

Активная модуляция добротности в различных схемах волоконного лазераД. Е. Артемов,^{1, а} М. А. Беднов,^{1, б} О. Е. Наний,¹ А. П. Смирнов,^{2, в} А. И. Федосеев¹¹ *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра оптики, спектроскопии и физики наносистем.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*² *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
факультет вычислительной математики и кибернетики.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 52.*

Поступила в редакцию 19.04.2021, после доработки 14.07.2021, принята к публикации 16.07.2021.

На примере волоконного лазера на висмутовых активных центрах демонстрируется влияние структурной схемы лазера на эффективность режима с периодической активной модуляцией добротности. Численное моделирование разных схем позволяет понять детали формирования многопиковой структуры выходного сигнала и во многих случаях повысить эффективность модуляции добротности, сохранив на выходе единственный импульс, который максимально глубоко насыщает активную среду. С этой целью предлагается способ модуляции добротности, основанный на кратковременном неоднократном увеличении добротности в каждый период. Как показали расчеты, такой способ позволяет получать одиночные импульсы длительностью порядка 0.01 от времени однократного прохода резонатора.

Ключевые слова: волоконный лазер, активная модуляция добротности, акустооптический модулятор.

УДК: 538.958. PACS: 42.55.Wd, 42.60.Gd.

ВВЕДЕНИЕ

Динамика генерации волоконных лазеров при модуляции добротности за последние два десятилетия остается предметом экспериментальных и теоретических исследований. Наиболее полный обзор работ, выполненных в этом направлении для различных волоконных лазеров до 2000 г., содержится в [1]. В последние годы исследуется динамика генерации как при активной [2–5], так и при пассивной модуляции добротности [6, 7]. Исследованы варианты лазеров, в которых модуляция добротности возникает самопроизвольно [8, 9]. В последней работе в висмутовом лазере наблюдалась импульсно-периодическая генерация на частоте 65 кГц с длительностью импульсов около 1.8 мкс. Как отмечено в [9], вероятная причина самопроизвольной модуляции — это потеря устойчивости и переход к автоколебаниям. Автоколебания в [10] наблюдались в волокне достаточной длины (> 10 м) при условии двухсторонней накачки и в волокне меньшей длины при достаточно высокой односторонней накачке. Другая динамика описана в работе [11], где при активной модуляции добротности наблюдались серии импульсов синхронизованных мод. Ряд работ последних лет посвящен исследованиям динамики генерации в условиях, когда модуляция происходит либо самопроизвольно [9, 12], либо вынужденно [13] с одновременной синхронизацией мод.

В большинстве цитированных работ затрагивается вопрос о негативном влиянии усиленного спонтанного излучения (УСИ) на эффективность периодического режима модуляции добротности. Это влияние наиболее значительно проявляется в случае длинной (несколько десятков метров) активной среды. Оно обуславливается тем, что за время между импуль-

сами, когда инверсия восстанавливается полностью или частично, УСИ ее снижает, устанавливая равновесие между накачкой и излучением на более низком уровне инверсии. Для снижения УСИ во всех функциональных схемах лазеров зеркала являются узкополосными, в работе [13] в кольцевом лазере устанавливали дополнительный узкополосный фильтр, а в Вi-кольцевом лазере [5] модулятор располагали в середине активной среды. Сравнительные количественные данные по эффективности используемых в лазерных схемах устройств, снижающих УСИ, в литературе отсутствуют.

Другая особенность волоконного лазера, работающего в режиме активной модуляции добротности, связана со структурой выходного излучения. Во многих случаях выходной сигнал имеет мультипиковую структуру [1–5, 11, 13]. Для обозначения такого сигнала введен термин «multipeak phenomena — MPP» [3]. Теоретически и экспериментально установлено, что MPP возникает в том случае, когда модуляция производится достаточно быстро и первый бегущий по активной среде импульс оставляет после себя значительную инверсию. Понятно, что единственный импульс, глубоко насыщающий среду, мог бы иметь амплитуду, превосходящую амплитуду каждого импульса MPP, поскольку за время между пиками, которое равно времени обхода резонатора, существенной накачки среды не происходит. Импульсно-периодический режим с единственным импульсом (период близок к времени восстановления инверсии) востребован в практических задачах. Исследования в этом направлении пока ограничивались подбором частоты повторения, вариациями длительности переходного процесса при включении модулятора и подбором пропускающего выходного зеркала [3, 4, 11, 14].

В настоящей работе рассматривается возможность повышения эффективности режима модуляции добротности в различных структурных схемах воло-

^а E-mail: artemovdima13@gmail.com

^б E-mail: m-bednov@yandex.ru

^в E-mail: sap@cs.msu.ru

конного лазера. Критерием предпочтительности той или иной схемы является максимальная пиковая амплитуда единственного импульса, который насыщает активную среду ниже уровня потерь и, по возможности, по всей длине среды. Ясно, что проводить сравнение лазеров с различными структурными схемами и с различными активными средами затруднительно. Поэтому мы ограничились задачей такого поиска для достаточно популярной активной среды — лазера на висмутовых активных центрах (ВАЦ), попытавшись ответить на вопрос, в какой доступной структурной схеме можно получить наивысшую пиковую интенсивность единственного импульса, если задана длина активного волокна и мощность накачки возбуждающего лазера.

1. ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИ

Для описания интенсивностей волн УСИ в модели использовано приближение уравнений переноса (см., например, [2–4]). Полагалось, что интенсивность спонтанного излучения, участвующего в формировании лазерной генерации, определяется скоростью распада верхнего лазерного уровня и зависит от пространственной ее доли, попадающей в моду волокна (соответствующий коэффициент κ_l), и спектральной доли линии усиления (коэффициент κ_s). В отличие от моделей цитированных работ в наших расчетах интенсивности узкополосной и широкополосной компонент УСИ учитываются отдельно. Для узкополосной компоненты приближенно считается $\kappa_s = \Delta\omega_R/\Delta\omega_a$, где $\Delta\omega_R$ — ширина полосы отражения спектрально-селективного зеркала, $\Delta\omega_a$ — ширина полосы усиления, для широкополосной — $\kappa_s = 1$.

В отдельных расчетах моделировался стохастический характер спонтанного излучения. Для этого коэффициент κ_l умножался на нормированную случайную функцию, которая изменялась во времени с частотой, равной обратному времени жизни фотона в резонаторе. Было обнаружено слабое влияние характера спонтанного излучения на динамику генерации. По этой причине приводятся результаты расчетов для $\kappa_l = \text{const}$.

В кольцевом резонаторе с $v_a^+(0, \tau) = 0$ односторонней генерацией из волн УСИ только одна узкополосная волна интенсивностью w_s^+ (в дальнейшем — интенсивность сигнала) формирует обратную связь в кольцевом резонаторе. Широкополосная волна интенсивностью v_a^+ не отражается зеркалом, широкополосная v_a^- не пропускается оптическим изолятором.

Считается, что накачка производится на переходе между основным и первым возбужденным состояниями ВАЦ [5, 9, 12], поэтому суммарная заселенность этих уровней полагается равной концентрации ВАЦ. Для фосфоросиликатного световода [5] длины волн накачки и сигнала равны $\lambda_p = 1.23$ мкм и $\lambda_s = 1.33$ мкм соответственно.

Размеры оптического изолятора, спектрально-селективного выходного зеркала и АОМ полагаются ничтожно малыми по сравнению с длиной активной среды. Длина активного волокна L (порядка 10^2 м) считается равной длине резонатора.

Уравнения модели, приведенные ниже в нормированных величинах, имеют минимальное количество числовых параметров:

$$\frac{\partial w_p^\pm(x, \tau)}{\partial \tau} \pm \frac{\partial w_p^\pm(x, \tau)}{\partial x} = -[\gamma n_0(x, \tau) - \delta n_1(x, \tau) + L\theta_p] \cdot w_p^\pm(x, \tau), \quad (1)$$

$$\frac{\partial w_s^+(x, \tau)}{\partial \tau} + \frac{\partial w_s^+(x, \tau)}{\partial x} = [n_1(x, \tau) - \nu n_0(x, \tau) - L\theta_s] w_s^+(x, \tau) + \kappa_s \kappa_l \xi n_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_a^\pm(x, \tau)}{\partial \tau} \pm \frac{\partial v_a^\pm(x, \tau)}{\partial x} = [n_1(x, \tau) - \nu n_0(x, \tau) - L\theta_s] v_a^\pm(x, \tau) + \kappa_l \xi n_1, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_1(x, \tau)}{\partial \tau} = -\xi \cdot n_1(x, \tau) - [n_1(x, \tau) - \nu n_0(x, \tau)] w(x, \tau) + [n_0(x, \tau) - \mu n_1(x, \tau)] w_p(x, \tau), \quad (4)$$

$$n = n_0(x, \tau) + n_1(x, \tau). \quad (5)$$

Граничные и краевые условия для кольцевого лазера с двусторонним возбуждением и односторонней генерацией

$$w_s^+(0, \tau) = R w_s^+(1, \tau), v_a^-(1, \tau) = 0, v_a^+(0, \tau) = 0, w_{\text{out}} = (1 - R) w_s^+(1, \tau), w_p^\pm(0.5, \tau) = 0. \quad (6)$$

Для линейного лазера с двунаправленной генерацией и двумя зеркалами на краях активной среды к уравнениям (1)–(5) добавлялось уравнение для $w_s^-(x, \tau)$. Условия в этом случае другие:

$$w_s^+(0, \tau) = R_1 w_s^-(0, \tau), w_s^-(1, \tau) = R_2 w_s^+(1, \tau), v_a^-(1, \tau) = 0, v_a^+(0, \tau) = 0, w_{\text{out}} = (1 - R_{1,2}) w_s^+(1, \tau). \quad (6a)$$

Здесь время τ нормировано на время однократного прохода светом активной среды T_c , координата x — на длину активной среды L . Нормировка интенсивностей: $w_p^\pm = T_c \sigma_{ap} I_p^\pm / h\nu_p (I_p^\pm$ — интенсивность накачки, σ_{ap} — сечение поглощения на длине волны накачки, $h\nu_p$ — величина кванта накачки), $w_s^+ = T_c \sigma_{es} I_s^+ / h\nu_s (I_s^+$ — интенсивность сигнала, σ_{es} — сечение вынужденного излучения на длине волны сигнала, $h\nu_s$ — величина кванта сигнала), $v_s^\pm = T_c \sigma_{es} I_a^\pm / h\nu_s (I_a^\pm$ — интенсивность широкополосного УСИ соответствующего направления). В (4) обозначено $w_p = w_p^+ + w_p^-$, $w = w_s^+ + v_a^+ + v_a^-$. Общая нормировка принята для концентрации висмутовых активных центров n , населенности нижнего $n_0(x, \tau)$ и верхнего $n_1(x, \tau)$ уровней $n = L\sigma_{eg}N$ (где N — соответствующая размерная величина). Величины θ_p и θ_s — ненасыщаемые потери на длине волны накачки и генерации соответственно. Константа $\xi = T_c/T_{10}(T_{10}$ — время релаксации

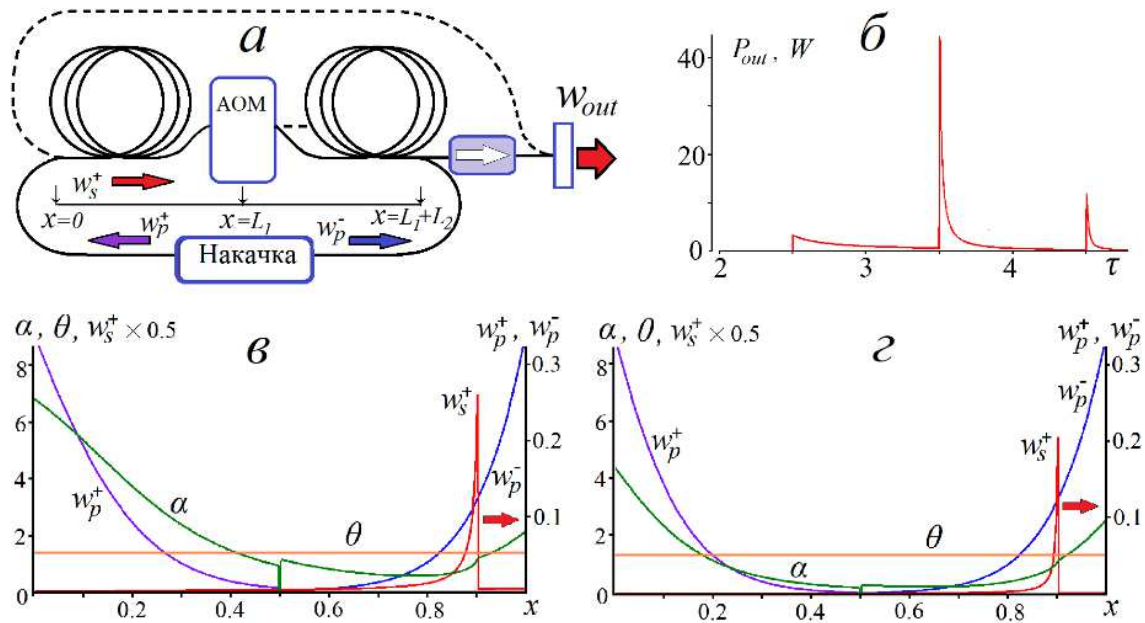


Рис. 1. а — Схема 1 — кольцевой лазер с однонаправленной генерацией, двухсторонним возбуждением и модулятором в середине активной среды [5]; б — выходное излучение — несколько пиков, за нулевой момент времени принят момент включения модулятора; в — распределение усиления, потерь, интенсивностей накачки и сигнала в момент времени, предшествующий выходу из активной среды последнего в серии МРР импульса при $R = 0.1$; г — распределения тех же величин при $R = 0.32$

возбужденного уровня), константы $\gamma = \sigma_{ap}/\sigma_{es}$, $\delta = \sigma_{ep}/\sigma_{es}$, $\nu = \sigma_{as}/\sigma_{es}$ и $\mu = \sigma_{ep}/\sigma_{ap}$ определяют отношения соответствующих сечений (σ_{ep} — сечение люминесценции на длине волны накачки, σ_{as} — сечение поглощения на длине волны сигнала).

Численные значения основных величин брались равными или близкими к тем, которые приведены в работе [5] и составили $T_{10} = 700$ мкс, $n = 4.1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $\sigma_{ap} = 2.4 \cdot 10^{-20}$ см 2 , $\sigma_{ep} = 0.34 \cdot 10^{-20}$ см 2 , $\sigma_{as} = 1.5 \cdot 10^{-20}$ см 2 , $\sigma_{es} = 1.6 \cdot 10^{-20}$ см 2 . Ненасыщаемые потери для длин волн накачки и сигнала генерации составили соответственно $\theta_p = 1.29 \cdot 10^{-4}$ см $^{-1}$ и $\theta_s = 5.76 \cdot 10^{-5}$ см $^{-1}$. Для спонтанного излучения, по нашим оценкам, $\kappa_l = 10^{-4}$, $\kappa_s = 10^{-2}$. Для кольцевого лазера $L = L_1 + L_2$.

Для того, чтобы сравнение эффективности этой схемы лазера с другими схемами было корректным, во всех расчетах полная мощность накачки $P_p = 1$ Вт (для двустороннего возбуждения $P_p/2$ с каждой стороны) и общая длина волокна $L = 240$ м оставались неизменными. Характеристики акустооптических модуляторов полагались идентичными приведенным в работах [2–5]: пропускание для первого и нулевого порядков дифракции $T_1(off) \simeq 0$ и $T_0(off) \simeq 1$ (при выключенном модуляторе) до $T_1(on) = 0.9$, $T_0(on) \simeq 0.05$ (при включенном модуляторе) при длительности переходного процесса 20 нс.

2. КОЛЬЦЕВЫЕ СХЕМЫ

С использованием предложенной модели нами проведены расчеты конкретного волоконного лазера. Сравнение проводилось с экспериментальными данными работы [5] (висмутовый кольцевой лазер

с однонаправленной генерацией, двусторонним возбуждением и модулятором в середине активной среды). Сравнение показало адекватность используемой модели [15]. Схема этого лазера интересна тем, что выбранное расположение модулятора (использован АОМ) наиболее эффективно по сравнению с другими схемами препятствует росту УСИ в период восстановления инверсии. С учетом такой особенности ниже приводятся выходные характеристики лазера в этой и других схемах.

Рис. 1, а воспроизводит схему эксперимента [5] (схема 1). Сравнение расчетных характерных особенностей динамики генерации с экспериментом показало, что пиковая структура выходного излучения, полученная в эксперименте, идентична расчетной, в том числе совпадают задержки серий регистрируемых импульсов относительно момента включения модулятора. Пример такой структуры показан на рис. 1, б. Здесь первый пик интенсивности сигнала возникает спустя $\tau = 2.5$. Следует заметить, что в этой и подобных схемах отдельные пики много меньшей амплитуды выходят из резонатора в моменты времени $\tau = 0.5$ и $\tau = 1.5$. Это легко видеть на рисунке, если откладывать мощность в логарифмическом масштабе, как это делалось в [3].

Соотношение амплитуд пиков, как и задержка серии, определяется численными параметрами и зависит от мощности накачки [2–5]. Расчеты показывают, что для приведенного выше набора числовых параметров максимальная мощность выходного импульса составляет $P_{out} = 42$ Вт (энергия $E_{out} = 3$ мкДж). С экспериментом это значение сравнить затруднительно, поскольку в [5] абсолютные значения мощности выходных импульсов не приводятся. В то же время оценить возможность повышения выходной мощности можно, рассмотрев

распределения интенсивности сигнала w_s^+ и коэффициента усиления α вдоль волокна в различные моменты времени. На рис. 1, б и г показаны распределения интенсивностей накачки $w_p^\pm$, сигнала w_s^+ , потерь θ и коэффициента усиления $\alpha = n_1 - \nu n_0$ в момент времени τ , предшествующий выходу из активной среды третьего импульса серии ($\tau = 4.4$). Амплитуды широкополосных компонент $v_s^\pm$, как и узкополосной w_s^- , к этому моменту остаются примерно на 4 порядка меньше.

Рис. 1, б соответствует случаю, когда коэффициент отражения выходного зеркала $R = 0.1$. Видно, что в левой половине активной среды остается значительная область, в которой $\alpha > \theta$. Этот остаток может привести к появлению дополнительного импульса (через временной промежуток $\Delta\tau = 1$), его амплитуда будет много меньше, поскольку часть среды после третьего импульса остается поглощающей. Наличие «остаточного» усиления говорит о невысокой эффективности режима модуляции добротности. Для повышения эффективности интенсивность светового поля в активной среде должна быть увеличена, т.е. резонатор должен быть оптимизирован. Такой случай показан на рис. 1, г, для которого $R = 0.32$. Видно, что остаточное усиление заметно снижено. В этом случае амплитуда максимального импульса достигает $P_{out} = 85$ Вт ($E_{out} = 6$ мкДж). В то же время очевидно, что для данной структурной схемы лазера оптимизация резонатора в общем случае не позволяет избавиться от пиковой структуры выходного излучения.

Другая структурная схема кольцевого лазера с двусторонним возбуждением предусматривает расположение модулятора (АОМ) с одной стороны активной среды и дополнительное устройство для вывода излучения (output coupler) [4]. Нами рассмотрена более простая схема, в которой АОМ работает в паре с высокоотражающим зеркалом, также образуя модулятор (схема 2). Этот модулятор обеспечивает коэффициент отражения либо $R_m \simeq 0$ (выключен), либо $R_m = 0.81$ (включен). Схема лазера показана на рис. 2, а.

Очевидно, что в этом случае в период накопления инверсии широкополосное УСИ будет иметь интенсивность выше, чем в первой схеме, за счет большей длины усиления. С точки зрения эффективности модуляции этот недостаток может быть компенсирован более глубоким насыщением среды. Однако основное преимущество такой схемы в том, что с ее помощью можно добиться уничтожения пиковой структуры выходного излучения. Рис. 2, б иллюстрирует основной принцип работы модулятора в этой схеме. В каждом цикле модулятор включается несколько раз на достаточно короткий промежуток времени с интервалом, равным времени обхода резонатора $\tau = 1$. Момент первого включения определяется периодом циклов. В наших расчетах этот период был равен времени полного восстановления инверсии и для схем 1 и 2 составлял для данного набора параметров $\tau = 200$ с точностью $\sim 1\%$. В момент первого включения нарушается квазистационарное распределение интенсивностей волн УСИ v_a^+ , v_a^- и w_s^+ , в обоих направлениях начи-

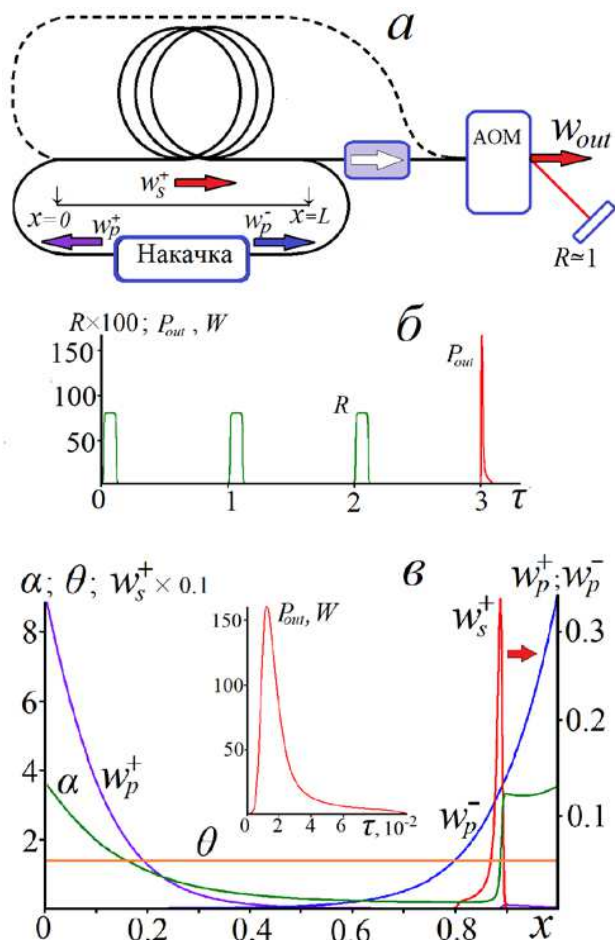


Рис. 2. а — Схема 2 — кольцевой лазер с однонаправленной генерацией, двухсторонним возбуждением и модулятором на основе АОМ и высокоотражающего зеркала; б — зависимость от времени коэффициента отражения R_m , обеспеченная работой модулятора и мощность выходного импульса P_{out} ; в — распределения интенсивностей накачки, сигнала, потерь и коэффициента усиления в момент времени $\tau = 2.9$

нают распространяться импульсы (бегущие волны УСИ). Преимущество получает импульс w_s^+ , лишь небольшая часть интенсивности которого теряется при отражениях еще в течение двух обходов, так как к тому моменту, когда он подходит к модулятору, коэффициент отражения оказывается достаточно высоким. В расчетный момент времени τ_c , когда этот импульс набирает максимальную интенсивность, модулятор оказывается прозрачным, импульс покидает активную среду. Амплитуда выходного импульса составляет $P_{out} = 165$ Вт ($E_{out} = 12$ мкДж).

Расчетный момент времени τ_c определяется параметрами лазера. Для использованных нами параметров этот момент $\tau_c = 3$ после включения модулятора (см. рис. 2, б). В момент $\tau = 2$ в активной среде еще остается обширная область с усилением, примерно вдвое превышающим потери, а в момент $\tau = 4$ интенсивность выходного импульса оказывается в три раза ниже, чем при $\tau_c = 3$, так как последний обход этот импульс совершает в основном по поглощающей среде.

На рис. 2, в показаны распределения интенсивностей накачки, сигнала, потерь и коэффициента

усиления в момент времени τ , предшествующий выходу из активной среды единственного импульса ($\tau = 2.9$). Видно, что третье прохождение этого импульса по активной среде по крайней мере при $x \geq 0.9$ снижает усиление от уровня, вдвое превышающего потери, почти до 0. Сравнение со структурной схемой 1 показывает, что в схеме 2 после выхода импульса область активной среды, где сохраняется положительное усиление, остается еще более узкой. Это говорит о более высокой эффективности схемы 2. В этом случае удастся не только избавиться от пиковой структуры, но и получить импульс по амплитуде приблизительно вдвое превосходящий максимальный импульс в схеме 1.

Длительность включения модулятора τ_m , как правило, порядка 0.1 (это позволяет отрезать «хвост» импульса). Однако ширина импульса, рассчитанная в рамках нашей модели, оказывается еще меньше, так как его фронт бежит по среде с более высоким усилением, чем его спад. Полная длительность импульса соответствует продолжительности состояния схемы с высоким отражением зеркала, длительность на полувысоте $\tau_p = 0.015$. Форма импульса показана на врезке рис. 2, в.

Среди кольцевых схем широко используются схемы с односторонним возбуждением. Необходимость рассмотреть такую схему отдельно видна из данных рис. 1, в и рис. 2, в, которые показывают, что во всех случаях остаточное усиление сосредоточено в том месте кольца, вблизи которого происходит ввод накачки в положительном направлении. По этой причине разумно предположить, что накачку следует сосредоточить в той части волокна, которую формирующий лазерный импульс проходит перед самым выходом из резонатора, то есть всю накачку (мощность, как и ранее, $P_p^- = 1$ Вт) следует вводить со стороны модулятора навстречу сигнальной волне w_s^+ . Подобные схемы кольцевых лазеров рассматривались в работах [2, 14], где АОМ играл роль затвора, а для вывода излучения использовалось дополнительное устройство (output coupler). В предлагаемой схеме последнее не предусматривается, используется принцип многократного включения модулятора в каждом цикле (см. рис. 2, б) и вывод излучения через выключенный АОМ.

Распределения полей, усиления и потерь в момент времени, предшествующий выходу импульса из активной среды при $\tau = 3$, показаны на рис. 3, б. Видно, что особенностью схемы 3 является то, что во время 3-го прохода резонатора происходит самый большой в сравнении с предыдущими схемами сьем инверсии. При этом в среде (вблизи $x = 0.1$) остается минимальная положительная инверсия и достигается максимальная амплитуда единственного выходного импульса $P_{out} = 200$ Вт ($E_{out} = 14.6$ мкДж).

Следует отметить, что для схем с односторонним возбуждением время полного восстановления инверсии (также с точностью $\sim 1\%$), как правило, приблизительно вдвое больше, чем для схем с двусторонним возбуждением, т.е. в нашем случае около $\tau = 400$. В то же время, как показывают расчеты, восстановление происходит неравномерно

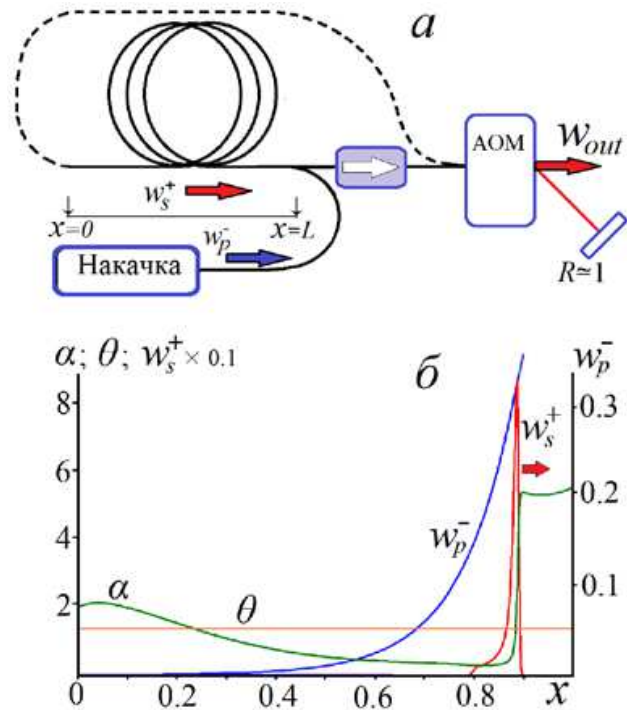


Рис. 3. а — Схема 3 — кольцевой лазер с односторонней генерацией, односторонним возбуждением и модулятором на основе АОМ и высокоотражающего зеркала; б — распределения интенсивностей накачки и сигнала, потерь и коэффициента усиления в момент времени $\tau = 2.9$

по длине волокна, наиболее медленно — в удаленной от источника накачки части с заметно меньшим усилением. Поэтому схемы с односторонним возбуждением менее чувствительны к снижению амплитуды выходного импульса по мере увеличения частоты циклов.

3. ЛИНЕЙНЫЕ СХЕМЫ

Для реализации режима активной модуляции добротности линейные схемы широко используются. Чаще всего в таких схемах с одной стороны расположен модулятор (АОМ с зеркалом), с противоположной стороны — выходное зеркало [1, 3, 4, 11, 14]. Возбуждение, как правило, одностороннее. Рис. 4, а воспроизводит схему из работы [3]. После включения модулятора в обоих направлениях распространяются волны УСИ. Для нашего набора параметров существенное насыщение среды волнами УСИ происходит за время $\tau \sim 5$. Такую схему удобно использовать для изучения факторов, влияющих на пиковую структуру [3, 4], поскольку есть возможность измерения выходных интенсивностей w_{out}^+ и w_{out}^- . Выходные характеристики схемы с тем же набором параметров представлены на рис. 4, б. Значками «+» и «-» отмечены импульсы, покинувшие активную среду через зеркало и АОМ соответственно.

Каких-либо специальных мер по снижению интенсивности УСИ в промежутках между включениями модулятора не предпринималось, поэтому определенный интерес представляют распределения интенсивностей полей и усиления в момент, когда инверсия в такой схеме полностью восстановлена

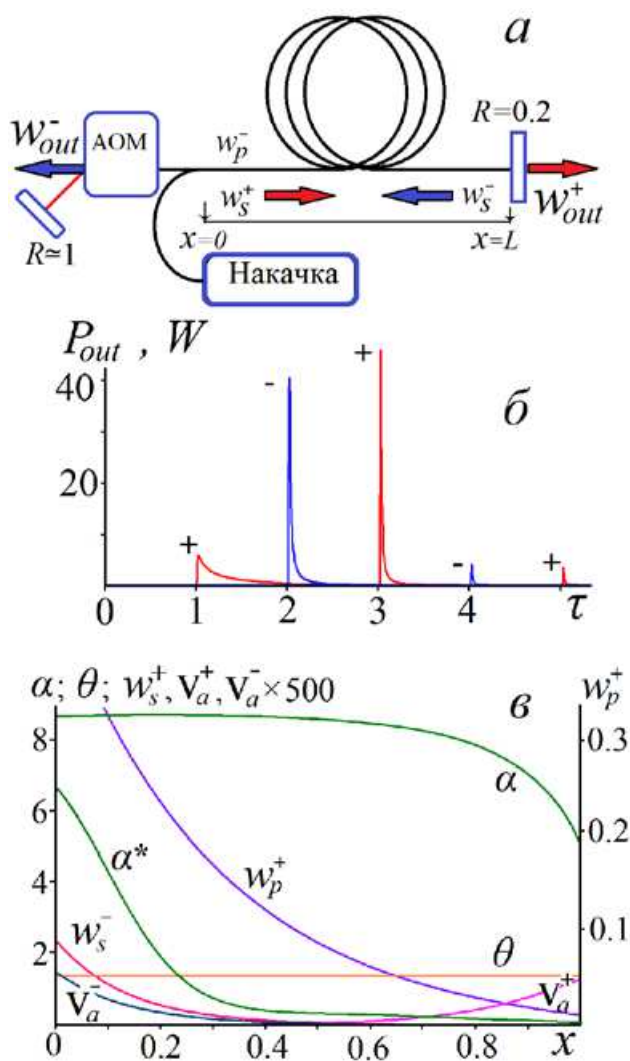


Рис. 4. а — Схема 4 — линейный лазер с двунаправленной генерацией, односторонним возбуждением и модулятором на основе АОМ и высокоотражающего зеркала; б — регистрируемые мощности сигнала в обоих направлениях; в — распределения интенсивностей накачки и сигнала, потерь и коэффициента усиления в момент времени τ , предшествующий моменту открытия модулятора и распределение усиления $\alpha^*(x)$ в момент времени $\tau = 5.1$

после очередной серии импульсов. Такие распределения показаны на рис. 4, в. На этом же рисунке для сравнения приводится распределение насыщенного усиления α^* в момент времени сразу после выхода последнего импульса из активной среды.

В рассмотренных выше кольцевых схемах после восстановления инверсии интенсивности широкополосных компонент $v_a^\pm$ приблизительно на 2 порядка превосходили интенсивность w_s^+ . Причиной являлось то, что компоненты $v_a^\pm$ до открытия модулятора имеют начальную интенсивность много выше, чем w_s^+ , а сама сигнальная волна в это время еще не испытывает отражений. Здесь же мы видим, что узкополосное УСИ w_s^- , увеличившись за счет отражения от зеркала с $R = 0.2$, превосходит широкополосные компоненты $v_a^\pm$ и v_a^- . Такую особенность схемы следует признать положительной, так как в момент открытия модулятора амплитуда волны w_s^+ , в дальнейшем обеспечивающей насыщение среды,

в отличие от кольцевых схем, оказывается достаточно высокой.

Из данных рис. 3, в видно, что, благодаря совместному действию w_s^- и v_a^- , усиление α на левом краю снижено, однако с точки зрения эффективности режима модуляции добротности это снижение следует признать незначительным по сравнению с довольно большим остаточным усилением (область, где $\alpha^* > \theta$). Видимо, в подобных схемах даже при большой длине активной среды не происходит заметного снижения эффективности модуляции добротности вследствие влияния УСИ.

Можно использовать отмеченную выше положительную особенность линейной схемы и возможное преимущество односторонней накачки в другой линейной схеме (рис. 5, а). Здесь вывод излучения производится только слева, через выключенный модулятор, а справа располагается высокоотражающее зеркало. Работу схемы поясняет рис. 5, б. После восстановления инверсии в нулевой момент времени производится включение модулятора на короткий промежуток времени. Вследствие этого слева направо бегут конкурирующие волны УСИ w_s^+ и v_a^+ , после отражения остается одна волна w_s^- (волна v_a^- резко отстает по интенсивности), которая, двигаясь слева направо, обеспечивает значительное насыщение усиления перед выходом из активной среды.

В этой схеме съём инверсии происходит всего за один двойной проход. Причиной является высокое значение интенсивности w_s^- при $x = 0$ в момент времени, предшествующий открытию модулятора (можно сравнить данные рис. 4, в и рис. 5, в). Хотя высокое значение w_s^- слева привело в тому, что усиление на левом краю снижено на несколько процентов, это отрицательное влияние УСИ компенсируется высоким съёмом инверсии. Значения усиления α , полученные в момент времени, предшествующий выходу из активной среды единственного импульса ($\tau = 1.9$), почти для всех x не превышают величину потерь. Можно также отметить, что для $x < 0.1$ интенсивность импульса w_s^- имеет столь высокое значение, что насыщение среды происходит от максимального уровня почти до нуля. Единственный выходной импульс имеет амплитуду $P_{out} = 220$ Вт ($E_{out} = 16.2$ мкДж). При таком насыщении среды разумно предположить, что, применяя другие схемы, вряд ли удастся получить с этой же активной средой импульс более высокой амплитуды.

В заключение следует сделать замечание о предложенном режиме неоднократного включения добротности в каждом цикле. В комментариях к схеме 2 выше говорилось о зависимости количества включений от набора параметров лазера. Это действительно так, однако возможна промежуточная ситуация, когда, например, после двух включений в среде все еще остается значительная область с высоким усилением и по этой причине пиковая мощность выходного импульса не велика. Однако при третьем включении пиковая мощность ограничивается из-за поглощения в уже насыщенной среде. Расчеты показывают, что величина формирующегося в среде усиления весьма чувствительна к двум параметрам лазера, которые удобно изменить в эксперименте:

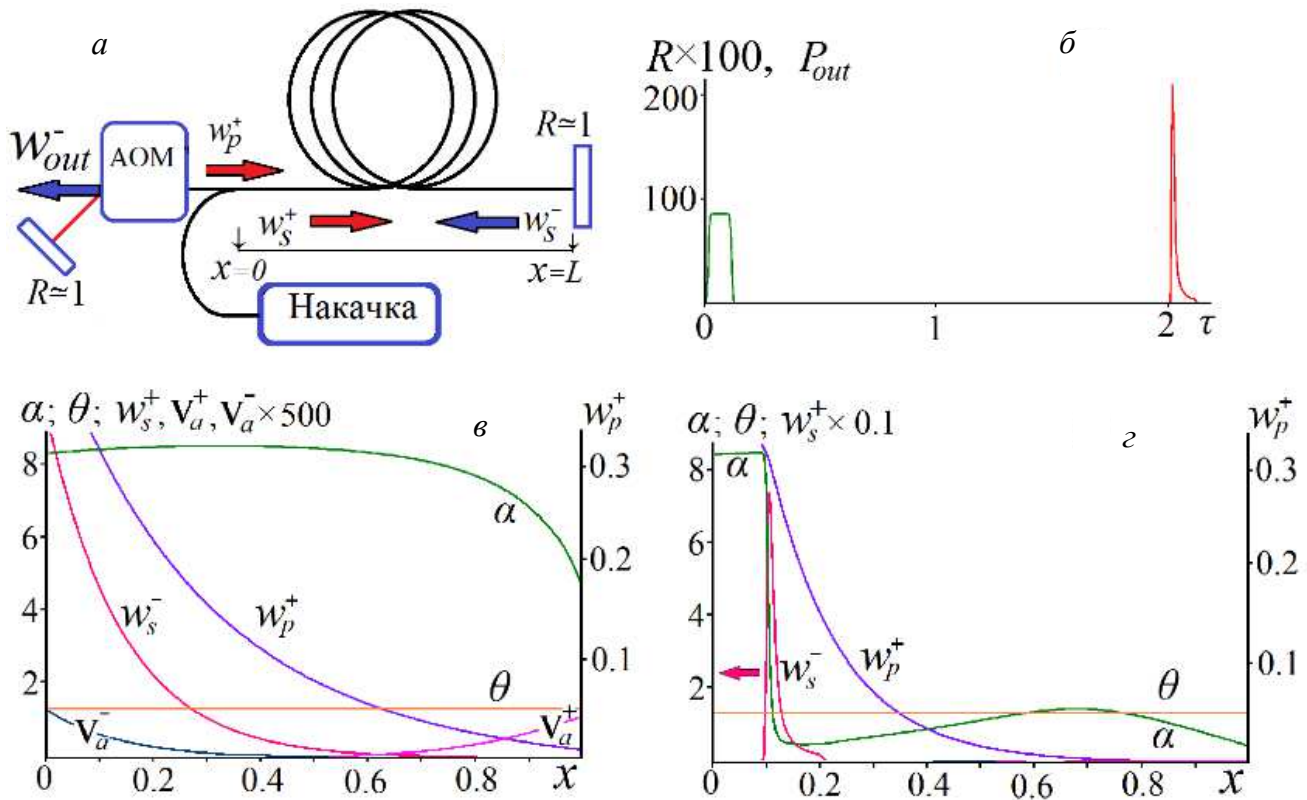


Рис. 5. а — Схема 5 — линейный лазер с двунаправленной генерацией, односторонним возбуждением и модулятором на основе АОМ с высокоотражающим зеркалом; б — зависимость от времени коэффициента отражения R_m , обеспеченная работой модулятора, и мощность выходного импульса P_{out} ; в — распределения интенсивностей накачки и сигнала, потерь и коэффициента усиления в момент времени τ , предшествующий моменту открытия модулятора; з — те же распределения в момент $\tau = 1.9$

к отражению зеркала, обеспечивающего то или иное количество проходов, и к мощности накачки. Для изменения подобной промежуточной ситуации легче всего изменить накачку (в условиях, близких к нашим, величину P_p изменяли всего на 10%), причем не всегда в большую сторону.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем численного моделирования проанализировано влияние выбранной структурной схемы волоконного лазера, работающего в режиме активной модуляции добротности (АМД), на характеристики выходного излучения. Использована модель, особенностью которой является раздельное описание широкополосных и узкополосных компонент УСИ. Такое описание позволяет понять разницу в динамике каждой компоненты в той или иной структурной схеме. Показано, что во многих структурных схемах, используемых на практике, эффективность режима АМД ограничивается не только влиянием УСИ, но и в гораздо большей степени количеством возбужденных частиц, остающихся после каждого цикла модуляции и формирующих «остаточное усиление» в той или иной части активного волокна.

Исследованы возможности повышения пиковой мощности генерации в ряде функциональных схем. С этой целью предложен режим кратковременного неоднократного увеличения добротности в каждом цикле с интервалом, равным времени обхода светом резонатора. Предложенный режим обеспечивает

отсутствие пиковой структуры выходного излучения как в кольцевых, так и в линейных схемах. В исследованных случаях переход к такому режиму АМД приводит также к увеличению съема энергии с активной среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Morin M., Larose R., Brunet F. // Q-Switched Fiber Lasers. In: Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers. M. J. F. Digonnet, ed. Marcel Dekker, Inc, New York-Basel, 2001. pp. 341-394.
2. Adachi S., Koyamada Y. // Journal of lightwave technology. 2002. **20**, N 8. P. 1506.
3. Yong Wang, Chang-Qing Xu. // Optics Letters. 2004. **29**, N 10. P. 1060.
4. Wang Y., Xu C. Q. // Progress in Quantum Electronics. 2007. **31**, N 3-5. P. 131.
5. Khagai A., Firstov S., Riumkin K. et al. // IEEE Photonics Technology Letters. 2019. **31**, N 12. P. 963.
6. Kurkov A. S. // Laser Phys. Lett. 2011. **8**, N 5. P. 335.
7. Huang J. Y., Liang H. C., Su K. W., Chen Y. F. // Optics express. 2007. **15**, N 2. P. 473.
8. Kir'yanov A. V., Barmenkov Y. O. // Laser Phys. Lett. 2006. **3**, N 10. P. 498.
9. Jung M., Melkumov M., Khopin V. F. et al. // Laser Phys. Lett. 2013. **10**, N 12. P. 125104.
10. Qamar F. Z., King T. A. // Appl. Phys. B. 2005. **81**, N 6. P. 821.
11. Wang Y., Martinez-Rios A., Po H. // Optics communications. 2003. **224**, N 1-3. P. 113.
12. Jung M., Lee J., Melkumov M. et al. // Laser Phys. Lett. 2014. **11**. P. 125102.

13. Chang Y. M., Lee J., Lee J. H. // Optics express. 2011. **19**, N 27. P. 26627.
14. Roy P., Pagnoux D. // Optical fiber technology. 1996. **2**, N 3. P. 235.
15. Артемов Д. Е. и др. // Квантовая электроника. 2021. **51**, № 4. С. 299.

Active Q-Switching in Different Fiber Laser Circuits

D.E. Artemov^{1,a}, M.A. Bednov^{1,b}, O.E. Naniy^{1,c}, A.P. Smirnov^{2,d}, A.I. Fedoseev^{1,e}

¹Department of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

²Department of Computational Mathematics and Cybernetics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

E-mail: ^aartemovdima13@gmail.com, ^bm-bednov@yandex.ru, ^cnaniy@t8.ru, ^dsap@cs.msu.ru, ^efedoseev362@mail.ru

The effect of a laser structural circuit on the efficiency of a periodic active Q-switching regime is demonstrated by using a fiber laser based on active bismuth centers as an example. The numerical simulation of different circuits makes it possible to understand some details of the formation of a multipeak output signal structure and, in many cases, to increase the efficiency of Q-switching, retaining a single output pulse, which saturates the active medium maximally deeply. For this purpose, the Q-switching method based on a short-term multiple increase in the Q-factor in each time period is proposed. As shown by calculations, such a method enables the generation of single pulses with a duration of nearly 0.01 from the time of a single pass through a resonator.

Keywords: fiber laser, active Q-switching, acoustooptical modulator.

PACS: 42.55.Wd, 42.60.Gd.

Received 19 April 2021.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2021. **76**, No. 5. Pp. 363-370.

Сведения об авторах

1. Артемов Дмитрий Евгеньевич — аспирант; e-mail: artemovdima13@gmail.com.
2. Беднов Михаил Алексеевич — студент; email: m-bednov@yandex.ru.
3. Наний Олег Евгеньевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; e-mail: naniy@t8.ru.
4. Смирнов Александр Павлович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел: (495) 939-47-40, e-mail: sap@cs.msu.ru.
5. Федосеев Анатолий Иванович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел: (495) 939-59-81, e-mail: fedoseev362@mail.ru.