

Моделирование динамики генерации висмутового волоконного лазера с модуляцией добротности. Сравнение с экспериментом

Д.Е.Артемов, О.Е.Наний, А.П.Смирнов, А.И.Федосеев

На основе усовершенствованной модели бегущих волн численно исследована динамика генерации висмутового лазера с модуляцией добротности. Сравнение результатов моделирования с данными ранее проведенных экспериментов показало хорошее совпадение мультипиковой структуры генерации и формы наиболее мощных импульсов для разных уровней накачки. Установлено влияние основных параметров лазера на выходные характеристики. Количественно оценено влияние ненасыщаемых потерь в активном волокне и усиленного спонтанного излучения на насыщение выходной мощности. На основе анализа нестационарных распределений интенсивности излучения и усиления в активной среде в различные моменты времени выработаны рекомендации по улучшению выходных характеристик лазера.

Ключевые слова: динамика лазерной генерации, модуляция добротности, волоконный лазер, висмут.

1. Введение

В последние годы висмутовые волоконные лазеры активно исследуются. Характерная черта таких лазеров – высокая эффективность висмутовых активных волокон и широкий спектральный диапазон излучения. Алумосиликатные, фосфоросиликатные и германосиликатные активные волокна, легированные висмутом, характеризуются наличием нескольких широких полос люминесценции, что позволяет получать генерацию в диапазоне 1.15–1.75 мкм [1, 2]. Особый интерес вызывают исследования висмутовых лазеров, работающих в диапазоне длин волн 1.2–1.3 мкм, который не перекрывается лазерами на основе активных волокон, легированных редкоземельными элементами [2]. В большинстве работ исследовались режимы непрерывной генерации или синхронизации мод висмутовых лазеров [2–6]. При этом режимы модуляции добротности висмутовых лазеров остаются менее изученными, хотя для других волоконных лазеров подобные исследования неоднократно проводились [7–11]. Опубликовано всего несколько экспериментальных работ, в которых приведены результаты исследований висмутовых лазеров с модуляцией добротности [12–14], однако только в [14] экспериментально исследовался режим активной модуляции добротности фосфоросиликатного висмутового лазера, работающего на длине волны 1.33 мкм. В этой работе для модуляции добротности использована, на наш взгляд, весьма удачная экспериментальная схема кольцевого лазера с двусторонним возбуждением и минимальным спонтанным излучением.

Цель настоящей работы – объяснение особенностей работы такого лазера на основе адекватной численной

модели, сравнение результатов моделирования и эксперимента, а также рекомендации по возможному улучшению характеристик лазера.

2. Моделируемый лазер

Активная среда кольцевого лазера [14] состоит из двух секций активного волокна, накачка осуществляется с двух противоположных сторон. Однонаправленность генерации обеспечивается оптическим изолятором. В качестве модулятора добротности используется АОМ, который располагается между секциями. Привлекательность такой схемы состоит в том, что при закрытом модуляторе значительно ослабляется уровень усиленного спонтанного излучения (УСИ), снижающего эффективность режима модуляции добротности. В закрытом положении модулятора не пропускает ни спонтанное излучение (область длин волн 1.33 мкм), ни излучение накачки (~1.23 мкм). Открытый модулятор имеет коэффициент ослабления спонтанного излучения 0.9 и не пропускает излучение накачки. (Подробное описание эксперимента можно найти в работе [14].)

Схема лазера представлена на рис.1. Общая длина двух секций $L = L_1 + L_2$. На выходе излучения из второй секции (координата $x = L$) располагаются оптический изолятор и спектрально-селективное выходное зеркало. Поскольку длина резонатора моделируемого лазера $L = 100$ м, размерами АОМ, изолятора и зеркала можно пренебречь. В данной схеме световая волна после отражения от селективного зеркала в точке $x = L$ оказывается в точке $x = 0$ (показано пунктирной линией на схеме). Излучение накачки делится на две части (излучение в точках $x = 0$ и $x = L$) и распространяется в двух встречных направлениях.

Следует отметить, что открытый модулятор пропускает в усилитель световую волну, испытавшую дифракцию на бегущей акустической волне и по этой причине сдвинутую по частоте. Частотный сдвиг при каждом обходе резонатора препятствует формированию модовой структуры излучения, поэтому такой лазер является безмодовым [15, 16].

Особенности преобразования усиленного спонтанного излучения в моделируемом лазере заключаются в сле-

Д.Е.Артемов, О.Е.Наний, А.И.Федосеев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: artemovdima13@gmail.com

А.П.Смирнов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, факультет вычислительной математики и кибернетики, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

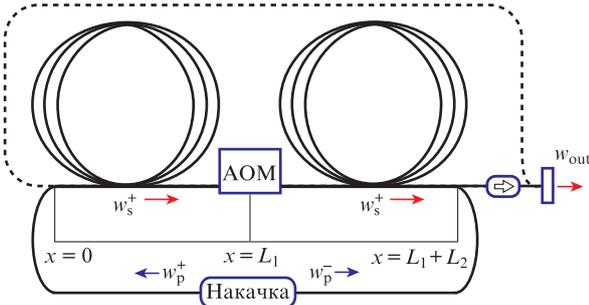


Рис.1. Схема моделируемого лазера.

дующем. В активной среде волны УСИ можно описать, условно представив их в виде двух компонент, отличающихся шириной спектральной полосы. Одна из компонент является узкополосной (ширина полосы соответствует полосе отражения селективного зеркала), другая – широкополосной (ширина полосы порядка ширины полосы усиления). Из волн УСИ только одна узкополосная волна с интенсивностью w_s^+ , частично отразившись от зеркала, формирует обратную связь в кольцевом резонаторе. Широкополосная волна с интенсивностью v_a^+ не отражается зеркалом, а широкополосная волна с интенсивностью v_a^- не пропускается оптическим изолятором. Отношение интенсивностей волн УСИ в модели приближенно считается равным отношению ширины их спектральных полос. Хотя строго это соотношение выполняется только для чисто гауссова (или прямоугольного) контура усиления, получить более точное выражение затруднительно из-за отсутствия точных данных о форме спектра висмутовых активных центров (ВАЦ).

Нетрудно видеть, что с точки зрения конкуренции волн условия, возникающие после открытия модулятора, благоприятствуют сигнальной волне с интенсивностью w_s^+ . Эта волна значительно быстрее усиливается за счет обратной связи и насыщает среду, формируя однонаправленную генерацию. При этом на промежутке $[0, L_1]$, куда поступает отраженное от зеркала излучение, интенсивность w_s^+ при положительном усилении всегда будет меньше, чем на промежутке $[L_1, L]$. Такой характер распределения интенсивности позволяет условно именовать секцию активной среды $[0, L_1]$ генератором, а секцию $[L_1, L]$ усилителем.

3. Модель и уравнения

Модель активной среды для выбранного способа накачки [14] полагается квазидвухуровневой. Для полей накачки ($\lambda = 1.23$ мкм), сигнала и УСИ ($\lambda = 1.33$ мкм) в расчетах используется приближение уравнений переноса (см., напр., [7–10]). В уравнениях для интенсивностей накачки w_p^\pm , сигнала w_s^+ и УСИ v_a^\pm учитываются ненасыщаемые потери на соответствующих длинах волн. В численной модели предполагается, что изменение населенности верхнего лазерного уровня ВАЦ происходит под действием полей накачки, сигнала и широкополосного УСИ. Время релаксации этого уровня T_{10} приближенно считается константой, не зависящей от степени и механизма его возбуждения. Данных о возможной вариации времени релаксации ВАЦ в литературе не обнаружено.

Для нормированных величин уравнения с краевыми условиями имеют вид

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

$$\frac{\partial w_s^+(x, \tau)}{\partial \tau} + \frac{\partial w_s^+(x, \tau)}{\partial x} = [n_1(x, \tau) - \nu n_0(x, \tau) - L\theta_s] w_s^+(x, \tau) + k_s \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \xi n_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_a^\pm(x, \tau)}{\partial \tau} \pm \frac{\partial v_a^\pm(x, \tau)}{\partial x} = [n_1(x, \tau) - \nu n_0(x, \tau) - L\theta_s] v_a^\pm(x, \tau) + \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \xi n_1, \quad (3)$$

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

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

$$w_s^+(0, \tau) = R w_s^+(1, \tau), \quad v_a^-(1, \tau) = 0, \quad v_a^+(0, \tau) = 0, \quad (6)$$

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

Здесь τ – время, нормированное на время однократного прохода светом активной среды (резонатора) T_c ; x – координата, нормированная на длину активной среды L ; $w_p^\pm = T_c \sigma_{ap} I_p^\pm / (h\nu_p)$ (I_p^\pm – размерная интенсивность накачки, σ_{ap} – сечение поглощения на длине волны накачки, $h\nu_p$ – энергия кванта накачки); $w_s^+ = T_c \sigma_{es} I_s^+ / (h\nu_s)$ (I_s^+ – размерная интенсивность сигнала, σ_{es} – сечение вынужденного излучения на длине волны сигнала, $h\nu_s$ – энергия кванта сигнала); $v_a^\pm = T_c \sigma_{es} I_a^\pm / (h\nu_s)$ (I_a^\pm – размерная интенсивность широкополосного УСИ соответствующего направления); $w_p = w_p^+ + w_p^-$; $w = w_s^+ + v_a^+ + v_a^-$; $n = L \sigma_{es} N$ – безразмерная концентрация ВАЦ (N – размерная концентрация ВАЦ); $n_0(x, \tau)$ и $n_1(x, \tau)$ – безразмерные населенности нижнего и верхнего лазерных уровней, выраженные через соответствующие размерные населенности аналогично безразмерной концентрации ВАЦ; θ_p и θ_s – размерные ненасыщаемые потери на длине волны накачки и сигнала соответственно; отношение $\Delta\Omega/(4\pi)$ определяет телесный угол, занимаемый распространяющимся в волокне спонтанным излучением; коэффициент k_s определяет часть УСИ, которая участвует в формировании генерации, и равен отношению ширины полосы отражения селективного зеркала к ширине полосы усиления; R – коэффициент отражения зеркала; $\xi = T_c/T_{10}$; $\gamma = \sigma_{ap}/\sigma_{es}$; $\delta = \sigma_{ep}/\sigma_{es}$; $\nu = \sigma_{as}/\sigma_{es}$; $\mu = \sigma_{ep}/\sigma_{ap}$ (σ_{ep} – сечение вынужденного излучения на длине волны накачки, σ_{as} – сечение поглощения на длине волны сигнала).

Численные значения основных параметров приняты равными или близкими к тем, которые приведены в работе [14]: $T_{10} = 700$ мкс, $n = 4.1 \times 10^{16}$ см $^{-3}$, $\sigma_{ap} = 2.4 \times 10^{-20}$ см 2 , $\sigma_{ep} = 0.34 \times 10^{-20}$ см 2 , $\sigma_{as} = 1.5 \times 10^{-20}$ см 2 , $\sigma_{es} = 1.6 \times 10^{-20}$ см 2 . Ненасыщаемые потери для длин волн накачки и сигнала генерации составили: $\theta_p = 1.29 \times 10^{-4}$ см $^{-1}$ и $\theta_s = 5.76 \times 10^{-5}$ см $^{-1}$ [14]. Для спонтанного излучения, по

нашим оценкам, $\Delta\Omega/(4\pi) = 10^{-4}$, $k_s = 10^{-2}$. В большинстве расчетов $R = 0.1$, $L_1 = L_2 = 120$ м.

4. Сравнение результатов расчета и эксперимента

На рис.2 представлены результаты расчетов выходной мощности лазера для различных значений суммарной мощности P_p излучения накачки, вводимого в обе секции активного волокна. Модулятор включается периодически на время ~ 15 мкс с частотой 500 Гц. Расчеты проведены для $L_1 = L_2 = 120$ м и нескольких значений мощности накачки. За нулевой отсчет времени принят момент открытия модулятора, временная шкала дана в нормированных единицах. Здесь и далее изменение добротности моделировалось плавной экспоненциальной кривой с характерным временем нарастания фронта ~ 20 нс.

В целом, временные зависимости мощности генерации оказываются весьма близкими к реализованным экспериментально [14]. Это несколько импульсов, образующих пиковую структуру. Мощность излучения накачки

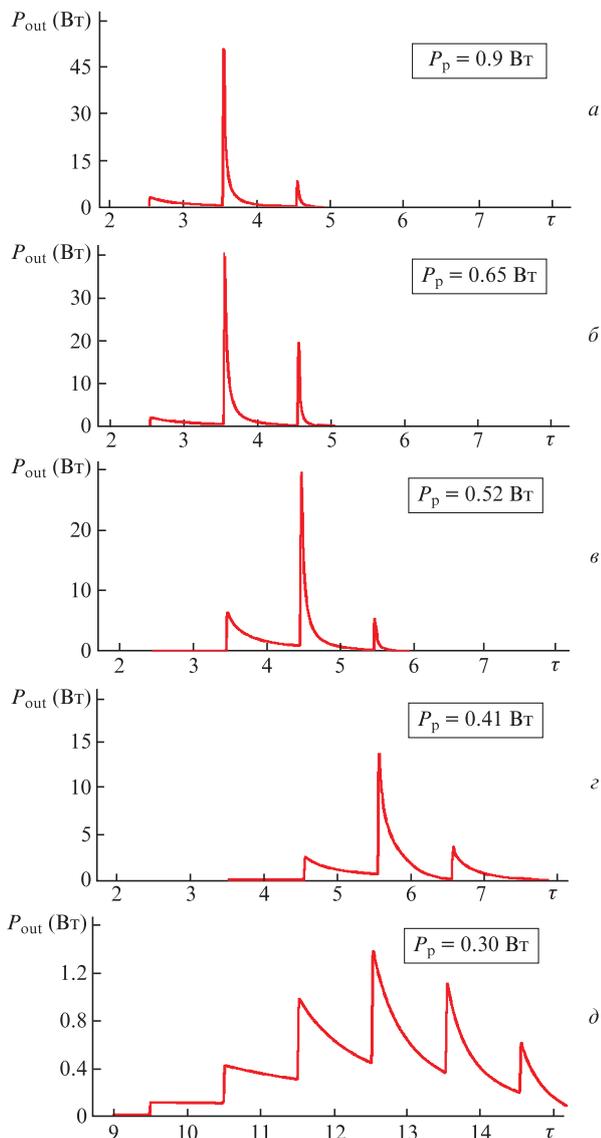


Рис.2. Выходные импульсы генерации при различных мощностях излучения накачки.

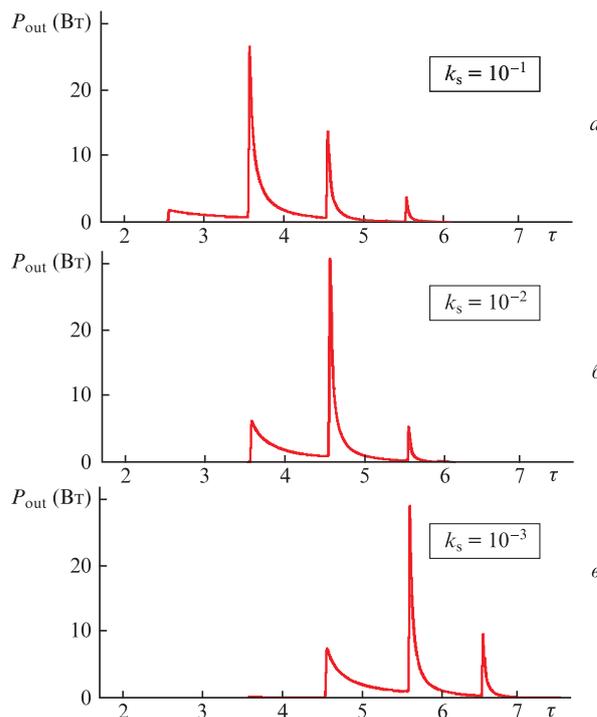


Рис.3. Выходные импульсы при различном уровне спонтанного излучения.

влияет на задержку всей структуры относительно момента включения модулятора и на распределение мощности между отдельными импульсами. Вид импульсов генерации позволяет полагать, что существенное насыщение лазерного перехода происходит только после последнего импульса.

В расчетах использована численная схема, которая допускает наглядную интерпретацию результатов, поскольку для нормированных переменных выполняется соотношение $\Delta x = \Delta t$. Очевидно, что формирование первого импульса из узкополосной компоненты спонтанного излучения начинается непосредственно после открытия модулятора, расположенного в середине активной среды. Поэтому импульс формируется до регистрируемого уровня за полуцелое время τ . Задержка, соответствующая времени формирования, тем больше, чем меньше мощность накачки. Из рис.2 видно, что в зависимости от величины P_p первый импульс регистрируется с задержкой $\tau = 3.5-9.5$.

При невысокой мощности излучения накачки вид структуры изменяется (рис.2, д). В общих чертах это объясняется тем, что отдельный импульс мало снижает инверсию, его невысокая интенсивность падает медленно, длительность оказывается увеличенной, и следующий за ним импульс начинается тогда, когда предыдущий еще не закончился. Физические особенности формирования пиковой структуры генерации обсуждаются в следующем разделе, где рассматривается динамика распределений интенсивностей излучения и усиления по длине активной среды.

Поскольку в моделируемом лазере ключевую роль играет УСИ, представляет интерес вопрос о влиянии начальной интенсивности спонтанного излучения на амплитуду и форму выходных импульсов. На рис.3 показаны результаты расчетов, в которых (в рамках используемой модели) изменялся коэффициент k_s при фиксирован-

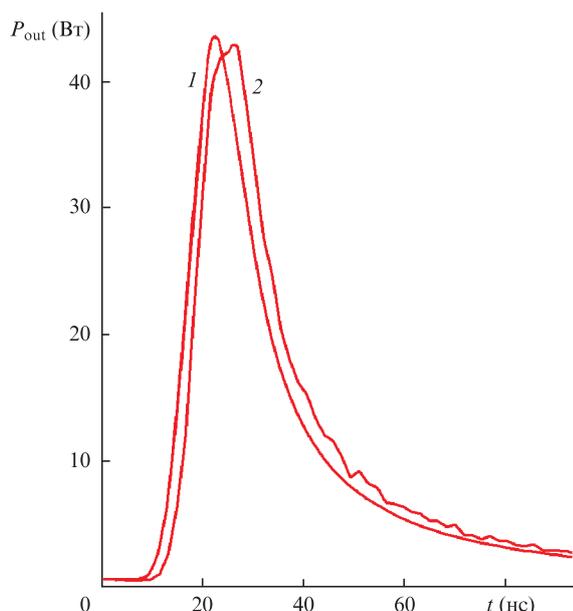


Рис.4. Импульсы генерации, развивающейся из непрерывного (1) и стохастического (2) спонтанного излучения при мощности накачки 0.9 Вт.

ной мощности накачки $P_p = 0.52$ Вт. Численные значения этого коэффициента приведены в правой части рисунка. Видно, что значительные изменения величины k_s слабо влияют на амплитуду и форму импульсов. В то же время с увеличением интенсивности спонтанного излучения, участвующего в формировании сигнала генерации, задержка выходных импульсов, как и следовало ожидать, уменьшается. В ряде расчетов учитывался стохастический характер спонтанного излучения для $k_s = 10^{-1}$. Это достигалось тем, что в уравнениях (2) и (3) в последнее слагаемое добавлялся ланжевеновский множитель, изменявшийся по амплитуде от 0 до 1. Частота изменений примерно соответствовала обратному времени жизни фотона в активной среде и составляла $\sim 10^8$ с $^{-1}$. Обнаружено, что «стохастизация» спонтанного излучения влияет на положения и форму импульсов не слишком значительно. На рис.4 показаны максимальные по амплитуде импульсы, генерируемые при мощности накачки 0.9 Вт. Видно, что в первом случае (генерация развивается из непрерывного спонтанного излучения) импульс длительностью ~ 20 нс достаточно гладкий, а длительность его фронта близка к времени открытия модулятора. Во втором случае имеют место незначительная задержка и небольшие искажения формы импульса. Несовпадение длительности импульса с экспериментально измеренной (~ 80 нс) можно объяснить более медленным включением модулятора в эксперименте. Возможно также, что интенсивности различных спектральных компонент усиливаемого излучения растут с разной скоростью, что приводит к затягиванию фронта формирующегося импульса.

По мере роста мощности накачки происходит насыщение суммарной энергии импульсов E_{out} . Форма расчетной кривой (рис.5) хорошо совпадает с экспериментальными данными. В то же время абсолютные значения энергии примерно на 30% меньше экспериментальных. Расчеты показывают, что интенсивности встречных волн широкополосного УСИ в данном диапазоне мощностей накачки не оказывают заметного влияния на величину E_{out} , поскольку максимальные значения v_a^+ и v_a^- к момен-

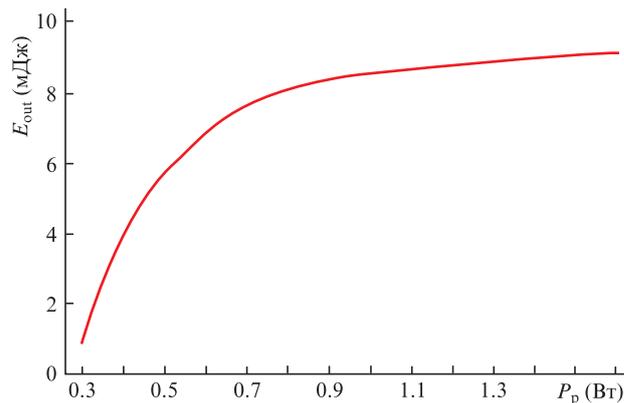


Рис.5. Зависимость выходной энергии импульсов от мощности накачки.

ту начала генерации оказываются более чем на четыре порядка меньше, чем амплитуды импульсов (слабое влияние УСИ подтверждают также данные рис.3). Количественное влияние ненасыщаемых потерь θ_s при $P_p = 1$ Вт сводится к следующему: при уменьшении θ_s в три раза E_{out} увеличивается, и достигается согласие с экспериментом; при уменьшении θ_s в 10 раз E_{out} увеличивается вдвое по сравнению с данными рис.5. В случае $\theta_s = 0$ происходит увеличение E_{out} еще на 15%. Такой результат не удивителен, поскольку ненасыщаемые потери θ_s в моделируемом лазере примерно в 2.5 раза меньше, чем потери, вносимые зеркалом (в эксперименте $R = 0.09$).

5. Обсуждение результатов

Близкое совпадение результатов расчетов и эксперимента [14] позволяет с разумной вероятностью предсказать выходные характеристики такого лазера при другом наборе параметров. Поскольку наиболее важной является выходная мощность излучения P_{out} , то для выяснения влияния коэффициента отражения зеркала R и отношения геометрических размеров L_1 и L_2 на P_{out} была проведена серия расчетов. При этом значения параметров активной среды сохранялись, мощность накачки оставалась фиксированной и равной 1 Вт. Для сравнения на рис.6,а представлен ранее полученный результат, а на рис.6,б,в – результаты расчетов для других значений R , L_1 и L_2 (приведены на рисунке справа). Для расчета P_{out} (рис.6,в) отношение долей мощности накачки для генератора и усилителя принято равным отношению длин соответствующих участков. Дополнительные цифры на рисунке указывают временную позицию каждого импульса.

Найдено, что значение $R = 0.32$ при прочих неизменных условиях расчета является оптимальным. Из рис.6,б видно, что при $R = 0.32$ происходит сдвиг структуры импульсов влево по τ на единицу, пиковое значение мощности максимального импульса приблизительно вдвое больше, чем для значения $R = 0.09$ в экспериментах. Изменение отношения длин участков генератора и усилителя также изменяет временной сдвиг, однако для $R = 0.32$ выходная мощность растет незначительно (см. рис.6,б). Эти расчеты показывают, что для получения максимальной мощности P_{out} при заданной мощности P_p требуется совместная оптимизация параметра R и отношения длин генератора и усилителя.

Обсуждая полученные результаты, необходимо отметить, что мультипиковая структура выходного излуче-

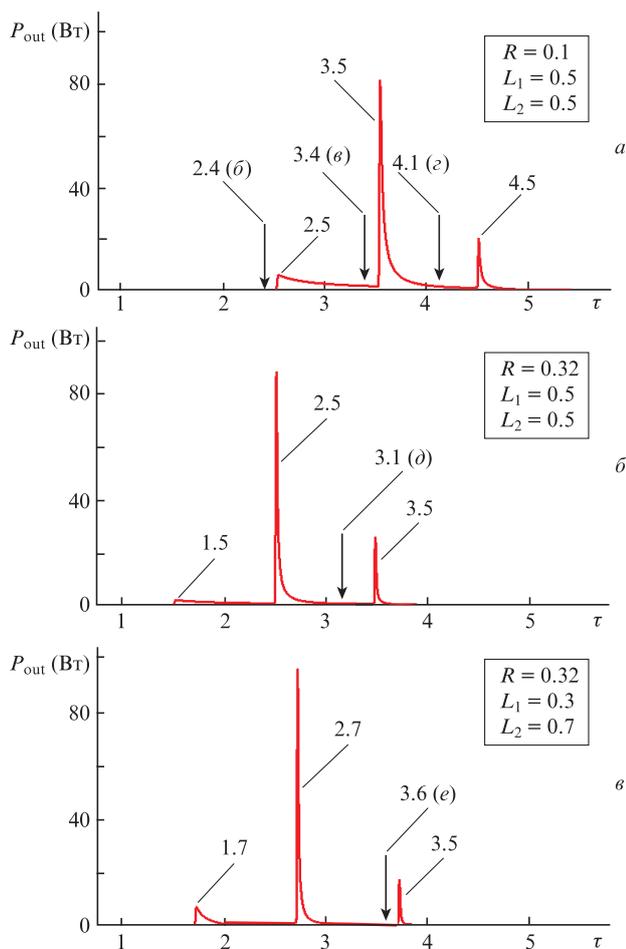


Рис.6. Выходная мощность лазера, рассчитанная для разных значений параметров. За ноль горизонтальной шкалы принят момент открытия модулятора.

ния при модуляции добротности численно исследовалась в других волоконных лазерах. Например, в работе [7] приведены данные о таких структурах в активных средах различной длины и при различных режимах работы модулятора для эрбиевого волоконного кольцевого лазера; сделан вывод о том, что структура с узкими пиками возникает при достаточно коротком (меньшем, чем время обхода резонатора τ_c) времени включения модулятора τ_q . Так, для $\tau_c \approx 500$ нс при $\tau_q = 0.2\tau_c$ в лазере с длиной активной среды 120 м ширина отдельного пика составила $\sim 0.2\tau_c$. Причиной появления серии пиков названо быстрое истощение инверсии. В работах [8, 9] мультипиковая структура изучалась в линейном и кольцевом вариантах лазера на основе иттербиевого волокна с двойной оболочкой. В линейном волокне длиной 15 м в качестве модулятора использовался АОМ с дополнительным высокоотражающим зеркалом. Закрытый модулятор не отражал падающего излучения, а после открытия модулятора (первый порядок дифракции на зеркале) появлялся коэффициент отражения $R \sim 0.9$. С другой стороны резонатора помещалось брэгговское зеркало с коэффициентом отражения 20%. Изучались возможности управления пиковой структурой выходного излучения в прямом и обратном направлениях путем изменения времени включения АОМ, а также эволюция структур при последующих включениях. В большинстве случаев выходное излучение состояло из нескольких импульсов с плавным профилем мощности, разделенных промежутками с ненуле-

вой интенсивностью. В качестве вывода было заявлено, что пиковая структура есть следствие волны усиленной спонтанной эмиссии, которая возникает при модуляции добротности, и отличительные особенности зависят от времени включения модулятора и состояния среды.

Отметим, что выводы о развитии пиковой структуры были сделаны авторами, как правило, на основе анализа характеристик выходного излучения. По этой причине осталась невыясненной связь этих характеристик и параметров среды, хотя наличие такой связи отмечалось. Например, динамика неоднородного распределения усиления в среде не принималась во внимание, что не позволило понять причины возникновения лишь небольшого числа импульсов с различными амплитудами. В связи с этим нами предприняты усилия для подробного изучения природы формирования выходного излучения висмутового лазера при модуляции добротности на основе анализа динамики распределений вдоль активного волокна основных характеристик лазера. В этих расчетах мы полагали, что во всех случаях открытие модулятора происходит достаточно быстро – за 20 нс.

На рис.7 проиллюстрировано развитие импульсов генерации в различные моменты времени при фиксированной мощности накачки 1 Вт и $R = 0.1$. Временные позиции, указанные на рисунках (за исключением рис.7,а), отмечены на рис.6,а вертикальными стрелками. На рис.7,а показаны распределения интенсивности спустя всего $\tau = 0.1$ после открытия модулятора. Распределения интенсивностей волн накачки w_p^+ , w_p^- и коэффициента усиления α за столь короткое время не успевают претерпеть заметных изменений по сравнению со стационарными распределениями при закрытом модуляторе и остаются симметричными относительно центра, где расположен модулятор. В волокне поглощается около 80% мощности накачки. Коэффициент усиления α по всей длине активного волокна максимален и при заданной мощности накачки превышает потери θ_s в 5.2 раза. Видно, что в обе стороны от модулятора начинается распространение двух широкополосных компонент УСИ, а также сигнальной волны. Как и следовало ожидать, интенсивности УСИ выше. Длительность фронтов бегущих волн соответствует времени открытия модулятора, ни одна из волн на этом этапе не насыщает активную среду.

Интенсивности волн w_s^+ , покидающих активную среду в моменты времени $\tau = 0.5$ и 1.5, остаются малыми и на рис.6,а не видны. В интервале τ от 0.5 до 2 сигнальная волна, которая частично возвращается в активную среду, усиливается много быстрее, чем волны широкополосных компонент УСИ. В результате кардинально меняются соотношения интенсивностей сигнальной волны и волн УСИ – интенсивности последних к моменту времени $\tau = 2$ оказываются пренебрежимо малыми. Постепенно увеличивается насыщение среды сигнальной волной.

Распределения, приведенные на рис.7,б, относятся к моменту времени $\tau = 2.4$, когда первый достаточно интенсивный импульс сигнальной волны, вызвавший заметное насыщение активной среды, приближается к зеркалу ($x = 1$). Видно, что пиковая интенсивность этого импульса по сравнению с интенсивностью в момент времени $\tau = 0.1$ (см. рис.7,а) выросла в 10^5 раз. Активная среда, особенно в усилителе, характеризуется в этот момент заметным насыщением усиления α , соответственно нарушается симметрия распределений w_p^\pm . В то же время из рис.7,б следует, что импульс, покинув пределы активной

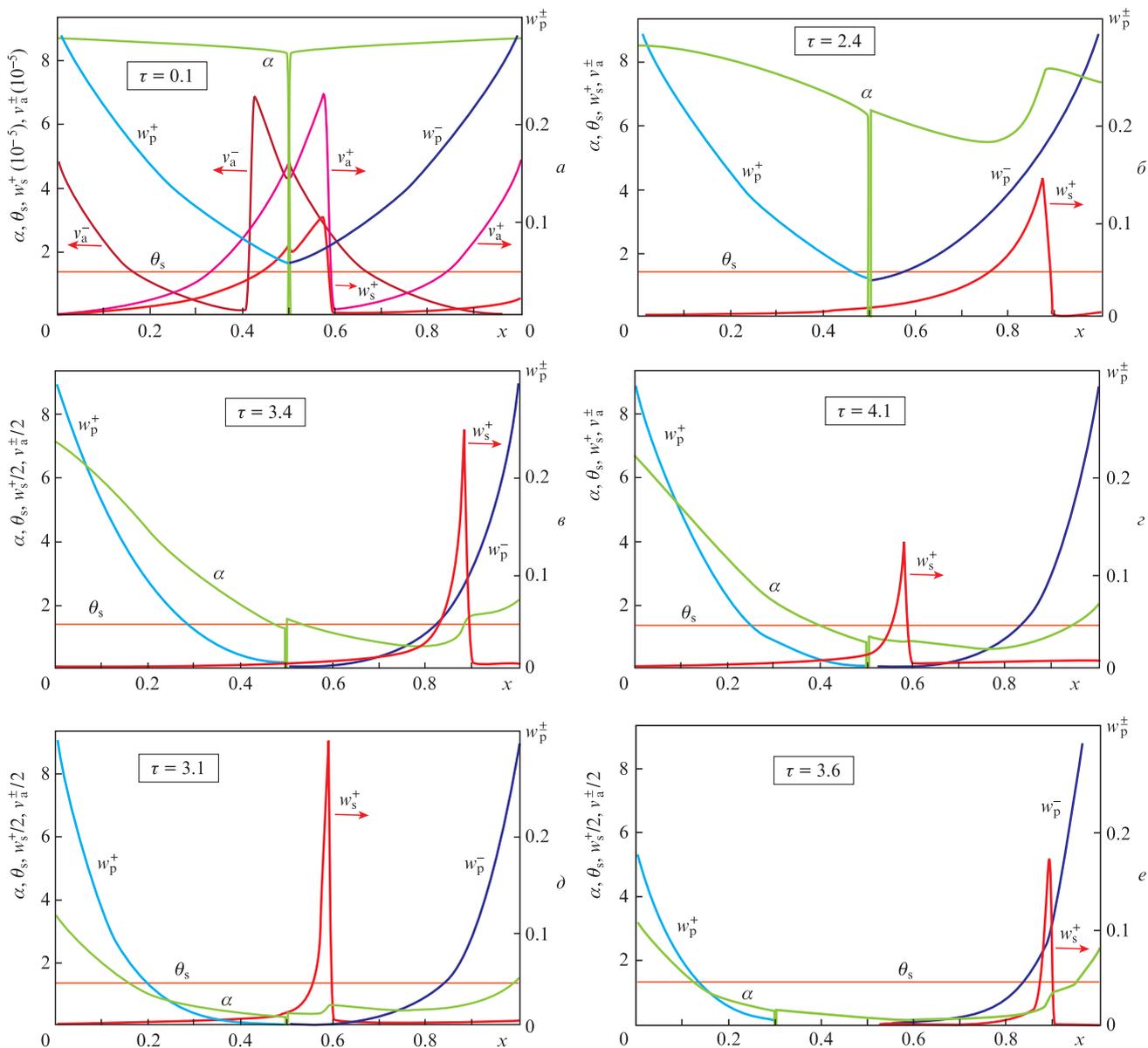


Рис.7. Распределения вдоль резонатора интенсивностей накачки w_p^\pm , сигнала генерации w_s^+ , волн УСИ v_a^+ и v_a^- , коэффициента усиления α и потерь θ_s в различные моменты времени. Цветной вариант рис.7 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

среды, оставляет после себя достаточно большой запас усиления. По этой причине часть импульса, отраженная от зеркала, пройдя еще круг, сформирует еще один или несколько выходных импульсов. В результате возникает многопиковая структура генерации.

На рис.7,б показаны распределения в момент времени, предшествующий выходу из усилителя второго, наиболее интенсивного, импульса. Прохождение этого импульса в активной среде, как следует из рисунка, эффективно насыщает усиление в усилителе, где его интенсивность наиболее высока. Насыщение приводит к тому, что длительности фронта и самого импульса уменьшаются, т.к. его фронтальная часть «бежит» по слабо насыщенной среде, а остальная часть – уже по насыщенной. При этом на спаде импульса среда становится поглощающей, поскольку ненасыщаемые потери θ_s превышают насыщенное усиление. Сравнение распределений α в усилителе на рис.7,б и в обнаруживает различие в поведении кривых на малом участке вблизи $x = 1$. В первом случае имеет место

падение усиления, во втором – его рост. Объяснение состоит в том, что в первом случае насыщение среды, вызванное предыдущими импульсами, является неглубоким и относительно медленно компенсируется накачкой (при $x = 1$ интенсивность накачки максимальна). Во втором случае насыщение глубокое, и за время, равное 1, влияние накачки в этом месте среды является заметным.

Рис.7,г иллюстрирует формирование третьего импульса – импульса с минимальной амплитудой. После частичного отражения второго импульса от зеркала третий импульс усиливается в генераторе до амплитуды, сравнимой с амплитудой предыдущего импульса (момент времени $\tau = 4.1$). Однако остаток пути до выхода из резонатора (по времени этот путь занимает 0.4) третий импульс проходит по поглощающей среде, поэтому не удивительно, что из усилителя выйдет импульс весьма малой амплитуды (см. рис.6,а). Из рис.7,з видно, что после выхода третьего импульса в среде остается усиление, сосредоточенное в генераторе. Этот факт обосновывает возможно-

сти повышения эффективности лазера, о чем уже упоминалось выше.

Особенности формирования импульсов при коэффициенте отражения R , увеличенном до 0.32, можно видеть на рис.7,д. Увеличение коэффициента отражения приводит к увеличению интенсивности w_s^+ и к более глубокому насыщению среды импульсом максимальной мощности (выход при $\tau = 2.5$). Следующий импульс (выход при $\tau = 3.5$), формирование которого показано на рисунке, мог усилиться только в части генератора и в дальнейшем, пройдя по усилителю с поглощением, будет сильно ослаблен. Отметим, что дальнейшее увеличение R и соответствующий рост w_s^+ не приводят к увеличению интенсивности на выходе, поскольку часть w_s^+ , выводимая из активной среды, при этом уменьшается.

Распределения, показанные на рис.7,е, получены для варианта лазера с несимметричным возбуждением, в котором $L_1 : L_2 = 0.3 : 0.7$, $R = 0.32$. Поскольку мощность накачки в генераторе и усилителе делится в той же пропорции, генератор оказывается чрезмерно «слабым». Из-за этого не удается добиться существенного снижения усиления в генераторе, в ближайшей к нему части усилителя усиление после второго импульса остается положительным. Тем не менее из сравнения с данными рис.7,в следует, что «остаточное» усиление в этом случае ниже. Небольшой выигрыш в амплитуде выходного импульса достигается за счет более длинного усилителя, в котором происходит обострение импульса w_s^+ .

Отметим, что в достаточно длинном резонаторе, когда с ростом мощности накачки рост выходной мощности ограничивается, в том числе из-за влияния ненасыщаемых потерь, возрастает роль оптимизации параметров лазера. Результаты проведенных расчетов показывают, что увеличение амплитуды выходных импульсов может быть достигнуто путем совместной оптимизации геометрических параметров и коэффициента отражения зеркала. По-видимому, в число оптимизируемых параметров при заданной мощности накачки возможно также включить длину активной среды и распределение мощности накачки между частями активной среды. Тогда улучшение выходных характеристик может быть достигнуто в результате многофакторной оптимизации. С этой же целью целесообразна разработка иных функциональных схем висмутового волоконного лазера.

6. Заключение

Показано, что рассмотренная модель волоконного кольцевого висмутового лазера адекватно описывает существенную часть экспериментальных результатов. Это позволяет считать надежными результаты моделирования, понять и изучить те характеристики лазера, которые не поддаются детальному экспериментальному анализу. Так, установлено, что причиной возникновения многопикового режима и импульсной генерации сложной формы является неполное насыщение активной среды. Показано, что изменения начальной интенсивности спонтанного излучения в данной схеме лазера слабо влияют на амплитуду выходных импульсов. Моделирование позволило объяснить, каким образом происходят изменения амплитуды и ширины импульсов в условиях сильной неоднородности активной среды по накачке и усилению. Установлено, что, оптимизируя отдельные параметры, в моделируемом лазере можно увеличить амплитуду выходных импульсов по крайней мере вдвое.

1. Фирстова Е.Г., Буфетов И.А., Хопин В.Ф. и др. *Квантовая электроника*, **45** (1), 59 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (1), 59 (2015)].
2. Thipparapu N.K., Wang Y., Wang S., et al. *Opt. Mat. Express*, **9** (6), 2446 (2019).
3. Bufetov I.A., Melkumov M.A., Firstov S.V., et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **20** (5), 111 (2014).
4. Gumenyuk R., Puustinen J., Shubin A.V., et al. *Opt. Lett.*, **38** (20), 4005 (2013).
5. Хегай А.М., Афанасьев Ф.В., Рюмкин К.Е. и др. *Квантовая электроника*, **46** (12), 1077 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (12), 1077 (2016)].
6. Khagai A., Melkumov M., Firstov S., et al. *Opt. Express*, **26** (18), 23911 (2018).
7. Adachi S., Koyamada Y. *J. Lightwave Technol.*, **20** (8), 1506 (2002).
8. Wang Y., Xu C.-Q. *Opt. Lett.*, **29** (10), 1060 (2004).
9. Wang Y., Xu C.-Q. *Prog. Quantum Electron.*, **31**, 31 (2007).
10. Wang Y., Martinez-Rios A., Po H. *Opt. Commun.*, **224**, 113 (2003).
11. Roy P., Pagnoux D. *Opt. Fiber Technol.*, **2**, 235 (1996).
12. Jung M., Melkumov M., Khopin V.F., et al. *Laser Phys. Lett.*, **10** (12), 125104 (2013).
13. Jung M., Melkumov M., Khopin V.F., et al. *Laser Phys. Lett.*, **11**, 125102 (2014).
14. Khagai A., Firstov S., Riumkin K., et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **31** (12), 963 (2019).
15. Kowalski F.V., Shattil S.J., Hale P.D. *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 734 (1988).
16. Littler I.C.M., Balle S., Bergmann K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8** (7), 1412 (1991).