1}^7 A_i e^{-t/\tau_i} \right), \quad (9)$$

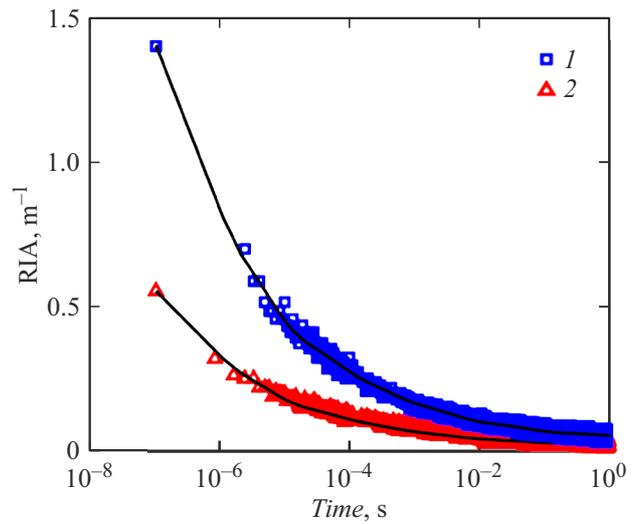


Рис. 8. Релаксация РНП (RIA) в сердцевине активного волокна после импульса тормозного излучения: 1 — 250 Gy; 2 — 120 Gy.

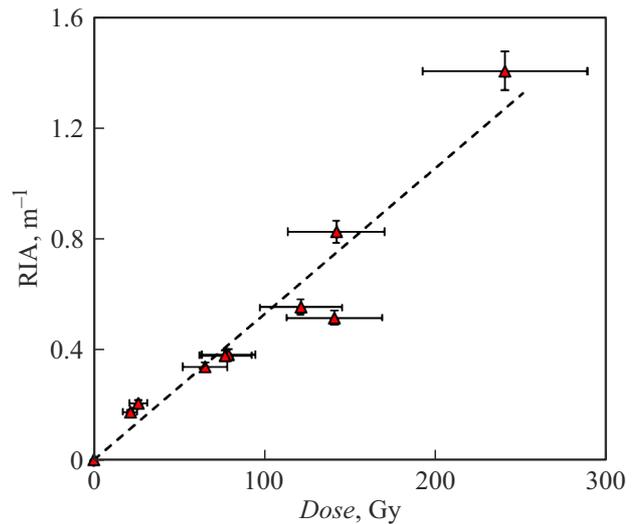


Рис. 9. Зависимость величины РНП (RIA) в сердцевине активного волокна непосредственно в момент воздействия от дозы в импульсе.

где D_{imp} — поглощенная доза тормозного излучения в материале волокна за импульс, $[Gy]$; τ_i — постоянная времени релаксации, $[s]$. Нормировочные коэффициенты A_i в выражении (9) подобраны с учетом экспериментальной зависимости РНП в сердцевине активного волокна от дозы в импульсе, полученной непосредственно в момент импульса воздействия (рис. 9). Дозовая зависимость РНП (рис. 9) получена путем преобразования по формуле (1) данных, представленных на рис. 7.

Нормировочные коэффициенты и постоянные времени, при которых выражение (9) удовлетворительно аппроксимирует экспериментальные данные (рис. 8), приведены в таблице.

Нормировочные коэффициенты и постоянные времени аппроксимации релаксации РНП в сердцевине активного волокна после воздействия импульса ИИ

i	1	2	3	4	5	6	7
$A_i, (\text{Gy} \cdot \text{m})^{-1}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{-4}$	$3.8 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$
τ_i, s	$5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$	5

Таким образом, выражение (9) позволяет описать релаксацию РНП в сердцевине активного волокна в диапазоне времен от $0.1 \mu\text{s}$ до 1s после импульса воздействия при различной дозе ИИ в импульсе. Невозможность описать кинетику релаксации РНП в сердцевине волокна одной экспонентой свидетельствует о большом количестве типов нестабильных радиационных центров окраски с разным временем жизни.

3.3. Результаты моделирования ВПР лазера при импульсном воздействии ИИ

Решение системы уравнений (8) с учетом РНП в сердцевине активного волокна (9) позволяет моделировать реакцию лазера на импульс тормозного излучения при различной радиационной нагрузке и режиме работы лазера. Конечный вид системы уравнений, по которой производился расчет плотности фотонов в резонаторе:

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = k(I - I_{th})(N_t - N_2) - \frac{N_2}{\tau} - N_2\sigma c\Phi, \\ \frac{d\Phi}{dt} = N_2\sigma c\Phi - c\Phi \left(\frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) + D_{imp} \left(\sum_{i=1}^7 A_i e^{-t/\tau_i} \right) \right). \end{cases} \quad (10)$$

При решении системы уравнений (10) воздействие импульса тормозного излучения вводилось в момент времени $t = 1 \text{ms}$. При этом не учитывался рост РНП в течение времени воздействия радиации: считалось, что радиационно-наведенные потери возникают мгновенно и постепенно релаксируют с течением времени. Данное упрощение вполне допустимо, так как длительность импульса тормозного излучения составляла $\sim 30 \text{ns}$, что является дельта-импульсом по отношению к постоянным времени релаксации РНП (см. таблицу).

Пример расчета реакции лазера на импульс воздействия при дозе в импульсе $D_{imp} = 250 \text{Gy}$ и токе накачки $I = 1 \text{A}$ представлен на рис. 10.

Необходимо отметить, что система уравнений (10) применима в случае одномодовой генерации и не позволяет описать пиковый режим генерации лазера, обусловленный интерференцией нескольких мод, что имеет место в реальном случае (рис. 3). Однако в предположении одинаковости РНП в сердцевине волокна для различных лазерных мод, решение системы (10) позволяет

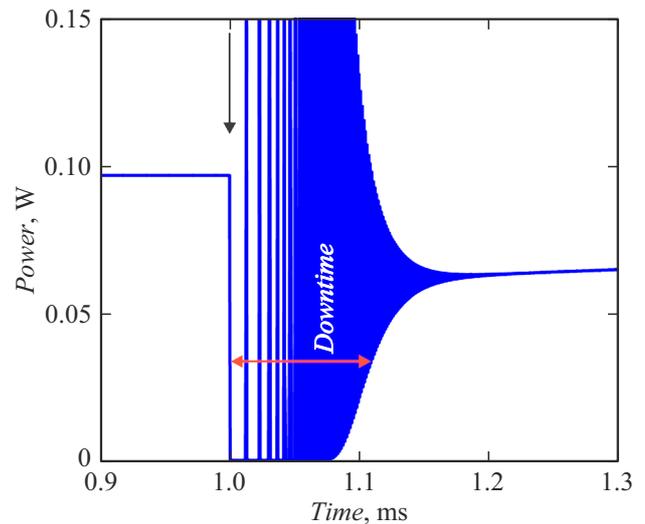


Рис. 10. Пример расчета реакции лазера на импульс воздействия, $I = 1 \text{A}$, $D_{imp} = 250 \text{Gy}$.

оценить время восстановления лазера после импульсного воздействия ионизирующего излучения. Как видно из результатов моделирования, в момент воздействия наблюдается срыв генерации лазерного излучения, затем постепенный выход на стационарный режим. Критерием восстановления работоспособности лазера при расчете считали восстановление непрерывной мощности по выходу до 50% от начального значения. Решение системы уравнений (10) при различных уровнях радиационной нагрузки (D_{imp}) позволяет получить расчетную зависимость ВПР от экспозиционной дозы в импульсе. На рис. 4 совместно с экспериментальными данными приведены расчетные зависимости ВПР лазера от дозы в импульсе при номинальном режиме работы лазера ($I = 1 \text{A}$, $W_p = 89.6 \text{s}^{-1}$) и при пороговом ($I = 0.5 \text{A}$, $W_p = 9.6 \text{s}^{-1}$). На рис. 5 приведены экспериментальные данные и расчетная зависимость ВПР лазера от тока накачки. Хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными говорит о правильности предположения, что реакция волоконного лазера при импульсном облучении тормозным излучением его оптической части определяется радиационно-наведенными потерями в активной сердцевине волокна на длине волны генерации. Повышение мощности накачки позволяет существенно уменьшить ВПР лазера после воздействия импульса ИИ. Рассмотренный в настоящей работе под-

ход позволяет по экспериментальным данным РНП в сердцевине активного волокна на длине волны генерации оценить ВПР волоконного лазера при различном уровне радиационного воздействия и режиме работы лазера.

Заключение

Проведены эксперименты по исследованию реакции волоконного лазера при воздействии импульса тормозного излучения на его оптическую часть. Получено, что время потери работоспособности лазера при импульсном облучении возрастает с повышением мощности экспозиционной дозы тормозного излучения и уменьшением мощности накачки лазера и достигает величин ~ 1 ms. Анализ экспериментальных результатов показывает, что реакция лазера на воздействие определяется радиационно-наведенными потерями в активной сердцевине волокна. Рассмотренный в работе подход позволяет по экспериментальным данным РНП в сердцевине активного волокна на длине волны генерации и ВТАХ лазера оценить ВПР волоконного лазера при различном уровне радиационного воздействия и мощности накачки лазерной системы.

Благодарности

Авторы выражают благодарность А.С. Пилипенко и М.Г. Слобожаниной за ценные замечания.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н.В. Басаргина, И.В. Ворожцова, С.М. Дубровских, Е.В. Смирнов, О.В. Ткачев, А.В. Фомин, В.П. Шукайло. ВАНТ серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, **4**, 35 (2013).
- [2] М.М. Зверев, Н.А. Гамов, Е.В. Жданова, М.М. Ладугин, А.А. Мармалюк, Д.В. Перегудов, В.Б. Студенов. Опт. и спектр., **111** (2), 212 (2011). [М.М. Zverev, N.A. Gamov, E.V. Zhdanova, D.V. Peregudov, V.B. Studionov, M.A. Ladugin, A.A. Marmaluk. Opt. Spectr., **111** (2), 182 (2011). DOI: 10.1134/S0030400X11080339]
- [3] П.Ф. Кашайкин. Канд. дисс. (НЦВО РАН, М., 2019)
- [4] К.В. Зотов. Автореф. канд. дисс. (НЦВО РАН, М., 2010)
- [5] S. Girard, Y. Ouerdane, B. Tortech, C. Marcandella, T. Robin, B. Cadier, J. Baggio, P. Paillet, V. Ferlet-Cavrois, A. Boukenter, J.-P. Meunier, J.R. Schwank, M.R. Shaneyfelt, P.E. Dodd, E.W. Blackmore. IEEE Trans. Nucl. Sci., **56** (6), 3293 (2009). DOI: 10.1109/TNS.2009.2033999
- [6] A.I. Gusarov, S.K. Hoeffgen. IEEE Trans. Nucl. Sci., **60** (3), 2037 (2013). DOI: 10.1109/TNS.2013.2252366
- [7] А.В. Фаустов, А.И. Гусаров, П. Мерге, М. Вулпар, Д. Кине, А.В. Жуков, С.Г. Новиков, В.В. Светухин, А.А. Фотиади. Квант. электрон., **46** (2), 150 (2016). [A.V. Faustov, A.I. Gusarov, P. Mégret, M. Wuilpart, D. Kinet, A.A. Fotiadi, A.V. Zhukov, S.G. Novikov, V.V. Svetukhin. Quant. Electron., **46** (2), 150 (2016). DOI: 10.1070/QEL15879]
- [8] А.А. Поносова, И.С. Азанова, Н.К. Миронов, М.В. Яшков, К.Е. Рюмкин, О.Л. Кель, Ю.О. Шаронова, М.А. Мелькумов. Квант. электрон., **49** (7), 693 (2019). [A.A. Ponosova, I.S. Azanova, O.L. Kel, Y.O. Sharonova, N.K. Mironov, M.V. Yashkov, K.E. Riumkin, M.A. Melkumov. Quant. Electron., **49** (7), 693 (2019). DOI: 10.1070/QEL16833]
- [9] О. Звелто. Принципы лазеров (Лань, СПб, 2008)
- [10] В.В. Воробьев, В.Н. Афанасьев, В.Ф. Хохряков. ПТЭ, **1**, 85 (1974).
- [11] В.П. Шукайло, О.В. Ткачев, С.М. Дубровских, Т.В. Купырина. ВАНТ серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, **1**, 18 (2020).
- [12] Е.М. Дианов, Л.С. Корниенко, Е.П. Никитин, А.О. Рыбалтовский, В.Б. Сулимов, П.В. Чернов. Квант. электрон., **10** (3), 473 (1983). [E.M. Dianov, L.S. Kornienko, E.P. Nikitin, A.O. Rybaltovsky, V.B. Sulimov, P.V. Chernov. Soviet J. Quant. Electron., **13** (3), 274, (1983). DOI: 10.1070/QE1983v013n03ABEH004145]
- [13] Ю. Айхлер, Г.И. Айхлер. Лазеры. *Исполнение, управление, применение* (Техносфера, М., 2012)
- [14] R. Paschotta, J. Nilsson, A.C. Tropper, D.C. Hanna. IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., **33** (7), 1049 (1997). DOI: 10.1364/OE.21.013818
- [15] M.G. Slobozhanina, A.V. Bochkov, A.N. Slobozhanin. Opt. Fib. Technol., **63**, 102512 (2021). DOI: 10.1016/j.yofte.2021.102512
- [16] N.M. Pask, R.J. Carman, D.C. Hanna, A.C. Tropper, C.J. Mackechnie, P.R. Barber, J.M. Dawes. IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., **1** (1), 2 (1995). DOI: 10.1109/2944.468377